

Petar Biljanović

POLUVODIČKI
ELEKTRONIČKI
ELEMENTI

ŠKOLSKA KNJIGA - ZAGREB



1433/19

120,00

UDŽBENICI SVEUČILIŠTA U ZAGREBU
MANUALIA UNIVERSITATIS STUDIORUM ZAGRABIENSIS



Urednik

DR. SC. ŽELJKO MATUTINOVIĆ

Recenzenti

PROF. DR. SC. PETAR KULIŠIĆ

PROF. DR. SC. UROŠ PERUŠKO

PROF. DR. SC. VESNA ROJE

Grafički urednik

MARIO BARIŠIĆ

Lektorica

MILADA PINDULIĆ

Korektorica

NADA ANIĆ

Crteže izradio

JOŠKO GUBERINA

Slog i prijelom

"MN GRAFIKA" d.o.o.

Objavljivanje ovog udžbenika odobrio je Odbor Sveučilišne skupštine za izdavačku djelatnost Sveučilišta u Zagrebu, rješenjem br. 02-277/I-1995. od 27. lipnja 1995.

© ŠKOLSKA KNJIGA d.d. Zagreb, 1996.

Nijedan dio ove knjige ne smije se umnožavati, fotokopirati ni na bilo koji način reproducirati bez nakladnikova pismenog dopuštenja.

ISBN 953-0-30686-5

CIP – katalogizacija u publikaciji.

Nacionalna i sveučilišna knjižnica, Zagreb

UDK 621.382(075.8)

Biljanović, Petar

Poluvodički elektronički elementi / Petar Biljanović; [crteže izradio Joško Guberina]. – Zagreb: Školska knjiga, 1996. – XVI, 608 str.: ilustr.; 24 cm. – (Udžbenici Sveučilišta u Zagrebu = Manualia Universitatis Studiorum Zagrabensis)
Kazalo.

ISBN 953-0-30686-5

960830022

Tisak

GRAFIČKI ZAVOD HRVATSKE, Zagreb

Dr. sc. Petar Biljanović

Redovni profesor Fakulteta elektrotehnike
i računarstva Sveučilišta u Zagrebu

POLUVODIČKI ELEKTRONIČKI ELEMENTI



ŠKOLSKA KNJIGA – Zagreb, 1996.

Malo duža posveta

U jednom dječjem kazalištu glumac je na pozornicu došao s velikom lutkom u jednoj ruci i s crvenom kapicom u drugoj i rekao djeci u gledalištu da prije početka priče lutki treba dati ime.

– Koje ćemo ime dati lutki? – upitao je djecu stavljajući lutki crvenu kapicu na glavu. Jedan švrco iz prvog reda brzo je dobio: – Snjeguljica! Kada je smijeh u gledalištu utihnuo, švrco je, nimalo se ne kolebajući, upitao: – Zašto Snjeguljica ne bi mogla imati crvenu kapicu?

*Da, zaista, zašto Snjeguljica ne bi mogla imati crvenu kapicu? Odnosno, zar baš **svaka** lutka s crvenom kapicom mora biti Crvenkapica?*

Kakve veze ime ova priča s ozbiljnim udžbenikom iz jedne isto tako ozbiljne tehničke discipline? Naizgled nikakve. No sasvim sigurno ima s autorom. Nitko od nas nije siguran da neće u jednom trenutku Snjeguljicu proglasiti Crvenkapicom samo zato što se pojavila s crvenom kapicom na glavi. Posljedica je da ćemo upasti u sasvim drugu priču. I da će naši zaključci, iako naizgled točni, biti krivi. Ako je autor, pišući ovu knjigu, negdje Snjeguljicu proglasio Crvenkapicom, a Vi to (poput onoga švrce u kazalištu) opazite, svakako mu javite. Bit će Vam zahvalan.

* * *

Nakon gornje priče i gornje tri zvjezdice ovu knjigu posvećujem mojem prvom unuku Josipu radi brojnih zanimljivih doživljaja koje smo zajedno imali, drugom unuku Filipu, te unukama Tamari i Nadini.

Predgovor

Udžbenik »Poluvodički elektronički elementi« namijenjen je studentima elektrotehnike i srodnih struka kao bazična literatura iz širokog područja poluvodičke elektronike i mikroelektronike. Cilj udžbenika je da studente upozna s principima rada i svojstvima poluvodičkih elektroničkih elemenata, te da ih »na velika vrata« uvede u čudesni i izazovni svijet moderne elektronike i mikroelektronike. S puno razloga mnogi ugledni teoretičari razvoja društva naše doba zovu »silicijskim dobom«, našu civilizaciju »silicijskom civilizacijom« dok silicij kao osnovni poluvodički materijal radi njegova utjecaja na razvoj tehnike i tehnologije zovu »novim čelikom«. Silicij, dakle, danas ima onaj značaj i ulogu koju je u prvoj polovini stoljeća imao čelik. Silicij, ili općenitije poluvodič, postao je jedan od ključnih pojmova našeg doba. Njegov značaj, zbog utjecaja razvoja poluvodičke elektronike i mikroelektronike na sve sektore privređivanja ali i znanosti, obrazovanja, odgoja, te umjetnosti toliko je presudan za razvoj društva da je neophodno u svakom modernom društvu raspolagati znanjima iz ovog područja. Ta su znanja prvenstveno potrebna studentima elektrotehnike, ali i ostalih tehničkih disciplina, te diplomiranim inženjerima i znanstvenicima.

Autor ovoga udžbenika preko tri decenije djeluje kao znanstveni radnik, istraživač i sveučilišni nastavnik u području poluvodičke elektronike i mikroelektronike. Na temelju dugogodišnjeg iskustva izvršen je izbor materije iz širokog dijapazona poluvodičke elektronike reprezentativan za ovo područje i bitan za njegovo razumijevanje. Kako su fenomeni u poluvodičkim materijalima ti koji određuju rad i svojstva elektroničkih naprava, tim fenomenima posvećena je posebna pažnja. To je predmet u manjoj mjeri prvog, uvodnog poglavlja, posvećenog povijesnom razvoju elektronike, a u velikoj mjeri drugog i trećeg poglavlja. Zbog presudnog značaja planarne tehnologije na siliciju u procesiranju poluvodičkih elektroničkih elemenata i mikroelektroničkih sklopova, toj je problematici posvećeno posebno, četvrto poglavlje. Ova problematika razmatra se ne samo iz tehnoloških pobuda već i zato što se rad i svojstva realnih elemenata teško mogu sagledati izvan konteksta njihove tehnološke realnosti. Teorija *pn*-spoja, kao centralni dio teorije svih poluvodičkih bipolarnih elemenata, razmatra se u petom poglavlju. Šesto poglavlje posvećeno je *pn*-diodama, njihovim izvedbama i svojstvima. Veliko značenje u današnjoj

elektronici pripada elektroničkim elementima temeljenim na spoju metala i poluvodiča, te općenito heterospojevima. Ta problematika predmet je sedmog poglavlja. Statička svojstva osnovne bipolarnе pojačavačke i prekidačke komponente – bipolarnog tranzistora – analiziraju se u osmom poglavlju. Tu se daje moderna teorija rada bipolarnog tranzistora temeljena na današnjem stupnju razvoja planarne tehnologije na siliciju. Izvedbe, dinamička svojstva, nadomjesni sklopovi realnih diskretnih i integriranih bipolarnih tranzistora, te pregled i tumačenja efekata višeg reda, predmet su razmatranja u devetom poglavlju. Tu su, uz silicijske, opisani i heterospojni bipolarni tranzistori kao jedna od mogućih varijanti tranzistora za specifične namjene. Ovo poglavlje prezentira u potpunosti današnje stanje poluvodičke tehnike u području bipolarnih tranzistora dajući rubne mogućnosti mikro-elektronike. Spojni unipolarni tranzistor, njegova izvedba, statička i dinamička svojstva, te nadomjesni sklopovi razmatraju se u desetom poglavlju. Struktura metal-oksid-poluvodič, poznata kao MOS-struktura, temeljni je dio unipolarnih MOS-tranzistora. Ona u svijetu unipolarnih tranzistora ima onaj značaj kojega u svijetu bipolarnih ima *pn*-struktura. Stoga je svojstvima ove strukture posvećeno posebno, jedanaesto poglavlje. Principi rada, statička i dinamička svojstva, nadomjesni sklopovi, te skaliranje MOS-tranzistora, predmet su dvanaestog poglavlja. Izvedbe MOS-tranzistora, efekti višeg reda te pojave izazvane minijaturizacijom razmatraju se u posljednjem, trinaestom poglavlju.

Prilikom pisanja udžbenika korišteni su u najvećoj mjeri originalni izvori, posebno časopisi IEEE-a¹, najugledniji američki sveučilišni udžbenici, te izvještaji institucija koje prate razvoj poluvodičke elektronike i mikroelektronike. Korištena je i određena patentna dokumentacija, te podaci dobiveni osobnom komunikacijom. U određenoj mjeri korišteni su i rezultati teorijskih i eksperimentalnih istraživanja autora i njegovih suradnika nastali u sklopu znanstveno-istraživačkih projekata u posljednje dvije i pol decenije. Stoga ovaj udžbenik prezentira određeni broj teorijskih spoznaja koje u svjetskoj udžbeničkoj literaturi nisu prisutne. Nadamo se da to pridonosi kvaliteti i originalnosti udžbenika.

Autor se u pisanju ovog udžbenika susretao s nizom problema, ali i izazova. Radi se o materiji koja je u pravom smislu interdisciplinarna, fundamentalna i vrlo opsežna. Na prihvatljivom broju stranica trebalo je razmotriti mnoge interdisciplinarne »sastavne dijelove« poluvodičke elektronike, teoriju osnovnih poluvodičkih struktura poput *pn*-spoja i MOS-strukture, te teoriju rada poluvodičkih elemenata. Pri tome se trebalo opredijeliti između dubine prikaza materije i broja prezentiranih poluvodičkih elemenata. Autor se, ne bez dvoumice, opredijelio za fundamentalni pristup, koji na vrlo ograničenom broju elemenata (*pn*-diode, diode metal-poluvodič, bipolarni homospojni i heterospojni tranzistori, spojni i MOS unipolarni tranzistori) nudi kompletnu metodologiju analize elektroničkih elemenata. Čitatelj koji ovlada tom metodologijom može razumijeti rad, svojstva i karakteristike elemenata koji ovdje nisu prezentirani. To je sasvim u skladu s istočnjačkom filozofijom koja tvrdi da ćemo čovjeka lakše nahraniti ako ga naučimo da lovi ribu nego ako mu poklonimo ribu.

Ne mali problem u pisanju udžbenika predstavljalo je nepostojanje domaće terminologije iz čitavih dijelova ovoga područja. Autor se opredijelio za pristup temeljen na tradicionalnim vrijednostima našeg jezika poštujući senzibilitet svojih prethodnika, prvenstveno prof. Vinka Alberta i prof. dr. sc. Borislava Juzbašića koji su u svoje doba dali značajan doprinos i tom dijelu struke.

¹ Kratica od Institute of Electrical and Electronics Engineers, američkog (i svjetskog) udruženja diplomiranih inženjera elektrotehnike i elektronike.

Zahvalnost za pomoć u nastajanju ovog udžbenika dugujem mnogima, koji su rjeđe neposredno, češće posredno, zaslužni što se ovaj udžbenik nalazi na policama knjižnica i u rukama čitatelja. Navodim samo neke. Prof. dr. sc. Borislav Juzbašić (1923-1990) godinama je razvijao i predavao kolegije iz područja elektroničkih elemenata na Elektrotehničkom fakultetu u Zagrebu, te je uveo problematiku poluvodičke elektronike u visokoškolsku nastavu u našoj sredini. Autor je prvog cjelovitog sveučilišnog udžbenika iz elektroničkih elemenata u našoj sredini, kojeg je značajan dio posvećen poluvodičkoj problematici. Njegova najveća zasluga je što je generacije studenata upozorio na značaj ovoga područja svojim briljantnim predavanjima. Zdravko Bendeković, dipl. inž., vrsni tehnolog, razvojni inženjer i istraživač decenijama je djelovao na sve one koji su u našoj sredini radili u poluvodičkoj struci, pa je izvršio presudan utjecaj i na autora, što on sa zadovoljstvom priznaje. Neki originalni dijelovi ovoga udžbenika poput postojanja maksimalne dubine *pn*-spoja pri difuziji iz ograničenog izvora i koncepta bipolarnog tranzistora s horizontalnim tokom struje posljedica su njegovih ideja. Kolege i prijatelji s drugih fakulteta prof. dr. sc. Jože Furlan, prof. dr. sc. S. Amon, prof. dr. sc. L. Trontelj, prof. dr. sc. D. Tjapkin, prof. dr. sc. R. Popović i ostali svojim radovima i osobnim kontaktima s autorom kroz više decenija pridonosili su stvaranju znanja i pogleda na struku što je svakako imalo pozitivni odraz na ovaj udžbenik. Za to im, svakom pojedince, dugujem ne malu zahvalnost.

Za neposrednu pomoć u opremanju udžbenika i pregledu rukopisa zahvalan sam doc. dr. sc. Željku Butkoviću koji je tekst pročitao i dao vrlo korisne savjete. Mr. sc. Mladenko Vukić i Joško Guberina, dipl. inž. obavili su glavni dio posla na kompjutorskoj obradi teksta i slika, pri čemu su dali korisne sugestije i u vezi s pojedinim dijelovima teksta. Zahvalan sam i uredniku Školske knjige dr. sc. Željku Matutinoviću na velikoj pomoći pri pisanju i tiskanju udžbenika. Zahvalan sam i supruzi Snežani za stoičko podnošenje pisanja udžbenika u recidivu.

Na kraju, ali i u najvećoj mjeri, zahvalan sam mojem dragom, najstarijem unuku, Josipu Mediću, strastvenom lovcu i istraživaču, koji me je inspirirao da napišem ovaj udžbenik.

U Zagrebu, 25. svibnja, 1995.

Autor

Sadržaj

Malo duža posveta	IV
Predgovor	V
Sadržaj	IX
1. Uvod	1
1.1. Definicija elektronike	1
1.2. Kratak prikaz razvoja elektronskih cijevi	2
1.2.1. <i>Utjecaj razvoja elektronskih cijevi na razvoj elektronike</i>	4
1.3. Kratak prikaz razvoja poluvodičkih elektroničkih elemenata	5
1.4. Planarna tehnologija i mikroelektronički poluvodički sklopovi	11
1.4.1. <i>Pojava integriranog sklopa</i>	14
1.4.2. <i>Utjecaj razvoja mikroelektronike na industrijski i privredni razvoj</i>	16
1.4.3. <i>Pravilo dekadskog ritma i dalji razvoj</i>	17
2. Pregled osnovnih svojstava i pojava u poluvodičkim materijalima	18
2.1. Definiranje poluvodičkog materijala	18
2.2. Struktura čvrstih tijela	19
2.2.1. <i>Kovalentni kristali</i>	20
2.2.2. <i>Millerovi indeksi</i>	22
2.3. Dijagrami energetske pojase	26
2.4. Elektroni i šupljine	30
2.4.1. <i>Pojam efektivne mase</i>	33
2.5. Ekstrinzični poluvodiči	34
2.5.1. <i>Poluvodiči n-tipa</i>	35
2.5.2. <i>Poluvodiči p-tipa</i>	42
2.5.3. <i>Duboke primjese</i>	44

2.6. Generacija i rekombinacija. Zakon termodinamičke ravnoteže	46
2.7. Intrinzična koncentracija	50
2.7.1. <i>Temperaturna ovisnost širine zabranjenog pojasa i intrinzične koncentracije</i>	52
2.8. Zakon ravnoteže prostornog naboja	56
2.9. Određivanje ravnotežnih koncentracija slobodnih nosilaca	59
2.9.1. <i>Ekstrinzično temperaturno područje</i>	60
2.9.2. <i>Intrinzično temperaturno područje</i>	61
2.10. Fermi-Diracova statistika	61
2.10.1. <i>Fermi-Diracova funkcija gustoće energija</i>	66
2.11. Maxwell-Boltzmannova statistika	69
2.11.1. <i>Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija slobodnih elektrona i šupljina</i>	74
2.12. Određivanje Fermijeve energije u nedegeneriranom poluvodiču	75
2.12.1. <i>Položaj Fermijeva nivoa u intrinzičnom poluvodiču</i>	77
2.12.2. <i>Položaj Fermijeva nivoa u poluvodiču n-tipa</i>	78
2.12.3. <i>Položaj Fermijeva nivoa u poluvodiču p-tipa</i>	80
2.12.4. <i>Alternativni oblici relacija za koncentracije slobodnih elektrona i šupljina</i>	81
2.13. Osnovna svojstva degeneriranog silicija	82
2.13.1. <i>Utjecaj degeneracije na intrinzičnu koncentraciju</i>	86
2.13.2. <i>Utjecaj degeneracije na položaj Fermijeva nivoa</i>	87
3. Mehanizmi vođenja struje u poluvodičima.	
Procesi generacije i rekombinacije nosilaca	94
3.1. Gibanje slobodnih nosilaca u uvjetima toplinske ravnoteže	94
3.2. Usmjereno gibanje slobodnih nosilaca pod djelovanjem električnog polja ..	98
3.3. Pokretljivost slobodnih elektrona i šupljina	101
3.4. Driftna struja u poluvodičima	107
3.4.1. <i>Specifična vodljivost intrinzičnog poluvodiča</i>	109
3.4.2. <i>Poluvodič s uravnoteženom elektronskom i šupljinskom vodljivošću</i>	109
3.4.3. <i>Specifična vodljivost poluvodiča u općem slučaju</i>	111
3.5. Difuzijska struja u poluvodičima	114
3.6. Ukupna struja u poluvodiču	118
3.7. Jednadžba kontinuiteta i difuzijska jednadžba	119
3.8. Mehanizmi generacije i rekombinacije	121
3.8.1. <i>Nizak i visok nivo injekcije</i>	122
3.8.2. <i>Direktna rekombinacija nosilaca</i>	123
3.8.3. <i>Indirektna rekombinacija nosilaca</i>	124
3.8.4. <i>Shockley - Hall - Readova rekombinacija</i>	128
3.8.5. <i>Augerova rekombinacija</i>	130
3.8.6. <i>Površinska rekombinacija</i>	133
3.8.7. <i>Vrijeme života ekscesnih nosilaca</i>	135
3.8.8. <i>Difuzijska dužina</i>	139

4. Planarna tehnologija na siliciju. Formiranje <i>pn</i>-spoja	144
4.1. Definiranje <i>pn</i> -spoja	144
4.2. Epitaksijalni rast	145
4.2.1. <i>Kemijska depozicija iz parne faze</i>	146
4.2.2. <i>Arrheniusov zakon brzine rasta epitaksijalnog sloja</i>	147
4.2.3. <i>Epitaksijalni rast pomoću molekulskog snopa</i>	148
4.3. Oksidacija	149
4.3.1. <i>Deal-Groveov model rasta oksidnog sloja</i>	150
4.3.2. <i>Preraspodjela primjese u siliciju za vrijeme termičke oksidacije</i>	155
4.4. Difuzija primjese	157
4.4.1. <i>Difuzija uz konstantnu površinsku koncentraciju</i>	159
4.4.2. <i>Difuzija iz ograničenog izvora</i>	162
4.4.3. <i>Određivanje dubine <i>pn</i>-spoja dobivenog difuzijom primjese</i>	164
4.4.4. <i>Dvodimenzionalni efekti u difuziji primjese</i>	170
4.4.5. <i>Specifičnosti u procesu difuzije primjese</i>	171
4.5. Ionska implantacija	173
4.6. Metalizacija	178
4.7. Planarna tehnologija	180
5. Teorija <i>pn</i>-spoja	183
5.1. Skokovit i linearno-postupan <i>pn</i> -spoj	183
5.2. Konstantnost Fermijeva nivoa u uvjetima termodinamičke ravnoteže	184
5.3. Nehomogeni poluvodiči	186
5.4. Veza koncentracije primjese i jakosti električnog polja	188
5.5. Potencijalna barijera	190
5.6. Poissonova jednadžba	190
5.7. <i>pn</i> -spoj u stanju termodinamičke ravnoteže. Kontaktni potencijal	191
5.8. Analiza područja prostornog naboja ili prijelaznog područja u skokovitom <i>pn</i> -spoju u stanju termodinamičke ravnoteže	193
5.9. Širina graničnog sloja i Debyejeva dužina	201
5.10. Debyejeva dužina i vrijeme dielektrične relaksacije	203
5.11. Analiza područja prostornog naboja ili prijelaznog područja u linearno-postupnom <i>pn</i> -spoju u stanju termodinamičke ravnoteže	205
5.12. Reverzno ili nepropusno polariziran <i>pn</i> -spoj	207
5.13. Kapacitet reverzno polariziranog <i>pn</i> -spoja	213
5.14. Mehanizmi proboja u reverzno polariziranom <i>pn</i> -spoju	218
5.14.1. <i>Lavinski proboj</i>	218
5.14.2. <i>Tunelski ili Zenerov proboj</i>	227
5.15. Direktno ili propusno polariziran <i>pn</i> -spoj	233
5.15.1. <i>Veza napona na <i>pn</i>-spoju i rubnih koncentracija nosilaca</i>	234
5.15.2. <i>Strujno-naponska karakteristika idealnog <i>pn</i>-spoja</i>	235
5.15.3. <i>Rekombinacijske struje slobodnih elektrona i šupljina</i>	238
5.15.4. <i>Faktor injekcije</i>	239
5.15.5. <i>Ispravljačko svojstvo <i>pn</i>-spoja</i>	240

5.15.6. Svojstva <i>pn</i> -strukture s uskim stranama <i>p</i> i <i>n</i> .	241
5.16. Kvazi-Fermijevi nivoi	243
6. Poluvodičke <i>pn</i>-diode	245
6.1. Spojna <i>pn</i> -dioda	245
6.2. Strujno-naponska karakteristika realne spojne <i>pn</i> -dioda	246
6.2.1. <i>Nepropusno polarizirana spojna pn-dioda</i>	246
6.2.2. <i>Propusno polarizirana spojna pn-dioda</i>	248
6.2.3. <i>Strujno-naponska karakteristika tipične realne silicijske spojne pn-dioda</i>	256
6.3. Difuzijska admitancija spojne <i>pn</i> -dioda	260
6.4. Nadomjesni sklop <i>pn</i> -dioda	269
6.5. Spojna <i>pn</i> -dioda kao sklopka	271
6.5.1. <i>Analiza rada pn-dioda u režimu sklopke</i>	272
6.5.2. <i>Približno određivanje vremena zadržavanja</i>	276
6.5.3. <i>Točni izrazi za vrijeme zadržavanja i vrijeme opadanja</i>	277
6.5.4. <i>Vremenska konstanta pn-dioda s uskom n-stranom</i>	279
6.5.5. <i>Dioda s usporavajućim poljem</i>	280
6.6. Tunelska ili Esakijeva dioda	280
6.7. Protusmjerna <i>pn</i> -dioda	286
6.8. Kapacitivne <i>pn</i> -dioda	287
6.9. Probojne ili Zenerove diode	288
7. Spoj metal-poluvodič. Heterospojevi	290
7.1. Idealizirani spoj metal-poluvodič	290
7.2. Idealizirani spoj metal-poluvodič u neravnotežnom stanju	294
7.3. Sniženje energetske barijere zbog djelovanja polja ili Schottkyjev efekt	296
7.4. Schottkyjev efekt u spoju metal-poluvodič	299
7.5. Mehanizmi protjecanja struje kroz spoj metal-poluvodič	301
7.6. Struja termionske emisije	303
7.6.1. <i>Fermi-Diracova funkcija gustoće brzina</i>	304
7.6.2. <i>Termionska emisija iz metala u vakuum</i>	305
7.6.3. <i>Utjecaj Schottkyjeva efekta na struju termionske emisije</i>	309
7.6.4. <i>Struja termionske emisije u spoju metal-poluvodič</i>	310
7.7. Difuzijska struja u spoju metal-poluvodič	311
7.8. Generalizirana termionsko-difuzijska teorija	312
7.9. Idealizirana strujno-naponska karakteristika ispravljačkog spoja metal-poluvodič	313
7.10. Tunelski kontakt metala i poluvodiča <i>n</i> -tipa	314
7.11. Neispravljački spoj metala i nedegeneriranog poluvodiča <i>n</i> -tipa	315
7.12. Spoj metala i poluvodiča <i>p</i> -tipa	317
7.13. Utjecaj površinskih stanja na svojstva spoja metal-poluvodič	318
7.14. Schottkyjeva dioda	319
7.15. Usporedba Schottkyjeve diode i <i>pn</i> -dioda	321
7.16. Praktične izvedbe Schottkyjeve diode	323
7.17. Praktične izvedbe neispravljačkog spoja metal-poluvodič	324

7.18. Poluvodički heterospoj	327
7.19. Idealni anizotropni poluvodički heterospoj	327
7.20. Idealni izotropni poluvodički heterospoj	331
8. Bipolarni tranzistori – statička svojstva	334
8.1. Princip rada bipolarnog tranzistora	334
8.2. Osnovna izvedba planarnog bipolarnog tranzistora	335
8.3. Rad tranzistora u normalnom aktivnom području	337
8.4. Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze	340
8.5. Ovisnost istosmjernog faktora strujnog pojačanja o fizikalnim, geometrijskim i tehnološkim veličinama tranzistora	342
8.5.1. <i>Efikasnost emitera</i>	344
8.5.2. <i>Bazni transportni faktor</i>	350
8.5.3. <i>Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze</i>	351
8.6. Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera	352
8.7. Tranzistor s transparentnom bazom i proizvoljnim profilom primjesa u bazi	354
8.8. Područja rada tranzistora	357
8.8.1. <i>Normalno aktivno područje</i>	357
8.8.2. <i>Inverzno aktivno područje</i>	358
8.8.3. <i>Zaporno područje</i>	359
8.8.4. <i>Područje zasićenja</i>	360
8.9. Transportne jednadžbe degeneriranog emitera s proizvoljnim profilom primjesa	362
8.10. Teorija faktora strujnog pojačanja uz degenerirani emiter pri proizvoljnom profilu primjesa u emiteru i bazi	363
8.10.1. <i>Tranzistor s transparentnim emiterom</i>	367
8.10.2. <i>Efektivna brzina emitorske rekombinacije</i>	368
8.10.3. <i>Tranzistor s netransparentnim emiterom</i>	369
8.11. Ovisnost faktora strujnog pojačanja o struji kolektora	370
8.12. Ebers-Mollove jednadžbe. Statičke karakteristike tranzistora	374
8.12.1. <i>Ebers-Mollov nadomjesni sklop tranzistora</i>	376
8.12.2. <i>Ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze</i>	378
8.12.3. <i>Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze</i>	379
8.12.4. <i>Ebers-Mollove jednadžbe za tranzistor u spoju zajedničkog emitera</i>	382
8.12.5. <i>Ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera</i>	383
8.12.6. <i>Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera</i>	384
8.13. Eksponencijalni profil primjesa u bazi	387
9. Izvedbe i svojstva realnih bipolarnih tranzistora	391
9.1. Princip monolitne integracije	391
9.2. Metode izolacije bipolarnih tranzistora u monolitnom sklopu	393
9.2.1. <i>Izolacija reverzno polariziranim pn-spojevima</i>	393
9.2.2. <i>Oksidne izolacije</i>	398
9.3. Realne tranzistorske strukture	403

9.3.1.	<i>Osnovna svojstva polisilicija</i>	404
9.3.2.	<i>Polisilicijski emiteri</i>	405
9.3.3.	<i>Osnovna svojstva tranzistora s polisilicijskim kontaktom emitera</i>	407
9.3.4.	<i>SIS-tranzistor</i>	410
9.3.5.	<i>Tehnika samopodešavanja</i>	410
9.3.6.	<i>SICOS-tranzistor</i>	413
9.3.7.	<i>SICOSOI-tranzistor</i>	414
9.3.8.	<i>Tranzistor s horizontalnim tokom struje (HCT)</i>	414
9.3.9.	<i>Tranzistorske pnp-strukture</i>	417
9.4.	<i>Pojave i efekti u realnim tranzistorima. Modeli i nadomjesni sklopovi</i>	419
9.4.1.	<i>Serijski otpor emitera</i>	419
9.4.2.	<i>Serijski otpor baze</i>	419
9.4.3.	<i>Serijski otpor kolektora</i>	420
9.4.4.	<i>Kapaciteti osiromašenih područja</i>	421
9.4.5.	<i>Difuzijski kapaciteti</i>	421
9.4.6.	<i>Potpuni nelinearni hibridni-p nadomjesni Ebers-Mollov sklop</i>	423
9.4.7.	<i>Linearni hibridni-p nadomjesni sklop za mali izmjenični signal</i>	425
9.4.8.	<i>Komponente vremena prolaska u normalnom aktivnom području</i>	428
9.4.9.	<i>Efekt širenja baze</i>	430
9.4.10.	<i>Ovisnost faktora strujnog pojačanja o frekvenciji</i>	434
9.4.11.	<i>Veza vremena prolaska kroz tranzistor τ i frekvencije f_T</i>	437
9.4.12.	<i>Gummel-Poonov model</i>	439
9.4.13.	<i>Modeliranje pojava na niskim strujama</i>	442
9.4.14.	<i>Model bipolarnog tranzistora za program SPICE</i>	443
9.4.15.	<i>Tranzistor kao sklopka</i>	446
9.4.16.	<i>Analiza rada tranzistora kao sklopke</i>	451
9.4.17.	<i>Schottkyjev tranzistor</i>	455
9.4.18.	<i>Ograničenja u radu tranzistora</i>	455
9.4.19.	<i>Tipična izlazna karakteristika tranzistora u spoju zajedničkog emitera</i>	461
9.5.	<i>Heterospojni bipolarni tranzistor</i>	462
9.5.1.	<i>Pojednostavljena teorija heterospojnog tranzistora</i>	463
9.5.2.	<i>Heterospojni tranzistor sa strukturom GaAlAs-GaAs</i>	465
9.5.3.	<i>Heterospojni bipolarni proces</i>	467
10.	Spojni tranzistor s efektom polja	472
10.1.	<i>Izvedba spojnog tranzistora s efektom polja</i>	472
10.2.	<i>JFET kao naponom upravljani linearni otpornik</i>	473
10.3.	<i>Princip rada JFET-a kao nelinearnog elementa</i>	476
10.4.	<i>Matematička analiza rada JFET-a</i>	479
10.5.	<i>Statičke karakteristike JFET-a</i>	482
10.6.	<i>Utjecaj serijskih otpora uvida i odvoda na rad JFET-a</i>	484

10.7. Dinamički parametri JFET-a u režimu malih izmjeničnih signala	485
10.8. Nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal	488
10.9. Gornja granična frekvencija JFET-a	490
10.10. Uvjet rada JFET-a u režimu malih izmjeničnih signala	491
10.11. Usporedba JFET-a i bipolarnog tranzistora	493
11. MOS-struktura. Napon praga	496
11.1. Osnovna MOS-struktura	496
11.2. Naboji u oksidnom sloju i na međupovršini Si-SiO ₂	498
11.3. Definiranje napona praga	500
11.4. Naboji u osiromašenom i inverzijskom sloju	502
11.5. Efektivna širina područja prostornog naboja	506
11.6. Određivanje napona praga <i>n</i> -kanalnih MOS-struktura	508
11.7. Napon praga <i>p</i> -kanalnih MOS-struktura	515
11.8. Upotreba relacija za napon praga u projektiranju poluvodičkih elemenata i metalizacije	516
11.9. Inverzijski, osiromašeni i obogaćeni slojevi u sustavu Si-SiO ₂	517
11.10. Alternativni oblik izraza za napon praga i analogija MOS-strukture i <i>pn</i> -strukture	519
11.11. Utjecaj podloge na iznos napona praga	521
11.12. Utjecaj ionske implantacije na iznos i predznak napona praga	522
12. Svojstva unipolarnih MOS-tranzistora	526
12.1. Uvod	526
12.2. Princip rada	527
12.3. Unipolarni MOS-tranzistor kao naponom upravljani linearni otpornik	531
12.4. Rad unipolarnog MOS-tranzistora kao nelinearnog elementa	534
12.5. Statičke karakteristike MOS-tranzistora	537
12.5.1. <i>Linearni dio izlaznih karakteristika</i>	539
12.5.2. <i>Triodno područje izlaznih karakteristika</i>	539
12.5.3. <i>Područje zasićenja</i>	540
12.5.4. <i>Usporedba približnog i točnog izraza za struju odvoda</i>	542
12.6. Utjecaj napona uvoda na karakteristike MOS-tranzistora	544
12.7. Modulacija dužine kanala	545
12.8. Određivanje iznosa napona praga i konstante MOS-tranzistora	547
12.9. Struja početka protjecanja ili početna struja	548
12.10. Mehanizmi proboja u MOS-tranzistoru	552
12.11. Temperaturna svojstva MOS-tranzistora	555
12.12. Osnovna dinamička svojstva i parametri MOS-tranzistora	557
12.12.1. <i>Strmina i dinamički otpor</i>	557
12.12.2. <i>Vrijeme prolaska kroz kanal</i>	558
12.12.3. <i>Vremenska konstanta ulaznoga kruga</i>	559
12.13. Nadomjesni sklopovi MOS-tranzistora za mali izmjenični signal	561
12.14. Usporedba <i>p</i> -kanalnog i <i>n</i> -kanalnog MOS-tranzistora	562
12.15. Skaliranje MOS-tranzistora	562

13. Izvedbe MOS-tranzistora. Efekti kratkog i uskog kanala	571
13.1. Tehnika silicijske upravljačke elektrode	571
13.2. Komplementarni MOS-invertor (CMOS)	574
13.3. Komplementarna CMOS - bipolarna struktura (BiCMOS)	576
13.4. Specifična svojstva minijaturnih MOS-tranzistora	576
13.4.1. <i>Efekt zasićenja driftne brzine slobodnih nosilaca</i>	577
13.4.2. <i>Kratki kanal i efektivni napon praga</i>	578
13.4.3. <i>Efekti uskog kanala</i>	582
13.4.4. <i>MOS-tranzistor s kratkim i s uskim kanalom</i>	584
13.4.5. <i>Efekt vrućih nosilaca</i>	585
13.4.6. <i>MOS-tranzistor sa slabo dopiranim odvodom i uvodom</i>	588
Prilog I.	590
Prilog II.	591
Prilog III.	592
Prilog IV.	594
Prilog V.	596
Prilog VI.	598
Kazalo	600

1. Uvod

1.1. Definicija elektronike

Elektronika je grana znanosti, tehnike i tehnologije koja se bavi proučavanjem transporta električki polariziranih čestica kroz poluvodiče, vakuum i plinove te izradom naprava koje se tim transportom koriste u praktične svrhe. Iako definicija elektronike obuhvaća gibanje električki polariziranih čestica bez obzira na njihovu masu i naboj, u praksi najveće značenje ima gibanje elektrona. Iz imena elektrona izveden je i sam naziv cijelog područja - elektronika. Definicija elektronike odnosi se na gibanje električki polariziranih čestica kroz poluvodiče, vakuum i plinove, stoga transport elektrona kroz metale nije predmet interesa elektronike. To međutim ne znači da metali kao materijali nemaju svoje značenje, mjesto i primjenu u elektronici.

Elektroničke naprave mogu se podijeliti na više načina. Ovdje ćemo ih podijeliti prema kompleksnosti njihove građe i elektroničke funkcije koju obavljaju. U tom pogledu dajemo sljedeću podjelu:

- elektronički elementi,
- elektronički sklopovi,
- elektronički sustavi.

Elektronički elementi su najjednostavnije elektroničke naprave, i po građi i po funkciji, namijenjene obavljanju osnovnih elektroničkih funkcija, kao što su pojačanje električnih signala ili prekidačka funkcija, odnosno funkcija sklopke. Te funkcije danas najčešće obavljaju silicijski **bipolarni** i **unipolarni** tranzistori, te elementi temeljeni na primjeni galij-arsenida i sličnih složenih poluvodičkih materijala. Elektronički elementi temelj su cjelokupne moderne elektronike.

Elektronički sklop je električka mreža sastavljena od elektroničkih i električkih elemenata, kao što su tranzistori, diode, otpornici, kondenzatori, namijenjena obavljanju elektroničkih funkcija nižeg stupnja složenosti. Te funkcije mogu po karakteru biti analogne i digitalne. U obavljanju analognih funkcija tranzistori u pravilu rade kao pojačavački elementi, a u obavljanju digitalnih funkcija rade u pravilu kao sklopke. Primjer elektroničkih sklopova su pojačala, oscilatori, logički sklopovi i sl.

Elektronički sustav je složena elektronička struktura sastavljena od većeg broja elektroničkih sklopova namijenjena obavljanju najsloženijih elektroničkih funkcija. Primjer sustava je elektroničko računalo, televizijski prijemnik, telefonska centrala i sl.

Današnji elektronički elementi, sklopovi i sustavi najčešće se ostvaruju metodama **planarne tehnologije** (engl. *planar technology*) u siliciju, mnogo rjeđe u nekom drugom poluvodičkom materijalu, u obliku malenih **čipova** (engl. *chip*). Čip je poluvodička pločica površine nekoliko mm² do otprilike 1 cm², debljine ispod 1 mm. U tom vrlo malom prostoru metodama planarne tehnologije smješta se na tisuće, pa i desetke i stotine tisuća elektroničkih elemenata, čak i na milijune. Čip može biti jedan element, ali i sklop, pa i najsloženiji elektronički sustav. Zahvaljujući čipovima i planarnoj tehnologiji na siliciju, danas je termin elektronika, osim u nekim specifičnim primjenama, nadomješten terminom **mikroelektronika** (engl. *microelectronics*). Pod mikroelektronikom danas se razumijeva grana elektronike i elektroničke tehnologije koja se bavi minijaturizacijom elektroničkih elemenata, sklopova i sustava. Pri tome minijaturizacija nije sama sebi svrha. Ona je samo sredstvo koje omogućuje razvoj i proizvodnju one elektroničke opreme koju ni na jedan drugi način ne možemo proizvesti uz cijenu, kvalitetu i pouzdanost koju nudi planarna tehnologija na siliciju. Najbolji primjer za to su mikroprocesori, memorijski sklopovi i sve vrste elektroničkih računala. Razvoj elektroničkih računala strogo je određen razvojem mikroelektroničkih sklopova proizvedenih metodama planarne tehnologije. Sve bolji čipovi stvaraju sve bolja računala koja zauzvrat opet omogućavaju projektiranje sve složenijih čipova, stoga se čipovi i računala međusobno neprestano pomažu u svom razvoju.

1.2. Kratak prikaz razvoja elektronskih cijevi

Prvi upotrebljivi elektronički element bila je vakuumaska dioda, djelo engleskog izumitelja J. A. Fleminga. Flemingova dioda bila je dvoelektrodna elektronska cijev u evakuiranom staklenom balonu, oblikom vrlo slična Edisonovoj žarulji. Jedna elektroda - užarena ugljena nit - emitirala je elektrone, druga - hladna metalna elektroda - skupljala je elektrone kada bi između tih dviju elektroda djelovalo električno polje usmjereno od hladne elektrode prema užarenoj. Užarena elektroda koja emitira elektrone zove se katoda, hladna elektroda koja prima elektrone zove se anoda. Pri promjeni smjera polja između anode i katode nisu se gibali elektroni. Fleming je napisao da je »prostor između žarne niti i metalne elektrode jednosmjerna ulica za elektricitet«, što je bit ispravljačkog djelovanja diode. Izum vakuumske diode Fleming je zaštitio u Britanskom patentnom uredu (British Patent Specification, No: 24850, 16th November, 1904) kao »dvoelektrodni ventil za ispravljanje visokofrekvencijskih izmjeničnih struja«. Bilo je to prvo patentno pravo u svijetu dodijeljeno za izum jednog elektroničkog elementa.

Dok je J. A. Fleming radio na otkriću vakuumske diode, Lee de Forest je u SAD radio na sličnom izumu, što je 1906. godine rezultiralo u troelektrodnoj vakuumskoj elektronskoj cijevi pod nazivom audion. Kasnije je ta elektronska cijev nazvana triodom. Trioda u prostoru između katode i anode ima još jednu rešetkastu elektrodu - rešetku ili mrežicu. Rešetka je normalno negativna prema katodi za razliku od anode koja je pozitivna. Svojim negativnim naponom rešetka ne privlači elektrone, ali uspješno kontrolira protok elektrona prema anodi pa anodna struja uz konstantni napon na anodi ovisi o naponu na rešetki. Relativno male promjene napona na rešetki izazivaju relativno velike promjene anodne struje, što je temelj pojačavačkog djelovanja triode. Ona ima svojstvo koje je kasnije nazvano kontroliranim

ili zavisnim naponskim ili strujnim izvorom. Odgovarajućim negativnim naponom na rešetki može se, međutim, unatoč pozitivnom naponu na anodi, prekinuti tok elektrona kroz triodu, odnosno može se prekinuti anodna struja što triodi daje svojstvo upravljive sklopke. Te dvije funkcije – funkcija kontroliranog izvora i funkcija sklopke – i danas su u biti dvije temeljne elektroničke funkcije. To je razlog zbog kojega neki autori smatraju da stvarna povijest elektronike počinje zapravo s otkrićem triode. Lee de Forest je svoj izum zaštitio prijavom patenta u SAD. Fleming je osporio Lee de Forestov patent tvrdeći da on ovisi o vakuumskoj diodi. Lee de Forest se branio da on nije bio upoznat s Flemingovim patentom prije nego što je podnio patentnu prijavu za triodu. Nadležni sud u SAD presudio je da Lee de Forestov izum ovisi o Flemingovu patentu. Sudski spor je okončan tek 1943. godine, kada je Vrhovni sud SAD donio konačnu odluku da Flemingov patent ne ograničava Lee de Forestov izum triode.

Ne male zasluge za razvoj vakuumskih elektronskih cijevi u ranom periodu njihova istraživanja indirektno pripadaju Franji Hanamanu, rođenom u Županji 1876. godine koji je zajedno s A. Justom iz Austrije proizveo prve volframove žarne niti postupkom supstitucije koji su patentirali u travnju 1903. godine. Patent je sedam godina kasnije, dakle nakon izuma diode i triode, rođan u SAD po cijeni od tadašnjih 250 000 USD. Volframova žarna nit imala je duži vijek trajanja od ugljene žarne niti i davala je bolju emisiju elektrona pri istoj snazi žarenja. Iako su Hanaman i Just radili na volframovoj žarnoj niti s namjerom da proizvedu bolju žarulju od Edisonove koja je imala ugljenu žarnu nit, izum je primijenjen i u diodama i triodama.

Trioda je svojom pojavom dovela do snažnog razvoja radiotehnike i elektronike općenito. Unatoč zavidnim električkim karakteristikama trioda je imala i jedan velik nedostatak – inherentnu kapacitivnost između anode i rešetke. Ta kapacitivnost omogućava povratnu vezu od anode prema rešetki, što dovodi do neželjenih pojava, posebno na visokim frekvencijama. Istraživač A. W. Hull predložio je da se taj kapacitet reducira dodavanjem nove zakrilne rešetke u prostor između upravljačke rešetke i anode u triodi. Pri tome se zakrilna rešetka treba dovesti na pozitivni potencijal s obzirom na katodu. Ideju je praktički ostvario 1926. godine H. J. Round u Velikoj Britaniji. Ta se elektronska cijev zvala tetroda.

Dvije godine nakon pojave tetrode 1926. godine Tellegen i Holst iz Philips Company u Nizozemskoj ostvarili su elektronsku cijev s tri rešetke. Bila je to pentoda. Treća rešetka je kočna rešetka smještena u prostoru između zakrilne rešetke i anode, koja je na potencijalu katode. Ta je rešetka u prostoru između zakrilne rešetke i anode stvarala konfiguraciju potencijala koja je uvelike eliminirala razmjenu sekundarnih elektrona između anode i zakrilne rešetke, što je znatno degradiralo karakteristike prijašnje tetrode.

Do sada navedene vakuumske elektronske cijevi imaju samo jednu upravljačku rešetku na koju se dovodi električni signal, koji se pojačava i pojačan odvodi iz anodnog kruga. Nakon pentode pojavila se heksoda, elektronska cijev s četiri rešetke, od čega su dvije upravljačke. Dvije upravljačke rešetke ima i heptoda, koja ima ukupno pet rešetki. Te su cijevi iskorištene za konverziju frekvencije. Proces konverzije sastoji se u sljedećem: signal visoke frekvencije f_v dovodi se na prvu upravljačku rešetku. Na drugu upravljačku rešetku dovodi se signal druge frekvencije f_0 iz sklopa koji se zove lokalni oscilator. Zajedničkim djelovanjem obaju signala postupkom miješanja frekvencija na nelinearnoj strujno-naponskoj karakteristici cijevi dobiva se u anodnom krugu među ostalim i signal međufrekvencije $f_m = f_v - f_0$. U anodnom krugu smješten je titrajni krug podešen na međufrekvenciju f_m .

Paralelno s razvojem elektronskih cijevi kao važnog tehnološkog područja razvijala se i teorija rada elektronskih cijevi, što je znatno pridonijelo njihovu razvoju i primjeni.

Teoriju emisije elektrona iz metala razvili su Richardson i Dushman, te Schottky. Child i Langmuir izveli su, polazeći od Poissonove jednadžbe koja povezuje elektrostatsko polje i gustoću prostornog naboja, relaciju koja povezuje anodnu struju diode s anodnim naponom. To je poznati Child-Langmuir zakon ili tropolovinski zakon. H. Barkhausen je izveo relaciju koja povezuje tri osnovna dinamička parametra triode: unutarnji otpor, strminu i faktor naponskog pojačanja.

Istodobno se pojavio veći broj izvrsno pisanih sveučilišnih udžbenika iz područja elektronskih cijevi koji su pridonijeli širenju znanja iz toga područja. Navodimo samo neke od znamenitih autora. To su H. Rothe i W. Kleen, te H. Barkhausen u Njemačkoj, K. Spangenberg, H. J. Reich, J. Millman, W. Dow u SAD, I. Deketh u Nizozemskoj i ostali.

1.2.1. *Utjecaj razvoja elektronskih cijevi na razvoj elektronike*

Od 1911. godine trioda je vrlo kvalitetan i pouzdan elektronički element. Do te godine riješen je problem osiguranja dovoljno visokog vakuuma u elektronskim cijevima. Proizvedena je vrlo djelotvorna oksidom pokrivena metalna katoda, najčešće temeljena na volframu. Te su katode imale dobra emisijska svojstva i zadovoljavajući vijek trajanja. To je stimuliralo ekspanziju primjena triode. Prve primjene bile su u telefoniji i radio-komunikacijama. Već 1912. godine u SAD je osnovan Institute of Radio Engineers (IRE) kao profesionalno udruženje radioinženjera. Od 1884. godine postojao je American Institute of Electrical Engineers (AIEE) kao profesionalno udruženje okrenuto ka konvencionalnoj elektrotehnici¹. Godine 1963. oba udruženja spajaju se u jednu profesionalnu organizaciju pod nazivom Institute of Electrical and Electronic Engineers (IEEE). IRE, AIEE i kasnije IEEE znatno su potakli razvoj elektrotehnike i elektronike ne samo u SAD već u cijelom svijetu. O najvećem broju izuma i noviteta u području elektronike prvi put se referiralo u časopisima IRE-a i IEEE-a. »Proceedings of the IEEE«, glasilo IEEE-a, vodeći je časopis u području elektrotehnike i elektronike danas u svijetu. Prvi broj toga časopisa publiciran je u siječnju 1913. godine. Autor prvog rada prihvaćenog za publiciranje u tom časopisu bio je M.I. Pupin, profesor na Columbia University. Rad je bio posvećen određivanju radijacijskog otpora antene [1.7]. Danas IEEE okuplja na stotine tisuća vrsnih inženjera praktički u svim zemljama svijeta, uključujući i našu zemlju.

Iako su diode i triode bile relativno jednostavni elektronički elementi u ranoj fazi razvoja elektronike, zahvaljujući talentu tadašnjih inženjera brzo su stvoreni mnogi korisni elektronički sklopovi. Navodimo kaskadna pojačala, regenerativna pojačala (Lee de Forest, 1912), heterodin i superheterodin (H. M. Fressenden i E. H. Armstrong, 1912), multivibrator (H. Abraham i E. Bloch, 1918), Millerov sklop za vremensku bazu osciloskopa (J. M. Miller, 1919), bistabil (Eccles i Jordan, 1919), pojačalo s negativnom povratnom vezom (H. S. Black, 1927), analogno računalo (V. Bush, 1931), itd.

Paralelno s razvojem primjena elektronskih cijevi u elektroničkim sklopovima razvijala se i odgovarajuća teorija njihova rada, te analiza i sinteza sklopova. Ta se teorija posebno njegovala u Bell Telephone Laboratories i Massachusetts Institute of Technology u SAD. Bode i Nyquist razvili su teoriju povratne veze. Shannon u SAD i Kotelnikov u Rusiji, nezavisno jedan od drugog, razvili su teoriju informacija koja je uvelike utjecala na prijenos podataka. Jedan od rezultata te teorije je impulsno-kodna modulacija (PCM), koju je

¹ To je bilo četiri godine prije Tesline prijave patenta za induksijski motor.

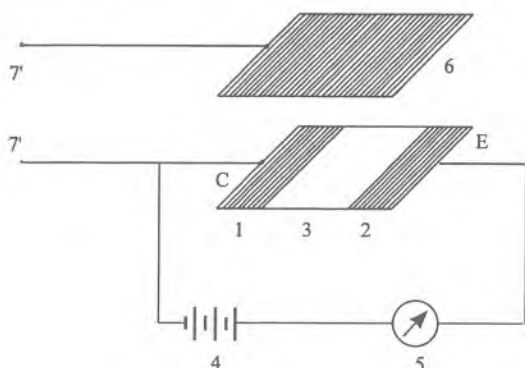
predložio Reeves. Upotreba Booleove algebre u analizi i projektiranju logičkih sklopova drugi je Shannonov doprinos (1937). Koncept univerzalnog računskog stroja predložio je u Velikoj Britaniji Turing, dok je Wilkes razvio mikroprogramiranje.

Na razvoju elektronskih cijevi nikla je snažna elektronička industrija. Pojavile su se velike kompanije poznate kao proizvođači elektronskih cijevi. U SAD su to bili RCA, General Electric, Sylvania, Raytheon, Westinghouse, u Europi Philips i Telefunken. Te su kompanije bile vjesnici i simboli elektroničkog doba.

1.3. Kratak prikaz razvoja poluvodičkih elektroničkih elemenata

Elektronske vakuumske cijevi imale su vrlo dobre električke karakteristike koje su omogućile snažan razvoj elektronike, posebno u periodu između dva svjetska rata. Međutim, elektronske cijevi uz dobre karakteristike imale su i inherentne nedostatke koji su ograničavali njihove teorijske domete i primjenu. Jedan od nedostataka je ograničen vijek trajanja užarene katode koja emitira elektrone. Taj vijek trajanja tipično je iznosio 3000 do 5000 sati. Osim toga, u staklenom balonu elektronske cijevi potrebno je sve to vrijeme osigurati visok vakuum, što je uz užarenu katodu prilično teško. Anodni napon elektronske cijevi je visok (reda veličine 100V) za relativno skromne iznose anodnih struja reda mA. Zato se na elektronskim cijevima disipiraju relativno velike snage. Prvi elektronički računski stroj ENIAC (kratica od Electronic Numerical Integrator and Computer), završen 1946. godine na Moore School of Electrical Engineering na University of Pennsylvania u SAD sadržavao je 18000 elektronskih cijevi u prostoru 10×13 m. Von Neumann, savjetnik na projektu ENIAC, predložio je da se ENIAC koristi binarnim brojevnim sustavom i Booleovom logičkom algebrom. Posljedica prisutnosti 18000 elektronskih cijevi u ENIAC-u bila je pojava kvara zbog otkaza neke od elektronskih cijevi svakih nekoliko sati, pa je ENIAC zapravo bio elektronički pogon u stanju permanentnog remonta. Objektivno, ENIAC je bio iznad mogućnosti i dometa tadašnje elektronike utemeljene na vakuumskoj elektronskoj cijevi kao ključnom elementu. Zato su u petom desetljeću ovoga stoljeća počela intenzivna istraživanja mogućnosti ostvarenja elektroničkih elemenata na posve novom načelu s namjerom da se slični efekti kao u elektronskoj cijevi postignu u čvrstom materijalu bez emisije elektrona i njihova gibanja kroz vakuum. To je u prvom redu efekt pojačanja električnih signala i efekt sklopke. Izbor je pao na poluvodičke materijale, prvenstveno na germanij i silicij.

Istraživanja temeljnih svojstava čvrstih materijala, ponajprije poluvodiča i metala, koja su prethodila pojavi prvih poluvodičkih elektroničkih elemenata, bila su intenzivna u čitavom periodu od 1920. do 1945. godine. Znatan doprinos tom području dali su Block, Davidov, Lark-Horovitz, Mott, Schottky, Slater, Sommerfeld, Van Vleck, Wigner, Wilson i mnogi drugi po svjetskim sveučilištima. Ta su istraživanja stvorila potrebnu podlogu za razvoj prvih elektroničkih elemenata temeljenih na primjeni poluvodiča. Koncept prvoga poluvodičkog pojačavačkog elektroničkog elementa patentirao je 1930. godine J. E. Lilienfeld sa Sveučilišta u Leipzigu u Njemačkoj. Po strukturi predloženi element može se svesti na današnji **MOS FET** (kratica od engleskog naziva *metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*) ili **tranzistor s izoliranom upravljačkom elektrodom s efektom polja** (engl. *insulated gate field-effect transistor*). Temeljni dio elementa je tanki sloj bakrenog sulfida. Na taj sloj djeluje okomito električno polje koje, ovisno o smjeru djelovanja, privlači ili odbija elektrone



Slika 1.1. Skica Heilova tankoslojnog tranzistora s efektom polja [1.1]

iz tankoga površinskog sloja mijenjajući električni otpor površine. Element nikada nije ostvaren jer tadašnja razina tehnologije čvrstih materijala nije osiguravala potrebnu kvalitetu upotrijebljenih materijala. No bez obzira na tu činjenicu koncept prvoga poluvodičkog elektroničkog elementa djelo je J. E. Lilienfelda.

Sljedeći korak u primjeni poluvodičkih materijala učinio je 1935. godine O. Heil iz Berlina s patentnom prijavom u Britanskom patentnom uredu pod nazivom »Improvements in or Relating to Electrical Amplifiers and Other Control Arrangements and Devices« (British Patent 439457, patentno pravo priznato 26. 9. 1939.). Na slici 1.1. prikazana je originalna ilustracija koja opisuje Heilov element. Svijetla površina 3 opisana je kao tanki sloj poluvodičkog materijala, npr. telura, bakrenog oksida, ili vanadijeva pentoksida. Područja 1 i 2 su omski (neispravljački) kontakti na poluvodiču. Tanki metalni sloj 6 u neposrednoj blizini poluvodičkog sloja, ali od njega električki izoliran, služi kao kontrolna ili upravljačka elektroda. Heil je opisao kako električni signal doveden između upravljačke elektrode i poluvodičkog sloja (stezaljke 7') modulira električni otpor poluvodičkog sloja. Pojačani signal može se identificirati instrumentom 5. Ni taj element nije komercijalno realiziran i plasiran iz sličnih razloga kao ni Lilienfeldov. Razlog je ponajprije nedovoljna čistoća tadašnjih poluvodičkih materijala i vrlo slabo poznavanje svojstava površine poluvodičkih slojeva. S današnjeg tehnološkog gledišta Heilov element najbliži je **tankoslojnom tranzistoru s efektom polja** (engl. *thin-film field effect transistor*).

Ključni događaj u razvoju moderne elektronike datira iz 1948. godine. Taj događaj je otkriće **bipolarnog tranzistora**, koji je za razliku od Lilienfeldova i Heilova tranzistora i realiziran. Bipolarni tranzistor zahtijeva za svoj rad postojanje nosilaca suprotnog predznaka, i negativnih slobodnih elektrona i pozitivnih šupljina. Lilienfeldov i Heilov tranzistor su **unipolarni tranzistori** kojima je za rad potreban i dovoljan samo jedan tip nosilaca. Američki fizičar W. Shockley organizirao je 1945. godine grupu za istraživanje fizike čvrstog tijela u Bell Telephone Laboratories, koja je bila istraživački centar American Telephone and Telegraph (AT&T). Grupa je organizirana na poticaj M. J. Kellyja, direktora za istraživanja i kasnije predsjednika Bell Telephone Laboratories. Činili su je po jedan teorijski i eksperimentalni fizičar, jedan fizikalni kemičar i jedan elektroničar. Bili su to W. Shockley, W. Brattain, J. Bardeen i R. Gibney. Zadatak grupe bio je da eksperimentalno testira Shockleyjeve ideje o mogućnosti ostvarenja pojačavačkog elementa na osnovi transporta nosilaca kroz površinski sloj poluvodičkog uzorka pod djelovanjem električnog polja okomitog na površinu poluvodiča. U osnovi bile su to ideje Lilienfelda i Heila, ali je

Shockley te ideje teorijski razradio. Eksperimenti su pokazali da pojačavački efekt nije postignut, iako je Shockleyjeva teorija upućivala na njegovu mogućnost. Razlog neuspjeha eksperimenta bilo je postojanje nepoznatog mehanizma koji je sprečavao da silnice električnog polja prodiru kroz površinu poluvodiča i moduliraju vodljivost površinskog sloja. Polazeći od neuspjeha eksperimenta, J. Bardeen je formulisao teoriju koja tumači zašto električno polje ne prodire kroz površinu poluvodiča. Razlog je prema Bardeenu postojanje površinskih naboja pridruženih površinskim stanjima kao jednom od inherentnih svojstava površine poluvodiča. Od tada započinju značajna istraživanja svojstava površina poluvodiča i danas je to važno područje fizike čvrstog stanja. Naboji površinskih stanja, koji su bili vrlo gusto raspoređeni po površini poluvodiča, »zarobljavali« su praktički sve silnice električnog polja i polje nije moglo prodrijeti ispod površine poluvodiča. To onemogućava modulaciju vodljivosti površinskog sloja poluvodiča, a time i pojačavački efekt. Da bi se verificirala Bardeenova teorija površinskih stanja, eksperimenti su nastavljeni. Za vrijeme jednog od tih eksperimenata W. Brattain i R. Gibney zaključili su da bi električno polje moglo prodrijeti ispod površine poluvodiča ako se dovede na površinu poluvodiča preko elektrolita. Bardeen je preporučio upotrebu elektrolita u modificiranoj varijanti Shockleyjeva pojačavačkog elementa, u kojem je iskorišten posebno pripremljen silicijski blok. Očekivao je da će struja koja teče preko diodnog kontakta u silicijski blok moći biti upravljana naponom priključenim na elektrolit koji okružuje kontakt. U prijašnjim eksperimentima kojima su ispitane Shockleyjeve ideje iskorišten je tanki sloj poluvodiča s inferiornim karakteristikama. Brattain je pokušao ostvariti pojačavački element u skladu s Bardeenovim preporukama i dobio je efekt pojačanja što je u skladu s Bardeenovim predviđanjima, međutim rad elementa bio je ograničen na sasvim niske frekvencije, što je posljedica prisutnosti elektrolita. Slični eksperimenti ponovljeni su s germanijem, ali je predznak efekta bio suprotan predviđenom. Brattain i Bardeen nastavili su s eksperimentima u kojima je elektrolit zamijenjen ispravljačkim metalnim kontaktom. Otkrili su da naponom na tom kontaktu mogu u uskim granicama upravljati strujom koja teče kroz diodni kontakt. I ovdje je međutim predznak efekta bio suprotan očekivanom. Analize tih neočekivanih rezultata dovele su Brattaina i Bardeena do otkrića **tranzistora s točkastim kontaktima** ili do **točkastog tranzistora** (engl. *point contact transistor*) koji radi na sasvim drukčijem načelu od prije pretpostavljenog. Struja koja teče kroz jedan kontakt upravljana je strujom koja teče kroz drugi kontakt, a ne vanjskim električnim poljem. Prvi tranzistor načinjen je od germanija u obliku polikristala. Čitavo istraživanje koje je rezultiralo otkrićem tranzistora izvršeno je uz upotrebu sasvim jednostavne opreme, pri čemu je najskuplji dio opreme bio jedan osciloskop. Danas se na istraživanja u tom području troše u svijetu milijarde USD godišnje. Prvi članak o tranzistoru u stručnoj periodici publicirali su Bardeen i Brattain 25. 6. 1948. pod naslovom »The Transistor, A Semi-Conductor Triode« u časopisu *Physical Review*. Članak je imao 99 stranica.

Bell Telephone Laboratories obznanio je otkriće tranzistora na konferenciji za novinare 30. 6. 1948. Bio je to, kao što će se ubrzo pokazati, jedan od najvažnijih događaja dvadesetog stoljeća, ne samo u znanosti, tehnici i tehnologiji, već uopće. To je jedan od ključnih koraka u formiranju informacijskog društva koje nasljeđuje industrijsko društvo prve polovice dvadesetog stoljeća. U trenutku otkrića vjerojatno ni sami izumitelji tranzistora nisu bili svjesni veličine vlastitog otkrića i njegovih kasnijih posljedica. Vijest o otkriću tranzistora nije bila zanimljiva široj javnosti. Objavljena je u tek nekoliko američkih dnevnih listova na posljednjim stranicama. Prve stranice pripadale su danas već davno zaboravljenim događajima.

Napomenimo da sam naziv tranzistor ne pripada njegovim izumiteljima, već J. R. Pierceu, jednom od izumitelja elektronske cijevi s putujućim valom, kao sažetak dviju riječi **transfer resistor**. Taj naziv opisuje jedno od bitnih svojstava tranzistora. Kada element radi u spoju zajedničke baze tada se visoki otpor izlaznoga kruga preslikava u niski otpor ulaznoga kruga.

Vrlo brzo nakon točkastog tranzistora od polikristalnog germanija napravljen je i točkasti tranzistor od polikristalnog silicija. Potkraj 1949. godine zamjenjuje se polikristalni materijal s monokristalnim. Prijelaz s polikristalnih materijala na monokristalne jedan je od najvažnijih događaja u razvoju poluvodičke tehnologije. Velike zasluge za to ima G. Teal iz Bell Telephone Laboratories. G. Teal i J. Little proizveli su 1948. godine monokristale germanija s vrlo pravilnom kristalnom strukturom koristeći se tehnikom izvlačenja kristala. Napori da se naprave upotrebljivi tranzistori na osnovi polikristalnih i amorfnih materijala dali su rezultate ograničene vrijednosti. Bez velikih pločica monokristala s uniformnim svojstvima ne bi bila moguća velikoserijska proizvodnja ni tranzistora ni modernih mikroelektroničkih sklopova.

Točkasti tranzistor imao je krupnih nedostataka: malo pojačanje signala, visoku razinu šuma te veliko rasipanje i nepostojanost električkih karakteristika. Dakako, imao je i velikih vrlina: mali obujam, jednostavnu montažu i rukovanje, nepostojanje žarne niti, vrlo dug vijek trajanja, rad s malim naponima itd. Unatoč nedostacima, brzo je našao primjenu te je tri godine nakon njegova otkrića počela njegova komercijalna proizvodnja i primjena u tvornici Western Electronic's Allentown 1951. godine. Namjena tih tranzistora je bila da zamijene elektronske cijevi u određenim područjima telefonije.

Nedostaci točkastog tranzistora znatno su ograničavali njegovu primjenjivost. Shockley, voditelj istraživačke grupe u Bell Telephone Laboratories, odmah je uočio da većina nedostataka točkastih tranzistora dolazi od točkastih kontakata. Shockley je predložio da se točkasti kontakti zamijene *pn*-spojevima, što je dovelo do pojave **spojnog tranzistora** (engl. *junction transistor*). Shockley je gotovo trenutno razvio teoriju rada spojnog tranzistora. Patentna prijava za zaštitu spojnog tranzistora podnesena je potkraj 1948. godine, a patentno pravo priznato je 1951. godine. Spojni tranzistor je po načinu rada bipolarni element, jer za svoj rad zahtijeva postojanje i negativnih elektrona i pozitivnih šupljina. Shockleyjeva teorija rada *pn*-spoja i spojnog tranzistora opisana je u remek-djelu poluvodičke fizike i elektronike »Electrons and Holes in Semiconductors« (Van Nostrand, New York, 1950.). Ta je knjiga jedan od kamena temeljaca suvremene znanosti, tehnike i tehnologije. W. Shockley, J. Bardeen i W. Brattain dobili su 1956. godine Nobelovu nagradu za fiziku u znak priznanja za njihov rad na otkriću tranzistorskog efekta i tranzistora te za doprinos poznavanju svojstava poluvodiča². Bila je to prva Nobelova nagrada za jednu inženjersku napravu nakon pedeset godina.

Električna svojstva spojnog tranzistora ovise o čistoći poluvodičkog materijala koji se dopira odgovarajućim primjesama. Pri tome se mora osigurati dobra kontrola koncentracije primjesa dodanih poluvodiču. Jedan atom primjesa na 10^6 atoma poluvodiča već znatno mijenja njegova osnovna električna svojstva. Zato se velika pažnja obraća razvoju metoda proizvodnje poluvodičkih materijala i njihova dopiranja. G. Teal je zajedno s M. Sparksom otkrio metodu pripreme *pn*-spoja modifikiranjem aparata za izvlačenje kristala tako što je omogućeno kontrolirano dodavanje primjesa za vrijeme rasta kristala. Kombiniranjem dvaju

² Po svemu sudeći J. Bardeenu se tom prilikom Stockholm neobično dopao pa je u njega ponovo došao 1972. godine da primi drugu Nobelovu nagradu iz fizike. Ovaj put za doprinos razvoju teorije supravodljivosti. Nagradu je podijelio sa L.N. Cooperom i J.R. Schrieferom.

pn-spojeva u serijski protuspoj dobili su bipolarni *npn*-tranzistor, koji je imao svojstva u skladu sa Shockleyjevom teorijom rada tranzistora.

Kada je 1951. godine postalo jasno da je tranzistor moguć kao širokoprimjenjiv komercijalni proizvod, AT&T je donio jednu izvanredno važnu odluku da svoja znanja vezana uz proizvodnju i primjene novog elementa ne zadrži za sebe i sam ih eksploatira, već da ih široko popularizira. Članovi tehničke uprave AT&T održavali su seminare za profesore vodećih američkih sveučilišta koji su znanja o tranzistorima dalje prenosili svojim studentima, kao i istraživačima i inženjerima drugih kompanija. Licencija za proizvodnju tranzistora ponuđena je svakoj kompaniji zainteresiranoj za proizvodnju tranzistora. Kompanije koje su bile vodeće u proizvodnji elektronskih cijevi, kao što su RCA, Raytheon, General Electric, Westinghouse i Western Electric (proizvođač u sklopu AT&T), prvi su proizvođači tranzistora. Ubrzo su se pojavile i posve nove kompanije izrasle na poluvodičkom biznisu. Te su kompanije ubrzo postale pojam poluvodičke industrije u SAD i svijetu. To su Texas Instruments, Fairchild, Motorola, National Semiconductors. Jedna od tih kompanija, Texas Instruments, u svom istraživačkom laboratoriju što ga je vodio Teal, proizvela je prvi komercijalni silicijski tranzistor 1954. godine. Silicijski tranzistor dopušta rad do temperature 200°C, dok su promjene u električkim karakteristikama pri porastu temperature onemogućavale rad germanijskog tranzistora na temperaturama iznad 75°C. Danas je silicij prevladavajući materijal u elektronici, dok je germanij praktički potisnut. Pojavi silicijskog tranzistora prethodila je 1952. godine proizvodnja vrlo čistog monokristala silicija (G. Teal i E. Buehler), što je istodobno omogućilo i proizvodnju kvalitetnih i pouzdanih *pn*-spojeva primjenom tehnike izvlačenja razvijene već prije u proizvodnji germanijskih tranzistora.

Prvi komercijalni proizvod za široko tržište temeljen na tranzistorskoj tehnici bio je radioprijemnik »Regency«, plasiran na američko tržište 1954. godine. Iako nije bio pravi komercijalni uspjeh, doveo je tranzistore na komercijalno tržište potaknuvši proizvođače tranzistora da razviju tehnologiju masovne komercijalne proizvodnje tranzistora. Ta činjenica, povezana s velikim interesom američke armije za primjene, povećavala je u pedesetim godinama proizvodnju i prodaju tranzistora meteorskom brzinom. Godine 1955. američka armija investira čak 26 milijuna USD u razvoj i proizvodnju tranzistora.

Nakon otkrića bipolarnog tranzistora W. Shockley se vraća istraživanju tranzistora s efektom polja. Godine 1951. teorijski je definirao **spojni tranzistor s efektom polja JFET** (kratica od engleskog naziva Junction Field-Effect Transistor) i razvio njegovu teoriju. Rad tranzistora temelji se na modulaciji vodljivosti kanala smještenog u volumenu poluvodiča između dva reverzno polarizirana *pn*-spoja. U biti je to naponom upravljani otpornik. Rad tranzistora odvija se u volumenu poluvodiča, daleko od površine i utjecaja površinskih stanja koja su još uvijek bila slabo istražena i teško ih je bilo kontrolirati. Prvi upotrebljivi JFET na citiranoj osnovi uspio je ostvariti S. Tszner 1958. godine u Francuskoj. S. Tszner je poljski istraživač koji je radio u CFTH, podružnici General Electrica u Francuskoj. Element je nazvan Technetron, ostvaren je na germaniju tehnikom legiranja i mogao je raditi na frekvencijama do više megahertza.

Godine 1959. M. Atalla iz Bell Telephone Laboratories predložio je da se uz pomoć oksidirane površine silicija pokuša ostvariti FET s površinskim kanalom. Ta je preporuka nastala kao rezultat proučavanja rasta oksida na površini monokristala silicija. Oksidni bi sloj preuzeo ulogu dielektrika između metalne **upravljačke** ili **kontrolne elektrode** (engl. *gate*) i površine silicija, a preostale dvije elektrode **uvod** (engl. *source*) i **odvod** (engl. *drain*) ostvarili bi se kontroliranim unošenjem primjesa u siliciju. Sugestija da se FET ostvari

koristeći se oksidiranom površinom silicija vrlo je bitna. Rad na oksidiranom siliciju vrlo je brzo doveo i do otkrića mogućnosti upotrebe oksida kao pasivizirajućeg materijala za zaštitu površine silicija, što je temelj **planarne tehnologije**, koju je 1959. godine u Fairchildu ostvario fizičar J. Hoerni. J. Ligenza je pak ostvario kvalitetne tanke slojeve silicij-dioksida visoke dielektrične čvrstoće, služeći se termičkim rastom u uvjetima visokog pritiska. To je istraživačima M. Atalli i D. Kahngu omogućilo da 1960. godine naprave prvi dobar FET s površinskim kanalom ili MOS FET. Karakteristike prvog MOS FET-a su zadovoljavale, ali je reproducibilnost bila prilično slaba, što je rezultat djelovanja površinskih stanja u međuprostoru silicij - silicijev dioksid, te postojanja stranih iona u oksidnom sloju. Dvije godine kasnije S. R. Hofstein i P. Heiman iz RCA dobivaju patentno pravo za realizaciju MOS FET-a, pogodnog za proizvodnju mikroelektroničkih sklopova. Kasniji razvoj procesne tehnologije i metoda projektiranja elemenata, kao i rast kompjutorske industrije doveli su do toga da su MOS-elementi postali najviše upotrebljavani tranzistori.

Tranzistori su se sve više usavršavali, bili su sve bolji i jeftiniji i njihova je primjena rasla s velikom brzinom. Već 1963. godine proizvodnja tranzistora nadmašila je proizvodnju elektronskih cijevi. Pri tome je silicij kao bolji materijal sve više istiskivao germanij, tako da je 1966. godine prvi put opseg proizvodnje silicijskih tranzistora nadmašio opseg proizvodnje germanijskih (461.000.000 komada prema 369.000.000 komada).

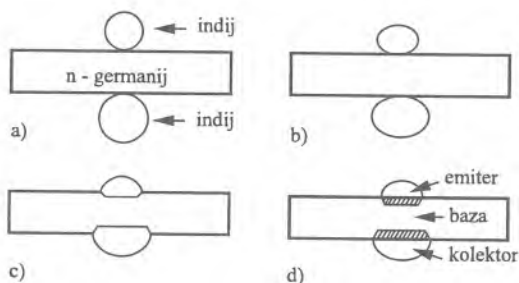
Tranzistori su uvelike inicirali razvoj tehnoloških metoda u poluvodičkoj proizvodnji, što je omogućilo razvoj velikog broja posve novih elemenata koji nemaju pandan u tehnici elektronskih cijevi. Japanski fizičar L. Esaki je 1958. godine napravio tunelsku diodu koja se koristi kvantnim efektima u pn -spoju, čime je dobio dinatronska karakteristiku karakteriziranu negativnom dinamičkom vodljivosti³. Godine 1960. načinjena je dioda metal-poluvodič, poznata kao Schottkyjeva dioda. J. W. Allen i P. E. Gibbons iz V. Britanije načinili su 1960. godine svijetleću diodu na GaP. Dioda se temelji na otkriću Wolffa i suradnika da ispravljajući spoj GaP emitira svjetlost kada kroz njega teče struja. Dvije godine kasnije N. Holonyak u SAD načinio je prvu praktički upotrebljivu svijetleću diodu. Dioda je načinjena na galij-arsenid-fosfidu. Također je napravio prvi poluvodički laser, koji radi u vidljivom spektru. Godine 1963. pojavio se Gunnov diodni oscilator temeljen na novootkrivenom fenomenu u određenim složenim poluvodičkim materijalima. Kada električno polje dostigne određeni kritični iznos, u uzorku poluvodičkog materijala nastaju spontane oscilacije u području ekstremno visokih frekvencija.

Dalji se razvoj kretao ne samo ka stvaranju elemenata sve boljih karakteristika, već i ka njihovoj integraciji u monolitnu silicijsku pločicu. O tome će više riječi biti u sljedećem odjeljku.

Paralelno s razvojem tehnologije tekao je i razvoj teorije rada poluvodičkih elemenata, kao i razvoj metoda modeliranja njihovih karakteristika. Vrijedne teorijske rezultate dali su između ostalih, uz izumitelje tranzistora, još i J. J. Ebers i J. L. Moll, Johnson i Giacoletto, R. Beaufay i J. J. Sparkes, W. M. Webster, H. K. Gummel i M. C. Poon, H. Lawrence i R. M. Warner, H. J. De Man, R. J. Van Overstraeten, R. P. Mertens, J. W. Slotboom, H. C. de Graaff, J. Lindmayer, W. Schneider, A. Many, F. P. Heiman, E. H. Snow, B. E. Deal, S. D. Brotherton, P. Richman, F. Fagin, T. Klein i mnogi drugi. Razvoj poluvodičke elektronike i tehnologije djelo je čitave armije istraživača u velikim istraživačkim laboratorijima,

³ Za otkrivanje efekta tuneliranja u pn -spojevima L. Esaki je dobio Nobelovu nagradu. Bila je to druga Nobelova nagrada u području poluvodičke fizike i elektronike. Nagradu je podijelio sa I. Giaeverom i B.D. Josephsonom.

Slika 1.2. Germanijski legirani *pnp*-tranzistor: a) germanijska pločica *n*-tipa s kuglicom indija na obje strane, b) grijanjem na 156 °C indij se tali, c) grijanjem na 550 °C indij se otapa i dopira germanij, d) hlađenjem strukture formira se *pn*-spoj emiter-baza i kolektor-baza. Baza je tanki *n*-sloj između *p*-slojeva emitera i kolektora. Aktivni dijelovi emitera i kolektora su crtkani (metalni priključci nisu prikazani)



ponajprije na velikim američkim sveučilištima i u američkoj industriji. U kasnijoj fazi u istraživanja uključila su se i europska i japanska sveučilišta i industrijski instituti.

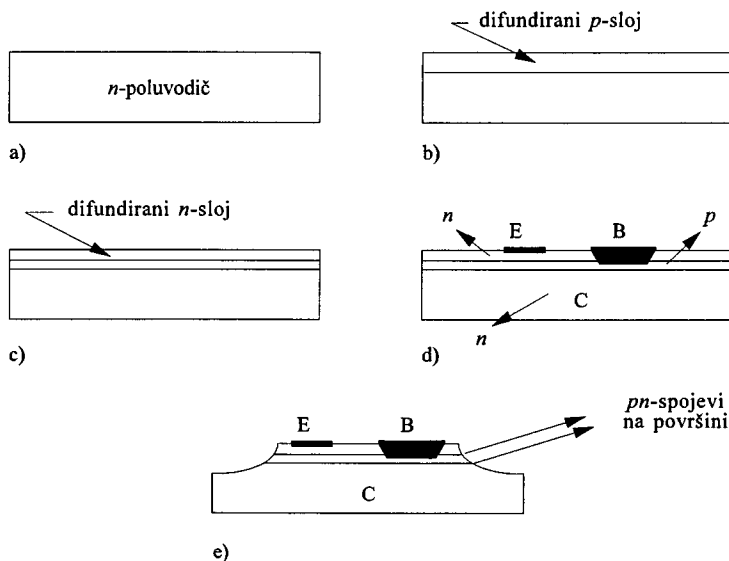
Velik doprinos širenju, ali i produbljivanju znanja iz poluvodičke elektronike i tehnologije dali su brojni autori visokoškolskih udžbenika sa sveučilišta širom svijeta. Navodimo radi ilustracije samo neke. To su J. N. Shive, D. Dewitt, A. L. Rossoff, R. D. Middlebrook, W. W. Gartner, A. B. Philips, S. M. Sze, R. H. Crawford, Y. Tsividis, J. Millman⁴, R. S. Muller i T. T. Kamins.

U našoj zemlji navodimo autore J. Lončara i B. Juzbašića, redovne profesore Elektrotehničkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu. Oni su napisali izvrsne tekstove i udžbenike koji su između ostalog tretirali i tu problematiku.

1.4. Planarna tehnologija i mikroelektronički poluvodički sklopovi

Prije pojave planarnog procesa u proizvodnji poluvodičkih elemenata postojalo je nekoliko različitih postupaka. Jedan od standardnih bio je postupak legiranja ilustriran na slici 1.2. Početni materijal je pločica germanija *n*-tipa. Na obje strane pločice dovede se u kontakt s germanijem kuglica od indija koji je primjesa *p*-tipa. Kuglice se zagriju na temperaturu 156°C, pri kojoj se indij počinje taliti. Potom se temperatura povisi na 550°C, pri čemu se indij otapa u germaniju, dopirajući ga primjesama *p*-tipa. Hlađenjem se formira *pn*-spoj na gornjoj i donjoj strani pločice, odnosno područja *p*-emitera i *p*-kolektora. Germanij *n*-tipa u području između emitera i kolektora čini bazu tranzistora. Drugi, također čest postupak, bio je mesa postupak prikazan na slici 1.3. I ovdje je početni materijal poluvodič *n*-tipa. Postupkom difuzije primjesa unose se u površinski sloj primjese *p*-tipa. Difuzija je postupak kontroliranog unošenja atoma primjesa u poluvodič do dubina tipično između 1 i 10 μm. Obavlja se na temperaturama oko 1000°C i traje nekoliko desetaka minuta ili nekoliko sati, ovisno o željenoj dubini prodiranja i koncentraciji primjesa. Difuzija je idealan postupak za formiranje *pn*-spojeva. Taj su proces 1956. godine razvili Fuller u Bell Telephone Laboratories i Dunlap u General Electricu, dakle 14 godina prije pojave planarne tehnologije. Međutim, proces difuzije jedan je od temeljnih koraka u planarnoj tehnologiji na siliciju od njezina prvog dana. Nakon difuzije kojom se formira prije navedeni *p*-sloj na površini

⁴ J. Millman je umirovljeni redovni profesor Columbia University. Napisao je velik broj udžbenika iz vakuumske i poluvodičke elektronike između 1948. i 1988. godine. Generacije studenata elektronike širom svijeta, ali i na našim sveučilištima, dobile su temeljna znanja iz elektronike iz knjiga profesora Millmana.



Slika 1.3. *npn*-tranzistor u mesa tehnici: a) poluvodička pločica *n*-tipa kao početni materijal, b) difuzija primjese *p*-tipa kroz gornju površinu pločice, c) difuzija primjese *n*-tipa u difundirani *p*-sloj i formiranje *n*-sloja na površini, d) formiranje emitorskog kontakta E na *n*-sloju i baznog kontakta B na *p*-sloju; donji *n*-sloj služi kao kolektor, e) konačni izgled mesa *npn*-tranzistora. Površina strukture definirana je jetkanjem materijala na površini. Zato *pn*-spojevi između emitera i baze, te kolektora i baze dolaze na površinu poluvodiča

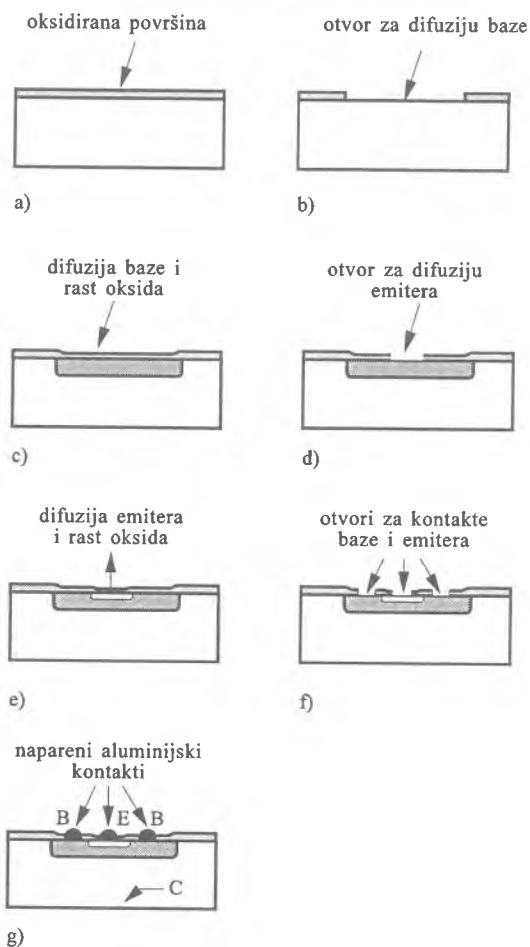
početnog materijala *n*-tipa, difundira se novi *n*-sloj, čime se formira *npn*-struktura, što je temelj *npn*-tranzistora. Postupkom legiranja formiraju se metalni kontakti gornjeg *n*-sloja emitera i srednjeg *p*-sloja baze. Početni *n*-sloj ima funkciju kolektora. Na kraju se postupkom kemijskog jetkanja definira površina koja pripada tranzistoru, pri čemu *pn*-spojevi između emitera i baze, te kolektora i baze, dolaze na površinu strukture, gdje su pod utjecajem okoline, čime se degradiraju karakteristike tranzistora i smanjuje njegova pouzdanost.

Ovdje opisani mesa tranzistor pojavio se na germaniju 1957. i na siliciju 1958. godine. Problem degradacije tranzistorskih karakteristika, posebno njihove pouzdanosti, zbog činjenice što *pn*-spojevi dolaze na površinu strukture, riješen je uvelike planarnim procesom. Proces je razvijen 1960. godine, a prvi tranzistor u planarnoj tehnologiji pojavio se 1961. godine. Postupak dobivanja planarnog silicijskog bipolarnog *npn*-tranzistora prikazan je na slici 1.4. Početni poluvodički materijal je silicij *n*-tipa. Prvi korak u planarnom procesu je termički rast silicij-dioksida debljine reda 1 μm na površini silicija (slika 1.4.a). Silicij-dioksid izvrsno štiti površinu silicija od vanjskih utjecaja. Istodobno, on je praktički nepropusna barijera za atome većine elemenata koji se difundiraju u silicij. Sljedeći korak je kemijsko selektivno jetkanje silicij-dioksida i otvaranje prozora za difuziju primjese *p*-tipa (slika 1.4.b). Slijedi difuzija primjese *p*-tipa kroz prozor u oksidnom sloju, čime se formira *p*-baza tranzistora. Za vrijeme procesa difuzije raste oksid u području prozora kroz koji se obavlja difuzija. Za difuziju *p*-baze obično se upotrebljava bor (slika 1.4.c). Potom se postupkom

selektivnog kemijskog jetkanja otvara prozor u oksidnom sloju u području prozora za difuziju primjesa p -tipa (slika 1.4.d). Difuzijom primjesa n -tipa, obično fosfora ili arsena, formira se n -područje u p -baznom području i plice od njega. To područje služi kao n -emiter nnp -tranzistora (slika 1.4.e). Karakter procesa difuzije primjesa je takav da područje dobiveno difuzijom u drugo prije difundirano područje uvijek ima mnogo veću vodljivost od njega. Takvo područje visoke vodljivosti označava se znakom »+« iznad oznake tipa vodljivosti n ili p . Zato se emiter kao tehnološko područje označava znakom n^+ . Za vrijeme trajanja difuzije emitera u području prozora za difuziju emitera raste oksidni sloj. Kemijskim jetkanjem otvaraju se prozori u oksidnom sloju za depoziciju metalnih kontakata emitera E i baze B (slika 1.4.f). Posljednji korak je naparavanje metalnih, najčešće aluminijskih kontakata emitera i baze. Ti su kontakti na gornjoj površini pločice (slika 1.4.g). Kontakt kolektora je s donje strane pločice, na početnom n -siliciju koji služi kao kolektor nnp -tranzistora. Ako se planarni proces primjenjuje u proizvodnji monolitnih sklopova, tada se ovdje opisani proces modificira tako da je i kontakt kolektora na gornjoj površini pločice.

Planarni proces je idealan za primjene u silicijskoj tehnologiji upravo zbog sposobnosti silicija da stvara vrlo stabilan i kvalitetan oksidni sloj. Pri tome pn -spojevi emiter-baza i kolektor-baza izlaze na površinu silicija ispod oksidnog sloja pa su odlično

zaštićeni od vanjskih utjecaja, što znatno unapređuje pouzdanost elemenata proizvedenih tim procesom. Isto tako, znatno se poboljšava prinos u proizvodnji⁵. Ostali poluvodiči nemaju kvalitetne i stabilne okside i zato se na njih taj proces ili vrlo teško primjenjuje ili se uopće



Slika 1.4. Postupak dobivanja planarnog silicijskog bipolarnog nnp -tranzistora: a) monokristalna pločica n -tipa zaštićena tankim oksidnim slojem, b) otvaranje prozora u oksidnom sloju metodom kemijskog jetkanja, c) difuzija primjesa p -tipa i formiranje baze tranzistora, d) otvaranje prozora u oksidnom sloju za formiranje emitera, e) difuzija primjesa n -tipa i formiranje emitera tranzistora, f) otvaranje prozora u oksidnom sloju za depoziciju metalnih kontakata, g) naparavanje metalnih kontakata emitera E, baze B i kolektora C

⁵ Prinos je definiran kao omjer broja ispravnih elemenata i ukupnog broja elemenata proizvedenih u istom ciklusu.

ne može primijeniti. Germanij koji je u proizvodnji tranzistora prethodio siliciju, nema stabilan oksid. Njegov oksid topi se u vodi. To je razlog zbog kojega je germanij s pojavom kvalitetne i vrlo pouzdane planarne tehnologije odustao od »poluvodičke utrke«. Kod legiranih i mesa-tranzistora *pn*-spojevi dolaze na nezaštićenu površinu poluvodiča pa su automatski podložni utjecaju okoline i degradaciji karakteristika.

1.4.1. *Pojava integriranog sklopa*

Planarna tehnologija na siliciju širom je 1961. godine otvorila vrata pojavi mikroelektroničkih ili monolitnih integriranih sklopova. Međutim, ideja tehnološke integracije većeg broja elektroničkih i električkih elemenata u fizički nedjeljivu cjelinu starija je ne samo od planarne tehnologije već i od poluvodičke tehnologije u cjelini. Već tridesetih godina pojavila se vakuumska elektronska cijev koja je u istom evakuiranom staklenom balonu sadržavala kompletan elektronički sklop s tri triode i pripadnim otpornicima i kondenzatorima. Ta je cijev proizvedena u američkoj tvornici Loewe Radio. Međutim, pouzdanost i reproducibilnost nisu zadovoljavali i ideja je atrofirala. Prvu ozbiljnu sugestiju o mogućnosti ostvarivanja integriranih sklopova na poluvodičkoj osnovi dao je G.W.A. Dummer iz Royal Radar Establishment u Engleskoj, koji je 1952. godine na Electronic Components Conference u Washingtonu rekao: »Na ovom stupnju želio bih zaviriti u budućnost. S pojavom tranzistora i poluvodiča općenito čini se mogućim zamisliti elektroničku opremu u čvrstom bloku bez žica za povezivanje. Blok se može sastojati od slojeva izolirajućih, vodljivih, ispravljačkih i pojačavajućih materijala, pri čemu bi se električke funkcije dobivale izrezivanjem površina različitih slojeva«. Ta neobično važna i dalekovidna sugestija ne upućuje na način ostvarivanja ideje. Godine 1956. G. W. A. Dummer pokušao je ostvariti svoju ideju u okviru jednog projekta ugovorenog s britanskim proizvođačima, međutim, na ondašnjem stupnju razvoja poluvodičke tehnologije u tome nije uspio.

U mjesecu svibnju 1958. J. Kilby je u Texas Instrumentsu dobio zadatak da počne raditi na području minijaturizacije bez jasno definirane ideje koja bi bila njezina podloga. Svi dotadašnji pokušaji temeljili su se na upotrebi različitih materijala u proizvodnji komponenata sklopa i u biti su se svodili na usavršavanje tehnike pakiranja komponenata u zajedničko kućište. Zato ti pokušaji nisu doveli do rješenja problema minijaturizacije iako se neka rješenja mogu smatrati relativno dobrima. J. Kilby je došao na ideju da iskoristi poluvodički materijal za ostvarenje čitavog sklopa. Uz tranzistore i diode, koji su standardni proizvodi poluvodičke tehnologije, mogu se ostvariti i neke pasivne komponente. Otpornici se mogu ostvariti tako da se iskoristi otpor volumnog poluvodiča ili otpor difundiranih slojeva. Kondenzator se ostvaruje korištenjem kapacitivnosti reverzno polariziranih *pn*-spojeva ili kapacitivnosti strukture metal – oksid – poluvodič. Električke veze među pojedinim komponentama osiguravaju se termički vezanim zlatnim žicama. J. Kilby je predvidio i mogućnost spajanja komponenata pomoću deponiranih tankih slojeva metala. Da bi demonstrirao primjenjivost koncepta, J. Kilby je ostvario RC oscilator i multivibratorski poluvodički sklop. Pri tome je za ostvarenje sklopova upotrijebio germanij. Bilo je to u vrijeme razvijene mesa-tehnike, ali prije pojave planarne tehnologije. J. Kilby je svoje otkriće objelodanio 1959. godine na konferenciji IRE. Svoje otkriće zaštitio je patentnom prijavom br. 3138743 podnesenom U. S. patentnom uredu 6. 2. 1959. Naziv patentne prijave je »Miniaturized Electronic Circuits«. Patentno pravo priznato je 23. 6. 1964.

Prvi komercijalno raspoloživ integrirani sklop koji se temelji na Kilbyjevoj ideji proizveden je mesa-tehnikom u pločici monokristala silicija. Prva informacija o tome

obznanjena je 26. ožujka 1960. u reviji Business Week. Sklop je proizveden u Texas Instrumentsu pod zaštićenim nazivom »solid circuit«, dakle čvrsti sklop. Naziv upućuje na činjenicu da su svi elementi, aktivni i pasivni, proizvedeni u čvrstom materijalu. Texas Instruments navodi da je na taj način moguće ostvariti različite elektroničke funkcije, kao što su pojačanje električnih signala, oblikovanje impulsa, atenuacija signala, ispravljanje i sl. Za ostvarenje te vrste sklopova potrebno je tek 1% od tehnoloških koraka potrebnih za ostvarenje istih sklopova pomoću konvencionalnih diskretnih elemenata, što znatno reducira volumen i cijenu sklopa, a povećava pouzdanost i kvalitetu uz olakšanje montaže. Proizvođač posebno preporučuje svoje integrirane sklopove za primjene u satelitima, raketama i avionima, što je prirodno s obzirom na kvalitetu i pouzdanost sklopova. Pri tome Texas Instruments poziva potencijalne korisnike da dođu u najbliži njihov ured da se dogovore o proizvodnji integriranih sklopova za njihove potrebe. Put od otkrića integriranog sklopa do njegove komercijalne primjene bio je još kraći nego kod tranzistora.

Pojava planarnog procesa praktički je trenutno dovela do pojave monolitnog integriranog sklopa u planarnoj tehnologiji na siliciju. Izumitelj je bio R. Noyce, jedan od osnivača Fairchild Semiconductor Corporation i kasnije Intel Corporation. R. Noyce je svoj sklop ostvario u monolitnoj pločici silicija – čipu koristeći se reverzno polariziranim *pn*-spojevima za izolaciju među komponentama, dok su metalne veze osigurane naparenim aluminijskim vodovima. Današnji integrirani sklopovi, iako su mnogo složeniji od Noyceovih, u biti se ipak od njih ne razlikuju. Da bi zaštitio svoj izum, R. Noyce je 30. srpnja 1959. podnio U. S. patentnom uredu patentnu prijavu pod naslovom »Semiconductor Device – and – Lead Structure«, dok mu je patentno pravo priznato pod brojem patenta 2.918.877 već 25. travnja 1961. godine. Fairchild je odmah počeo proizvoditi integrirane sklopove prema Noyceovu patentu zaštitivši njihov naziv **microchip**. Između R. Noycea i J. Kilbya došlo je do sudskog spora, jer su oba koncepta u biti ista. Tehnološka je metoda međutim različita. Danas se prihvaća da su oba izumitelja zaslužna za otkriće integriranog sklopa. J. Kilby je prvi imao ideju integracije koju je i ostvario, dok je R. Noyce prvi uočio planarni proces kao idealnu metodu integracije. Činjenica je da su se ubrzo nakon Noyceova patenta svi proizvođači okrenuli ka planarnom procesu u proizvodnji integriranih sklopova. Planarna tehnologija kasnije je primijenjena i u proizvodnji integriranih sklopova iz galij-arsenida. U tom se slučaju zbog relativno visokog specifičnog otpora intrinzičnog galij-arsenida za osiguranje izolacije među elementima upotrebljava volumni otpor materijala umjesto reverzno polariziranih *pn*-spojeva.

Prvi komercijalni planarni integrirani sklop izbacio je na tržište Fairchild 1961. godine. Bio je to RTL sklop (engl. *resistor - transistor logic*, odnosno otporno - tranzistorska logika). Ubrzo dolaze DTL (engl. *diode - transistor logic*, odnosno diodno - tranzistorska logika), TTL (engl. *transistor - transistor logic*, odnosno tranzistorsko - tranzistorska logika), ECL (engl. *emitter - coupled logic*, odnosno emitterski vezana logika), potom MOS-sklopovi i CMOS-sklopovi temeljeni na strukturama metal-oksidi-poluvodič. Svi su citirani sklopovi za digitalno područje primjene. Prva masovnija pojava linearnih integriranih sklopova zabilježena je 1964. godine. Tempo rasta proizvodnje i primjene integriranih sklopova bio je izvanredno brz. G. Moore, tada direktor istraživanja u Fairchildu i kasnije jedan od osnivača i predsjednik Intela, uočio je 1964. godine da se broj elemenata integriranih u čip svake godine udvostruči, što znači eksponencijalni zakon rasta stupnja kompleksnosti čipova. G. Moore je utvrdio da ta zakonitost vrijedi od pojave planarnog tranzistora i predvidio je da će vrijediti i kasnije. To se pokazalo točnim, pa je zakon eksponencijalnog rasta stupnja kompleksnosti čipova nazvan kasnije Mooreovim zakonom. S porastom broja elemenata u

čipu otvara se mogućnost proizvodnje sve složenijih sklopova i sustava u čipu. To je omogućilo pojavu memorijskih sklopova velikog kapaciteta, kalkulatorskih čipova i mikroprocesora. Prvi mikroprocesor razvio je M. E. Hoff u Intelu 1969. godine. Proizvodnja prvog 4-bitnog mikroprocesora krenula je 1971. godine, dok je 8-bitni krenuo samo godinu dana kasnije. Potom je došao 16-bitni, pa 32-bitni mikroprocesor. Osim na siliciju proizveden je i mikroprocesor na galij-arsenidu. Razvoj mikroprocesora vodio je ka kompjutoru na čipu. Cochran i Boone iz Texas Instrumentsa prijavili su 1971. godine patent za zaštitu mikroracunala na čipu. Intel 8048 bio je prvi raspoloživi proizvod toga tipa. Složeniji čipovi imaju danas dimenzije reda $10 \times 10 \times 0,3$ mm, što daje volumen od samo 30 mm^3 ili $0,3 \text{ cm}^3$. Kako je specifična masa silicija $2,328 \text{ g cm}^{-3}$, masa složenijih čipova je $0,7 \text{ g}$! To znači da u jednom kilogramu silicija možemo »smjestiti« $1000/0,7 = 1430$ mikroracunarskih čipova.

Utjecaj mikroelektronike na razvoj industrije bio je od 1960. godine izuzetno snažan. Minijaturni čipovi, sve suvremeniji i snažniji po mogućnostima primjene, brzo su iz temelja promijenili mnoge klasične djelatnosti. Rast moći mikroelektronike već je 1977. godine dobro opisao R. Noyce rekavši: »Današnje mikroracunalo po cijeni 300 USD ima veći računarski kapacitet nego prvo veliko elektroničko računalo ENIAC. Ono je 20 puta brže, ima veću memoriju, nekoliko tisuća puta je pouzdanije, troši snagu žarulje, a ne lokomotive kao ENIAC, zauzima 30 000 puta manji prostor i ima cijenu 10 000 puta manju. I može se kupiti u obližnjem dućanu.« Nije neobično da je takav proizvod našao najširu primjenu. Industrija koja je proizvodila čipove naglo je ekspandirala mijenjajući tehnološku i ekonomsku sliku svijeta. Pojavile su se nove regije poznate gotovo isključivo po mikroelektronici. Legendarna je američka Dolina silicija (Silicon Valley) locirana južno od San Francisca u Santa Clara County. Samo između 1967. i 1969. godine nikle su 24 nove mikroelektroničke kompanije u Dolini silicija. Slične pojave uočene su potom u Japanu, koji je danas velesila u proizvodnji čipova. Dominirajući proizvođači danas su japanske kompanije NEC, Hitachi, Fujitsu, Toshiba, Matsushita i Mitsubishi, te američke kompanije Texas Instruments, Motorola, Intel, National. Europski proizvođači Philips - Signetics, SGS - Thomson, Siemens ne mogu konkurirati japanskim ni američkim. Od malih zemalja poštovanje zaslužuje Južna Koreja i zemlje Dalekog istoka. I još ponetko tu i tamo.

U našoj zemlji postojali su znatni naponi da se ovlada proizvodnjom poluvodičkih elektroničkih elemenata u planarnoj tehnologiji na siliciju. Velike zasluge za to posredno pripadaju znanstvenim radnicima prof. dr. B. Kamenaru, prof. dr. B. Juzbašiću, prof. dr. Z. Ogorelcu, te neposredno vrsnim istraživačima i inženjerima Z. Bendekoviću, J. Jukiću i dr. B. Menclu. Jedan od rezultata tih napora bila je RIZ-Tvornica poluvodiča u Zagrebu, jedna od prvih tvornica te vrste u Europi. Neki od dometa te tvornice bili su na razini najviših dometa planarne tehnologije na siliciju.

1.4.2. *Utjecaj razvoja mikroelektronike na industrijski i privredni razvoj*

Zahvaljujući čipovima i njihovoj univerzalnoj primjeni, elektronička industrija se razvija u četiri kapitalna smjera: komponente, komunikacije, računala i upravljački sustavi. Znatno unaprijedivši ta područja, čipovi su stvarali moderne telekomunikacije, računarsku tehniku, automatiku, robote, fleksibilne proizvodne sustave, moderni elektronički ured, modernu tehniku tiskanja knjiga, modernu medicinsku opremu i još mnogo toga. Ne bez razloga današnje doba zove se i **silicijsko doba**. Posebno se doima utjecaj razvoja mikroelektronike na razvoj industrije računala. Nove generacije računala u pravilu se pojavljuju s novim generacijama čipova. Razvoj računala nije ostajao dužan razvoju čipova. Sve snažnija

računala omogućavaju projektiranje sve složenijih čipova, pa se industrije čipova i računala međusobno znatno pomažu. Velik doprinos razvoju primjena dali su proizvođači čipova po **narudžbi korisnika** (engl. *custom design*). Do pojave te vrste čipova proizvodili su se tzv. **standardni čipovi**, koji su procesirani u velikim serijama za nepoznatog korisnika. Korisnik je od čipova koji postoje na tržištu birao onaj koji je najbliži onome što njemu treba, pa je taj čip na neki način prilagođavao onome što mu je potrebno. To prilagođavanje nije uvijek bilo ni jednostavno ni ekonomično. Sklopovi po narudžbi davali su korisniku upravo ono što korisniku treba, jer je čip projektiran i procesiran na temelju njegove narudžbe. Sklopovi po narudžbi pojavili su se 1981. godine kao tehnološka realnost i od tada zauzimaju sve veći dio tržišta čipova.

O utjecaju mikroelektronike na industrijski i društveni razvoj napisana je posljednjih dvadesetak godina impresivna literatura u svijetu. Ambicioznog čitatelja upućujemo na vrlo poznato djelo autora G. Friedricha i A. Schafta: »Microelectronics and Society - For Better or for Worse« (The Club of Rome, 1982.). To je djelo objavljeno na hrvatskom jeziku 1987. godine u izdanju Globusa iz Zagreba.

1.4.3. *Pravilo dekadskog ritma i dalji razvoj*

Postoji mnogo analiza daljeg razvoja područja poluvodičke elektronike i mikroelektronike. Međutim, sve se prognoze temelje na ekstrapolaciji dosadašnjeg razvoja. Pojave posve novih principa i ideja nepredvidive su. Jedino pravilo koje se od pojave tranzistora do danas pokazalo respektabilnim je pravilo dekadskog ritma⁶. Sva velika otkrića u poluvodičkoj elektronici pojavljuju se u ritmu od deset godina. Prvi komercijalni tranzistor pojavio se 1951. godine, prvi komercijalni integrirani sklop 1961. godine, prvi mikroprocesor 1971. godine, prvi sklopovi po narudžbi 1981. godine, memorije iznad 1 megabita 1991. godine, dakle s pravilnim desetogodišnjim ritmom. Što će se pojaviti 2001. godine? Možda biočip, možda neki posve nov materijal ili princip?

LITERATURA

- 1.1. G. W. A. Dummer »Electronic Inventions and Discoveries«, Pergamon Press, New York, 1978.
- 1.2. J. Millman, G. Grabel, »Microelectronics«, McGraw-Hill, New York, 1987.
- 1.3. W. R. Runyan, K. E. Bean, »Semiconductor Integrated Circuit Processing Technology«, Addison-Wesley, 1990.
- 1.4. V. Muljević, »Franjo Hanaman i pronalazak volframove niti za žarulje«, Zbornik trećeg međunarodnog simpozija o novim tehnologijama, Zagreb, 1991, 168-169.
- 1.5. P. Biljanović, »Mikroelektronika - Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1991.
- 1.6. M. Kuljiš, privatna komunikacija.
- 1.7. J.E. Brittain, »Scanning the Past«, Proc. IEEE, 81, 1993, 1, 155.

⁶ Uočio ga je mr. Mirko Kuljiš, ranije direktor nekadašnjeg RIZ-a u Zagrebu i poznati elektroničar.

2. Pregled osnovnih svojstava i pojava u poluvodičkim materijalima

2.1. Definiranje poluvodičkog materijala

Poluvodiči su materijali kojima je specifična električna vodljivost na sobnoj temperaturi između specifičnih vodljivosti metala i izolatora. Tipičan interval njihove vodljivosti je između $10^{-6} \text{ S cm}^{-1}$ i 10^3 S cm^{-1} . Specifična električna otpornost čistog poluvodičkog materijala u pravilu pada s porastom temperature, dok kod metala i izolatora u pravilu raste. Dodavanjem minimalnih količina atoma primjesa mogu se ukupna fizikalna svojstva poluvodičkog materijala mijenjati u širokim granicama. Time se otvara mogućnost tehnološkog programiranja fizikalnih i električnih svojstava poluvodičkih materijala. Navedimo kao tipičan primjer programiranje specifične električne vodljivosti četverovalentnog silicija dodavanjem neznatnih količina trovalentnog bora ili peterovalentnog fosfora. Specifična električna vodljivost poluvodičkog materijala može se mijenjati i na druge načine koji nisu tehnološki, pa ne djeluju na samu strukturu materijala. Jedan način je djelovanje električnog polja na površinu poluvodičke pločice, čime se izravno mijenja površinska koncentracija slobodnih nosilaca elektriciteta, a time i specifična električna vodljivost površinskog sloja. To je temelj na kojem počiva rad i konstrukcija tranzistora s efektom polja temeljenog na heterospoju metal-oksid-poluvodič, koji se označava kraticom MOS FET (engl. **Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor**). Efekt promjene specifične električne vodljivosti poluvodiča može se postići i djelovanjem ionizirajućeg zračenja ili djelovanjem svjetlosti određenih valnih dužina na površinu poluvodičke pločice. U oba slučaja stvaraju se slobodni nosioci elektriciteta i mijenja specifična električna vodljivost.

Najvažniji poluvodički materijal danas je silicij. Prevladavajuća poluvodička tehnologija danas je planarna tehnologija na siliciju. Velika većina diskretnih poluvodičkih elemenata i mikroelektroničkih ili integriranih elektroničkih sklopova svih vrsta i stupnjeva kompleksnosti, od logičkih sklopova do mikroprocesora i velikih memorija, ostvaruje se u monokristalu silicija metodama planarne tehnologije. Silicij je poluvodički materijal koji pripada četvrtoj skupini periodičnog sustava elemenata. U specifičnim dijelovima elektronike danas je u porastu značenje složenih poluvodičkih materijala iz treće i pete, odnosno druge i šeste skupine periodičnog sustava elemenata poznatih pod nazivom III.-V. i II.-VI. složenih

poluvodičkih materijala. Primjeri takvih materijala jesu indij-antimonid InSb, galij-arsenid GaAs, galij - fosfid GaP, kadmij - sulfid CdS i ostali.

Zbog dominirajuće uloge silicija u modernoj poluvodičkoj elektronici i mikroelektronici, u ovom ćemo se tekstu najvećim dijelom baviti svojstvima silicija i poluvodičkim elementima proizvedenim postupcima planarne tehnologije na siliciju.

2.2. Struktura čvrstih tijela

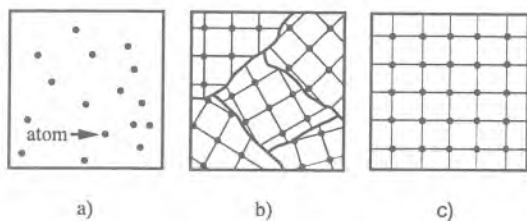
Čvrsta tijela mogu se prema strukturi podijeliti u dvije osnovne skupine. Prvu skupinu čine amorfna, a drugu kristalična čvrsta tijela. Amorfna tijela karakteriziraju se nepravilnim rasporedom atoma duž sve tri koordinatne osi. Silicij, kao osnovni poluvodički materijal, javlja se i u tom obliku, ali je njegova uloga u elektronici marginalna s obzirom na ulogu kristalnog silicija. Amorfni silicij najčešće se primjenjuje u izradi sunčanih ćelija, koje su po funkciji što je obavljaju fotonaponski pretvarači. Amorfnu strukturu ima i silicij-dioksid, SiO_2 , koji je po električnim svojstvima izolacijski materijal. Silicij-dioksid ima izuzetno važnu ulogu u poluvodičkoj elektronici i mikroelektronici. Primjenjuje se za pasivizaciju površine monokristalnog i polikristalnog silicija i za zaštitu od vanjskih utjecaja, kao maska pri difuziji i ionskoj implantaciji primjesa, kao podloga za deponirane metalne tanke slojeve pri izradi metalizacije, kao dielektrik MOS-kondenzatora i kao izolator pri različitim vrstama oksidne izolacije u mikroelektroničkim sklopovima.

Kristalična čvrsta tijela dijele se na polikristale i monokristale. Polikristali imaju pravilan raspored atoma duž sve tri koordinatne osi u manjim dijelovima ukupnog volumena. Te dijelove zovemo zrnima. Zrna su međusobno različito orijentirana, imaju različite oblike i veličine i međusobno su odijeljena granicama zrna koje imaju svojstva amorfnog materijala. Polikristalni silicij ima široku primjenu. U proizvodnji je on jeftin materijal. Upotrebljava se kao materijal kontrolne ili upravljačke elektrode MOS FET-ova, kao dio emitera VLSI (engl. Very Large Scale Integration) bipolarnih tranzistora, kao materijal za izradu visokoomskih i visokodisipativnih otpornika, kao izvor dopanda za plitke difuzije pri procesiranju mikroelektroničkih sklopova i sl. Zbog dijelom ili potpuno neuređene kristalne strukture amorfnog i polikristalnog silicija nije moguća jednostavna teorijska interpretacija njihovih električnih svojstava i mehanizama vođenja struje. Taj će dio u ovom tekstu, jer se smatra uvodnim, biti zaobiđen.

Monokristali su karakterizirani pravilnim rasporedom atoma u kristalnoj rešetki s periodičnim ponavljanjem iste jedinične ćelije duž svih triju koordinatnih osi. Jedinična ćelija čini osnovnu konfiguraciju koja se ponavlja kroz cijeli materijal. Jedino mjesto diskontinuiteta je površina čvrstog tijela. Monokristalni silicij je osnovni materijal za izradu diskretnih poluvodičkih elektroničkih elemenata i mikroelektroničkih sklopova i danas je apsolutno dominirajući materijal u elektronici. Zbog njegove neobično važne uloge, svojstva monokristalnog silicija kasnije će se detaljno analizirati.

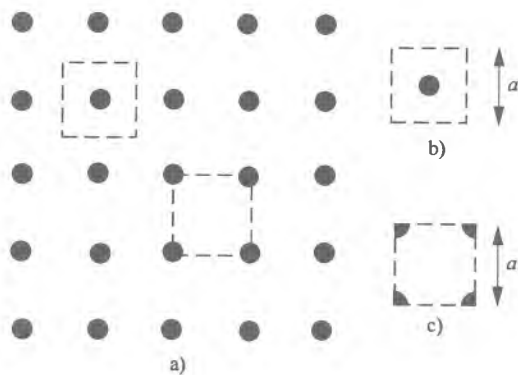
Da bi se uočila osnovna razlika amorfnog, polikristalnog i monokristalnog materijala, na slici 2.1. simbolički je prikazana dvodimenzionalna projekcija njihovih struktura. U strukturi na slici 2.1.a raspored atoma posve je nepravilan, što odgovara amorfnom materijalu. Struktura na slici 2.1.b ima dijelove - zrna materijala - s pravilnim rasporedom atoma u znu, što odgovara polikristalnom materijalu. Materijal na slici 2.1.c odlikuje se rasporedom atoma u pravilnoj kristalnoj rešetki koja se periodično ponavlja kroz cijeli materijal. Monokristal u

A. A.



Slika 2.1. Dvodimenzionalni prikaz triju osnovnih struktura čvrstih tijela: a) amorfna, b) polikristalna, c) monokristalna

dvodimenzionalnoj projekciji ponovo je prikazan na slici 2.2. koja će nam poslužiti za definiranje **osnovne** ili **jedinične ćelije** monokristala. U monokristalnoj strukturi na slici 2.2.a naznačene su crtkanom linijom dvije moguće jedinične ćelije ponovo prikazane na slici 2.2.b i 2.2.c. Jedinična ćelija na slici 2.2.b je kvadrat (u trodimenzionalnoj stvarnosti kocka) stranice a s atomom u sredini, dok je jedinična ćelija na slici 2.2.c također kvadrat (u trodimenzionalnoj stvarnosti također kocka) stranice a s četiri atoma u vrhovima. U drugom slučaju ćeliji pripada samo četvrtina svakog od četiri atoma u ćeliji pa ćelija opet sadrži jedan atom. Jedinična ćelija sadrži potpunu informaciju o rasporedu atoma u monokristalnom materijalu, i to je osnovni razlog njezina definiranja i primjene u opisu kristalne strukture.

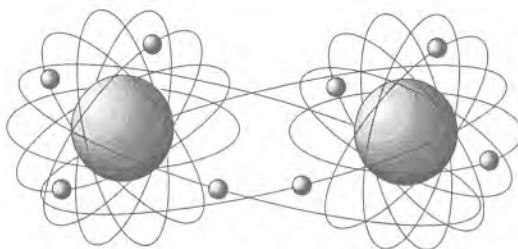


Slika 2.2. Definiranje osnovne ili jedinične ćelije monokristala: a) dvodimenzionalna projekcija monokristala, b) jedinična ćelija s atomom u sredini, c) jedinična ćelija s četiri atoma u vrhovima ćelije pri čemu ćeliji pripada jedna četvrtina svakog atoma

2.2.1. Kovalentni kristali

U poluvodičkoj elektronici i mikroelektronici najvažniju ulogu imaju kristalična čvrsta tijela, posebno monokristali: Kristali se drže na okupu pod djelovanjem sila kristalne rešetke. U poluvodičkim materijalima najčešće susrećemo **kovalentne kristale**, kod kojih se sile kristalne veze ostvaruju dijeljenjem valentnih elektrona, smještenih u vanjskoj ljusci atoma; između dva susjedna atoma. Ti elektroni imaju suprotne spinove. Kovalentna veza između dva susjedna četverovalentna atoma prikazana je simbolički na slici 2.3.

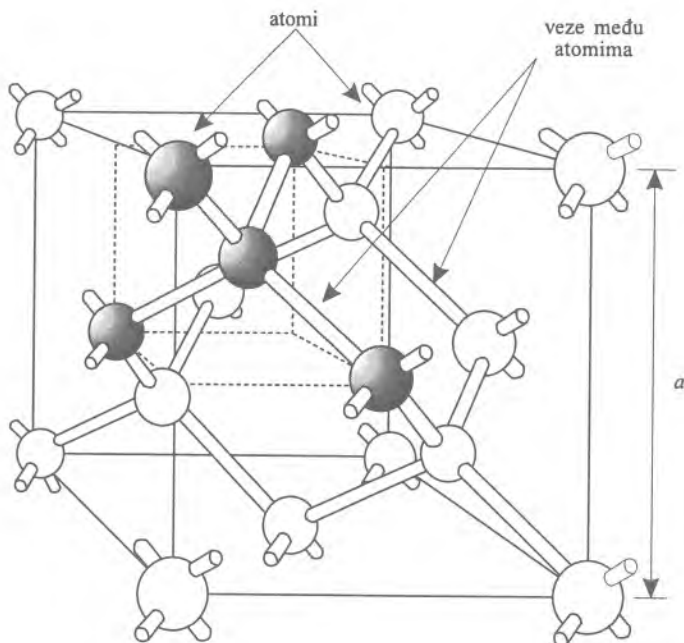
Tipična kristalna struktura koja se temelji na kovalentnoj vezi je **dijamantna struktura** prikazana trodimenzionalno na slici 2.4. Dijamantnu strukturu imaju četverovalentni elementi kao što su ugljik, silicij i germanij. Svaki atom dijeli svoja četiri valentna elektrona s četiri susjedna atoma udružujući ih u parove prema slici 2.3. Veznu silu između dva susjedna atoma



Slika 2.3. Simbolički prikaz kovalentne veze između dva susjedna četvero-valentna atoma

osigurava par valentnih elektrona smještenih duž pravca kojim se simbolizira veza među susjednim atomima. Sile kristalne rešetke ovdje su po prirodi elektrostatske, ali se ne mogu objasniti klasičnom Coulombovom silom, već valnom prirodom elektrona. Na termodinamičkoj temperaturi 0 K svi valentni elektroni u dijamantnoj strukturi čvrsto su povezani s atomima koje udružuju u parove, te nema slobodnih elektrona i kovalentni kristal s dijamantnom strukturom ponaša se kao izolator u električkom smislu. S rastom temperature raste i toplinska energija valentnih elektrona, a time i vjerojatnost njihova oslobađanja od atoma. Energija potrebna elektronu da iz valentnog pojasa prijeđe u vodljivi pojas jednaka je energiji kidanja kovalentne veze. S rastom temperature raste i broj oslobođenih valentnih elektrona, a time i specifična električna vodljivost materijala.

Vratimo se dijamantnoj strukturi na slici 2.4. Osnovna ili jedinična kristalna ćelija je najmanja ćelija koja u svakom vrhu kocke s bridom a ima po jedan atom. Veličina a zove se **konstanta rešetke** (engl. *lattice constant*). Konstanta rešetke za silicij iznosi



Slika 2.4. Trodimenzionalni prikaz osnovne ili jedinične ćelije dijamantne kristalne strukture (a = konstanta rešetke)

0,54307 nm, za galij-arsenid 0,56532 nm, za galij-fosfid 0,54505 nm. Osnovna ili jedinična ćelija sastavljena je od podćelija. Jedna takva podćelija označena je na slici 2.4. tamnim kuglicama koje simboliziraju atome. Podćeliju čini središnji atom okružen s četiri susjedna atoma s kojima je vezan kovalentnom vezom. Ta četiri susjedna atoma leže u vrhovima pravilnog tetraedra prema slici 2.5. Kada se tetraedarska struktura smjesti u najmanju moguću kubičnu strukturu, dobiva se kocka s bridom $a/2$, gdje je a konstanta rešetke. Tetraedarska struktura je vrlo stabilna i znatno pridonosi specifičnim mehaničkim, tehnološkim i električkim svojstvima materijala poput dijamanta, silicija, germanija i galij-arsenida. Udaljenost središnjeg atoma d u podćeliji od susjednih atoma u vrhovima tetraedra lako se određuje iz geometrijskih odnosa na slici 2.5. i iznosi $d = a\sqrt{3}/4 = 0,433a$. Za silicij d iznosi 0,235 nm, za galij-arsenid 0,245 nm i za galij-fosfid 0,236 nm.

U osnovnoj ili jediničnoj ćeliji na slici 2.4. može se raspoznati ukupno 18 atoma. Međutim, samo 8 od tih 18 atoma pripada osnovnoj ćeliji iz ovih razloga. U vrhovima ćelije-kocke brida a nalazi se 8 atoma. U svakom vrhu ćelije sastaje se 8 susjednih identičnih ćelija i svakoj pripada osmi dio atoma u vrhu ćelije, što ukupno čini 1 atom po ćeliji. U središtu svake vanjske plohe ćelije nalazi se po 1 atom, što daje ukupno 6 takvih atoma. Svaki od njih dijeli se između dvije susjedne ćelije pa jednoj ćeliji pripadaju 3 od 6 takvih atoma. Ostaju još 4 atoma u volumenu ćelije i ti se atomi ne dijele jer pripadaju samo jednoj ćeliji. Osnovnoj ćeliji na slici 2.4. pripada dakle $1 + 3 + 4 = 8$ atoma. Volumen ćelije je a^3 , pa koncentracija atoma u kristalu iznosi:

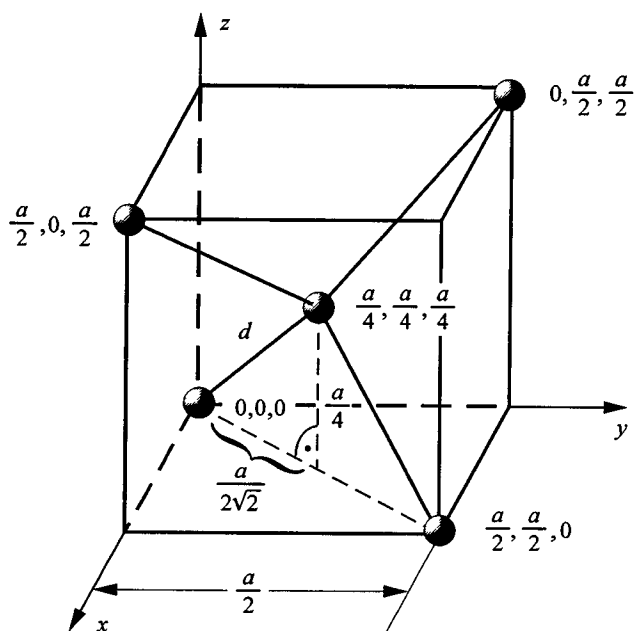
$$N = \frac{8}{a^3}. \quad (2.1)$$

Uvrštenjem iznosa konstante rešetke a u gornji izraz dobiva se koncentracija atoma u siliciju, $4,995 \cdot 10^{22} = 5 \cdot 10^{22}$ atoma/cm³ (dalje u tekstu koncentracije će se kraće izražavati u cm⁻³).

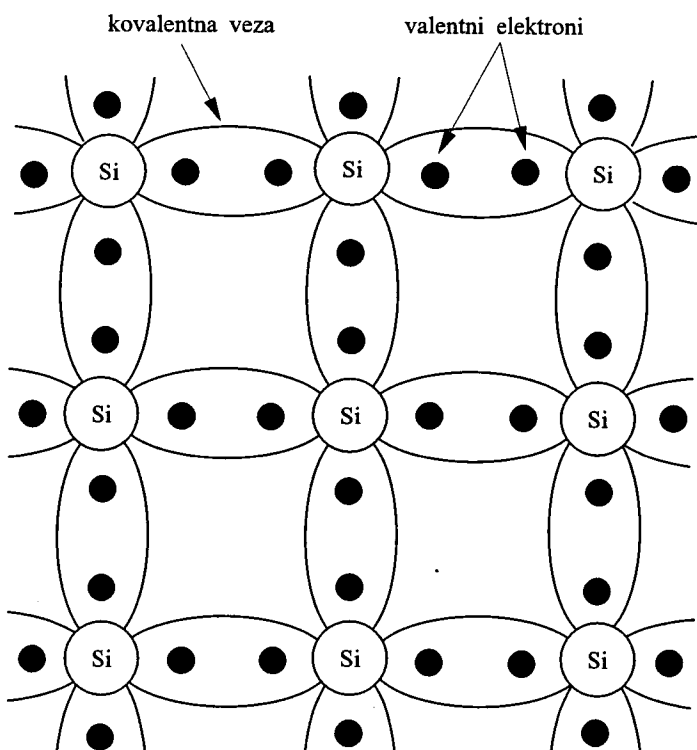
Osnovna ćelija prikazana na slici 2.4. i podćelija na slici 2.5. daju stvarni prostorni raspored i odnos atoma u dijamantnoj strukturi. U praksi se, međutim, češće primjenjuje dvodimenzionalni prikaz prema slici 2.6. gdje je svaki atom, u ovom slučaju atom silicija, označen kružićem sa simbolom Si i sa četiri pripadna valentna elektrona udružena u kovalentne veze sa susjednim atomima silicija.

2.2.2. Millerovi indeksi

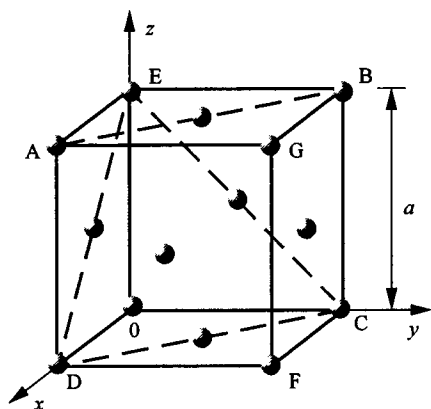
Dijamantna struktura opisana jediničnom ćelijom i podćelijom prema slici 2.4. i 2.5. tipična je za poluvodičke materijale. Postoje, međutim, i druge strukture kristaličnih čvrstih tijela. Metali, poput aluminija, bakra, zlata, srebra, nikla i platine, koji imaju važnu ulogu u elektronici i mikroelektronici, formiraju jedinične kristalne ćelije prema slici 2.7. Ta je ćelija poznata kao **plošno centrirana kubična ćelija** (engl. *face-centered cubic*, kraće fcc). U svakom od osam vrhova ćelije nalazi se po jedan atom, a po jedan atom nalazi se i u središtu svake od šest ploha ćelije. Kao i kod ćelije na slici 2.4., i ovdje od 8 atoma u vrhovima ćelije jedan pripada ćeliji, a od 6 atoma u središtima ploha ćelije 3 pripadaju ćeliji. Broj atoma po plošno centriranoj ćeliji je dakle $1 + 3 = 4$. Kako je volumen ćelije i ovdje a^3 , koncentracija atoma iznosi:



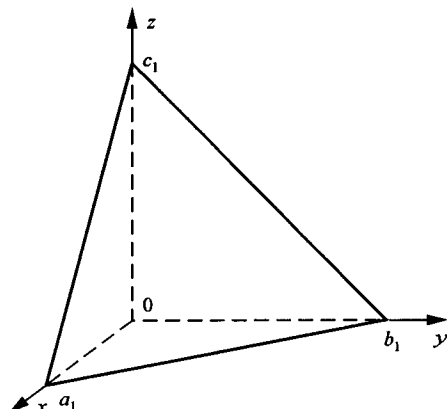
Slika 2.5. Podćelija jedinične ćelije na slici 2.4.



Slika 2.6. Dvodimenzionalni prikaz dijamantne strukture na primjeru silicija



Slika 2.7. Plošno centrirana kubična ćelija. Crtkano su naznačene ravnine za ilustraciju Millerovih indeksa (a = konstanta rešetke)



Slika 2.8. Uz definiranje Millerovih indeksa

$$N = \frac{4}{a^3}. \quad (2.2)$$

Različitim kombiniranjem plošno centriranih kubičnih ćelija mogu se izvesti jedinične ćelije nekih složenih poluvodiča. Kada se atomi galija smjeste u jednu plošno centriranu kubičnu ćeliju, a atomi arsena u drugu, prostornim prožimanjem tih ćelija po glavnoj dijagonali za jednu četvrtinu dužine te dijagonale dobiva se jedinična ćelija galij-arsenida. Na taj način se formiraju i osnovne ćelije galij-fosfida, cink-sulfida i kadmij-sulfida. Ta se struktura općenito zove cink-sulfidna struktura (engl. *Zincblende*).

Gradeći plošno centriranu kubičnu rešetku, atomi metala otpuštaju valentne elektrone već na termodinamičkoj temperaturi 0 K. Ti se elektroni slobodno gibaju kroz metal. Uzrok su visoke specifične električne vodljivosti metalnih kristala.

Iz građe kristala prema slikama 2.4. do 2.7. može se izvući zaključak o **anizotropnoj** prirodi kristalinih tijela, tj. o njihovim različitim svojstvima u različitim ravninama kojima presijecamo kristal. Ravnina ABCD na slici 2.7. sadrži 6 atoma, ravnina AEOD 5 atoma, a ravnina CDE opet 6 atoma. Za specificiranje odabrane kristalne ravnine upotrebljavaju se Millerovi indeksi¹. Definirat ćemo ih pomoću ravnine na slici 2.8. Jednadžba ravnine u segmentnom obliku je:

$$\frac{x}{a_1} + \frac{y}{b_1} + \frac{z}{c_1} = 1, \quad (2.3)$$

gdje su a_1 , b_1 i c_1 odsječci ravnine na osi x , y i z . Označit ćemo recipročne vrijednosti odsječaka a_1 , b_1 i c_1 sa:

¹ Nazvani su po Williamu H. Milleru, profesoru mineralogije na University of Cambridge od 1832. do 1880. godine.

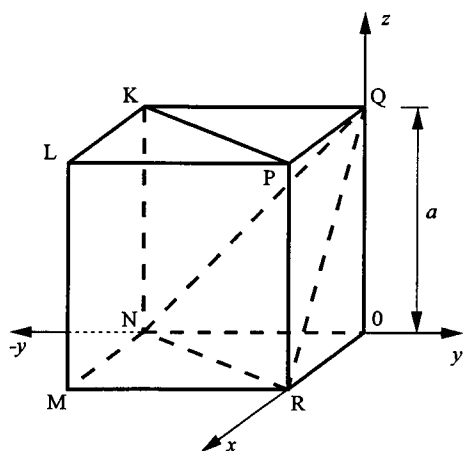
$$\frac{1}{a_1} = h', \quad \frac{1}{b_1} = k', \quad \text{i} \quad \frac{1}{c_1} = l', \quad (2.4)$$

pa jednadžba ravnine dobiva oblik:

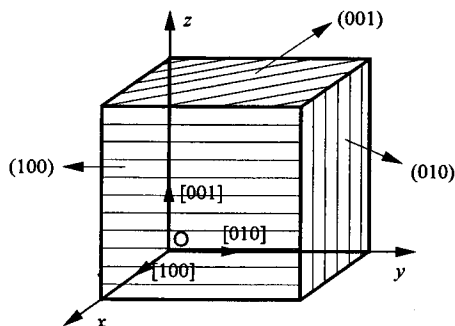
$$h'x + k'y + l'z = 1. \quad (2.5)$$

U kristalnim ćelijama veličine a_1 , b_1 i c_1 su višekratnici konstante rešetke, pa su parametri h' , k' i l' razlomci, kojima je nazivnik višekratnik konstante rešetke. Množenjem h' , k' i l' najmanjim zajedničkim nazivnikom, dobivaju se Millerovi indeksi h , k i l . Na taj način se ravnina na slici 2.8. opisuje Millerovim indeksima h , k i l pisanim u malim okruglim zagradama u obliku $(h \ k \ l)$. Ako je, na primjer, $a_1 = 4$, $b_1 = 3$ i $c_1 = 2$, tada je $h' = 1/4$, $k' = 1/3$ i $l' = 1/2$. Najmanji zajednički nazivnik je 12 pa Millerovi indeksi iznose $h = 12 h' = 12/4 = 3$, $k = 12 k' = 12/3 = 4$ i $l = 12 l' = 12/2 = 6$. Odgovarajuću ravninu dakle opisujemo pomoću Millerovih indeksa kao $(3 \ 4 \ 6)$ ravninu. Vratimo se plošno centriranoj kubičnoj ćeliji na slici 2.7. Konstanta rešetke je a . Ravnina ABCD ima na osi x i y odsječak jednak konstanti rešetke a , dok je odsječak na osi z neizmjeran. Zato je $a_1 = b_1 = a$ i $c_1 = \infty$. Parametri h' , k' i l' iznose $h' = k' = 1/a$ i $l' = 1/\infty = 0$. Kako je najmanji zajednički nazivnik jednak a , Millerovi indeksi iznose $h = k = ah' = ak' = 1$ i $l = al' = 0$. Ravnina ABCD je dakle $(1 \ 1 \ 0)$ ravnina. Ravnina CDE ima jednake odsječke na sve tri koordinatne osi pa je $h' = k' = l' = 1/a$, odnosno $h = k = l = a/a = 1$, pa je riječ o $(1 \ 1 \ 1)$ ravnini. Slično se nalazi da je BCFG ravnina $(0 \ 1 \ 0)$ ravnina, ADFG ravnina je $(1 \ 0 \ 0)$ ravnina, a AGBE ravnina $(0 \ 0 \ 1)$ ravnina.

Ravnine prikazane pomoću slika 2.7. i 2.8. imaju pozitivne odsječke na osi x , y i z . Na slici 2.9. prikazana je osnovna kubična ćelija s konstantom rešetke a locirana uz pozitivnu os x i z i negativnu os y . Ravnina LMNK ima na osi x i z odsječak jednak neizmjeran, a na osi y odsječak $-a$, pa Millerovi indeksi iznose $h = 0$, $k = -1$ i $l = 0$, pa je



Slika 2.9. Millerove ravnine s negativnim indeksima



Slika 2.10. Prikaz Millerovih kristalnih ravnina pomoću vektora okomitih na te ravnine

riječ o $(0 \bar{1} 0)$ kristalnoj ravnini. Umjesto $\bar{1}$ obično se piše oznaka $\bar{1}$, pa je riječ o $(0 \bar{1} 0)$ ravnini. Slično se za ravninu KPRN dobiva da je to $(1 \bar{1} 0)$ ravnina, dok je ravnina QNR zapravo $(1 \bar{1} 1)$ ravnina.

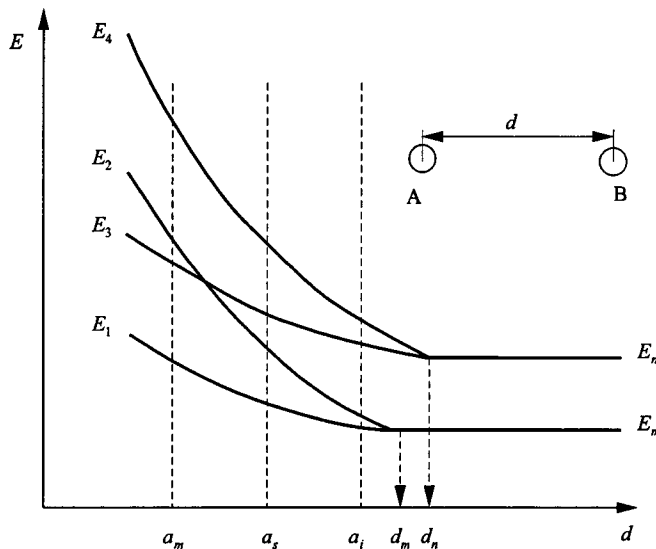
Kristalna ravnina može se opisati u pravokutnom koordinatnom sustavu ne samo pomoću Millerovih indeksa u notaciji $(h k l)$ već i vektorom koji iz ishodišta ide okomito na dotičnu kristalnu ravninu. Pri tome se uzimaju jedinični iznosi x, y i z komponente vektora ako dotična komponenta postoji, odnosno iznosi nula ako ne postoji. To je ilustrirano slikom 2.10. Na ravninu $(1 0 0)$ okomit je vektor s komponentom u x -smjeru 1 i s komponentama u y -smjeru i z -smjeru 0, pa taj vektor pišemo u notaciji $[1 0 0]$ u uglatim zagradama. Slično ravnini $(0 1 0)$ odgovara vektor $[0 1 0]$, a ravnini $(0 0 1)$ vektor $[0 0 1]$. Općenito Millerovoj ravnini $(h k l)$ odgovara vektor $[h k l]$. Pri tome se kaže da ravnina $(h k l)$ ima orijentaciju $[h k l]$.

Definiranje Millerovih ravnina i indeksa nije samo akademski zanimljivo radi lakšeg opisa kristalnih ravnina. Svojstva površine silicija i ostalih poluvodičkih materijala uvelike ovise o kristalnoj ravnini kojoj odgovara površina silicija. To je posebno važno kod poluvodičkih elemenata koji se formiraju u tankom sloju uz površinu silicija. Tipičan primjer su elementi koji se temelje na metal-oksidi-poluvodič strukturi ili MOS-strukturi (engl. Metal-Oxide-Semiconductor).

2.3. Dijagrami energetske pojasa

Iz fizike je poznato da diskretni energetske nivoi koji karakteriziraju atome određuju dopuštene energije elektrona u atomu. Zamislimo hipotetički eksperiment: dva jednaka atoma A i B držimo na međusobnom razmaku d koji je dovoljno velik da ne dopušta međusobno djelovanje tih atoma, te se oni ponašaju kao da su posve sami (izolirani). Nacrtamo li dijagram energetske pojasa za svaki atom, dobivamo dva identična dijagrama. Sada atome A i B počinjemo međusobno približavati smanjujući razmak d . Energetski dijagrami atoma i dalje će koincidirati sve dok se ne dostigne kritični razmak d_c , pri kojem interakcija među atomima postaje primjetna. Kada se to dogodi, doći će do cijepanja svakoga diskretnog energetskeg nivoa u dva nivoa da bi se zadovoljio Paulijev princip isključenja. Efekt je ilustriran pomoću slike 2.11. na kojoj je prikazana ovisnost energije pojedinog nivoa E o razmaku d atoma A i B. Naznačena su samo dva diskretna nivoa E_n i E_m , pri čemu je $E_n > E_m$. Cijepanje višeg nivoa E_n počinje pri minimalnom ili kritičnom razmaku d_n , a cijepanje nižeg nivoa E_m počinje pri minimalnom ili kritičnom razmaku $d_m < d_n$. Nivo E_m cijepa se u dva nivoa E_1 i E_2 , a nivo E_n u E_3 i E_4 . Činjenica da je $d_m < d_n$ može se objasniti čvršćom vezom elektrona u nivou E_m s atomom u odnosu na elektron u nivou E_n , pa je za elektron u nivou E_m interakcija manja nego za elektron u nivou E_n . U realnom monokristalu vrlo velik broj atoma nalazi se vrlo blizu jedan drugom u periodičnoj strukturi rešetke. U monokristalu silicija nalazi se $5 \cdot 10^{22}$ atoma po cm^3 ili $5 \cdot 10^{10}$ atoma po μm^3 . Ako atomi silicija u kocki volumena $1 \mu\text{m}^3$ međusobno djeluju na način opisan slikom 2.11., doći će do cijepanja nivoa E_n i E_m ne u dva diskretna nivoa E_1 i E_2 , odnosno E_3 i E_4 , već u $5 \cdot 10^{10}$ diskretnih nivoa. Tako velik broj diskretnih energetske nivoa upućuje na zaključak da su razmaci među tim nivoima toliko mali da možemo te nivoe smatrati pojaskama energija (engl. *bands of energies*).

Na slici 2.11. prikazano je cijepanje samo dva energetske nivoa. U realnom slučaju svaki atom ima veći broj dopuštenih energetske nivoa pa će se njihovim cijepanjem pojaviti veći broj energetske pojasa. Pri tome će energetske pojase koji pripadaju unutarnjim

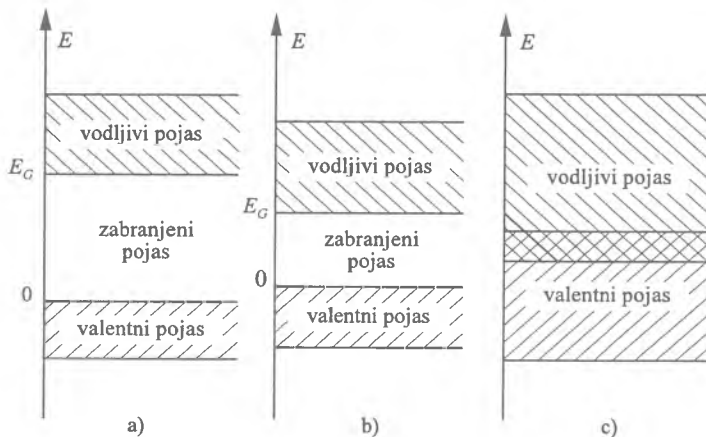


Slika 2.11. Prikaz cijepanja energetske nivoa elektrona pri smanjivanju razmaka d između dva atoma (a_i = konstanta rešetke za izolator, a_s = konstanta rešetke za poluvodič, a_m = konstanta rešetke za metal)

elektronima bližim jezgri biti uži od energetske pojasa koji pripadaju vanjskim elektronima. To je posljedica čvršće veze unutarnjih elektrona s atomom stoga je utjecaj susjednih atoma na njih manji. Zato je energetske pojas nastao cijepanjem najnižeg diskretnog energetskeg nivoa atoma najuži.

Prikaz nastanka energetske pojasa na slici 2.11. pomoću monotonno rastućih funkcija $E_1 \div E_4$ pri smanjivanju razmaka d ne odgovara u egzaktom smislu stvarnosti jer su to u biti složenije nemonotone funkcije. Međutim, i taj pojednostavljeni prikaz daje dovoljno zornu predodžbu o nastanku energetske pojasa.

U realnom kristalu nije moguće mijenjati razmak među atomima, kao što je to učinjeno na slici 2.11. Taj razmak određen je konstantom rešetke koja je u zadanom materijalu invarijanta. Zato ćemo smatrati da je razmak među atomima d zapravo konstanta rešetke. Ako između diskretnih nivoa E_1 i E_2 , odnosno E_3 i E_4 zamislimo pojase energija zbog velikog broja atoma u kristalu, možemo pomoću slike 2.11. nacrtati **dijagrame energetske pojasa** ili **energetske dijagrame** (engl. *energy-band diagram*) za tri karakteristične vrijednosti konstante rešetke a_i , a_s i a_m . Pri tome ćemo pretpostaviti da su E_n i E_m dva najviša moguća energetske stanja. Konstanti rešetke a_i odgovara energetske dijagram na slici 2.12.a, a konstantama rešetke a_s i a_m odgovaraju energetske dijagrami na slici 2.12.b i 2.12.c. Niži energetske pojasi od pojasa na slici 2.12. nisu prikazani jer oni ne djeluju na električna svojstva čvrstih tijela. **Pojas energija označen na slici 2.12.a i 2.12.b kao valentni pojas** (engl. *valence band*) na temperaturi apsolutne nule potpuno je popunjen elektronima. To su valentni elektroni koji pripadaju vanjskoj ljusci atoma. **Pojas energija označen kao vodljivi pojas** (engl. *conduction band*) je dopušten pojas za elektrone, ali je na temperaturi apsolutne



Slika 2.12. Prikaz energetske strukture za a) izolator, b) poluvodič, c) metal (E_G = širina zabranjenog pojasa)

1.2.

nule posve prazan. Između valentnog i vodljivog pojasa je **pojas zabranjenih energija** ili **zabranjeni pojas** ili **energetski procjep** ili samo **procjep** (engl. *forbidden band; band gap*). U zabranjenom pojasu elektroni ne mogu egzistirati². Zabranjeni pojas postoji na slici 2.12.a i 2.12.b, dok se na slici 2.12.c vodljivi i valentni pojas prekrivaju pa zabranjeni pojas ne postoji. Kristali na slici 2.12.a i 2.12.b imaju kvalitativno iste energetske dijagrame, ali se oni međusobno kvantitativno razlikuju po širini zabranjenog pojasa označenog sa E_G . Pri tome je dnu zabranjenog pojasa pridružen referentni nulti iznos energije. Konstanti rešetke a_i na slici 2.11. i energetskom dijagramu na slici 2.12.a odgovaraju izolatori. Kod njih je obično $E_G > 5\text{ eV}$ ($1\text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}\text{ J}$)³. Konstanti rešetke a_s i slici 2.12.b odgovaraju poluvodiči i kod njih je obično $E_G < 2,5\text{ eV}$. Konstanti rešetke a_m i slici 2.12.c odgovaraju metali kod kojih se vodljivi i valentni pojas dijelom prekrivaju.

Kod poluvodiča i izolatora, na apsolutnoj nuli termodinamičke temperature valentni pojas potpuno je popunjen elektronima. Vodljivi pojas, odijeljen od valentnog pojasa zabranjenim pojasom, potpuno je prazan. Posljedica je da kroz takav kristal na apsolutnoj nuli uopće ne može teći struja. To je posve u skladu s Paulijevim principom isključenja koji kaže da u jednom kristalu isto stanje gibanja, opisano s tri komponente brzine, mogu imati samo dva elektrona suprotnih spinova. U valentnom pojasu su sva dopuštena energetska stanja stvarno i zastupljena, pa prijelaz elektrona iz jednog energetskog stanja u drugo automatski izaziva suprotno ponašanje drugog elektrona i moguća je samo zamjena stanja. Nije moguće usmjereno gibanje elektrona, a time ni protjecanje struje kroz kristal.

Da bi kroz kristal sa zabranjenim pojasom između valentnog (popunjenog) i vodljivog (nepopunjenog) pojasa tekla struja, moraju valentni elektroni prijeći u vodljivi pojas. Da bi se taj prijelaz ostvario, elektron u valentnom pojasu mora primiti iznos energije jednak

² Kada se kaže da elektroni u nekom pojasu energija mogu (ili ne mogu) egzistirati, pod tim se podrazumijeva da oni te energije mogu (ili ne mogu) posjedovati.

³ eV (kratica od elektronvolt) je uobičajena jedinica energije za elektrone. 1 eV je kinetička energija elektrona koji je iz stanja mirovanja ubrzan potencijalnom razlikom 1V.

ili veći od širine zabranjenog pojasa E_G . Potrebnu energiju može valentni elektron dobiti na više načina. Jedan je djelovanjem fotona određene frekvencije. Ako je frekvencija fotona takva da fotoni predaju valentnim elektronima energiju dovoljnu za skok iz valentnog pojasa u vodljivi prijeći će valentni elektron preko zabranjenog pojasa u vodljivi pojas. Isti se učinak može postići bombardiranjem sa subatomske česticama. Međutim, uobičajen način dovođenja energije potrebne da valentni elektroni svladaju zabranjeni pojas je zagrijavanje materijala na sobnu ili neku višu temperaturu. Porast temperature izaziva sve intenzivnije vibracije kristalne rešetke, što dovodi do emitiranja **fonona**. Fonon je kvant energije elastičnog vala dobiven vibriranjem kristalne rešetke. Fononi predaju energiju valentnim elektronima i ako je ta energija dovoljna za svladavanje zabranjenog pojasa, može valentni elektron prijeći u vodljivi pojas. Pokazati se može da je na termodinamičkoj temperaturi T srednja energija $\bar{E}$ koju fononi predaju valentnim elektronima određena izrazom:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} E_T, \quad \text{J}, \quad (2.6)$$

gdje je E_T energetski ekvivalent termodinamičke temperature određen relacijom

$$E_T = kT, \quad \text{J}. \quad (2.7)$$

Želi li se E_T izraziti u elektronvoltima, dobiva se:

$$E_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11609}, \quad \text{eV}, \quad (2.8)$$

gdje je k Boltzmannova konstanta ($= 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), a q iznos naboja elektrona ($= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$). Na sobnoj temperaturi ($T \approx 300 \text{ K}$) prosječna energija predana elektronima iznosi $\bar{E} = 3,87 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, što je mnogo ispod iznosa širine zabranjenog pojasa izolatora i poluvodiča. To međutim ne znači da je prijelaz elektrona iz valentnog pojasa preko zabranjenog pojasa u vodljivi pojas apsolutno nemoguć jer je $\bar{E}$ samo **statistička srednja vrijednost** energije **svih** valentnih elektrona u kristalu, a ne energija **svakog** valentnog elektrona posebno. Kako u kristalu većine poluvodiča i izolatora ima grubo uzeto oko 10^{22} atoma po cm^3 , broj valentnih elektrona izuzetno je velik. Zato niti je moguće niti ima smisla opisivati u energetskom smislu svaki elektron posebno. Može se govoriti samo o statističkim srednjim vrijednostima energija i o vjerojatnosti da neki elektron ima određenu energiju. To je zadatak statističke fizike. Najgrublje uzeto, vjerojatnost da valentni elektron dobije energiju E_G potrebnu za svladavanje zabranjenog pojasa i prijelaz u vodljivi pojas je:

$$f = \exp \left(- \frac{E_G}{1,5 E_T} \right). \quad (2.9)$$

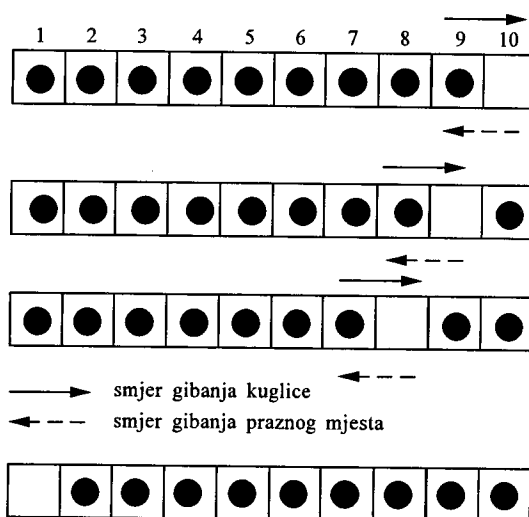
Relacija (2.9) nije egzaktna, ali je za fizikalnu sliku kvalitativno dobra. Egzaktne relacije navest će se kasnije pri analizi stvarnih funkcija vjerojatnosti i raspodjela elektrona po energijama. Zamislimo da na sobnoj temperaturi ($T = 300 \text{ K}$, $E_T = 0,026 \text{ eV}$) imamo poluvodič kojem je $E_G = 1 \text{ eV}$ i izolator kojem je $E_G = 6 \text{ eV}$, te da oba materijala imaju koncentraciju atoma $N = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. U prvom slučaju prema relaciji (2.9) je $f = 7,3 \cdot 10^{-12}$,

a u drugom je slučaju $f = 1,53 \cdot 10^{-67}$. Kod poluvodiča samo 73 valentna elektrona od 10^{13} njih imaju na sobnoj temperaturi energiju dovoljnu za prijelaz u vodljivi pojas. To je vrlo mali dio, međutim, kako je u pitanju 10^{22} atoma po cm^3 , uz pretpostavku da jedan atom neće dati više od jednog valentnog elektrona u vodljivi pojas, u vodljivi će pojas prijeći grubo uzeto $n = fN = 7,3 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{22} = 7,3 \cdot 10^{10}$ elektrona po cm^3 . Ti slobodni elektroni mogu se pod utjecajem električnog polja nesmetano gibati kristalom, što će se manifestirati kao protjecanje električne struje. U istim uvjetima u izolatoru će biti $n = fN = 1,53 \cdot 10^{-67} \cdot 10^{22} = 1,53 \cdot 10^{-45}$ elektrona po cm^3 , što znači da zapravo ne postoje valentni elektroni sposobni za prijelaz u vodljivi pojas, pa kroz izolator ne može teći struja. Što će se dogoditi ako se sada i za poluvodič i za izolator temperatura povisi za na primjer 20%. Sada se kod poluvodiča, uz zanemarenja temperature ovisnosti širine zabranjenog pojasa, dobiva $n = 4,57 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, a kod izolatora $n = 9,56 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^{-3}$. Poluvodič sada ima 62,6 puta više elektrona koji mogu prijeći iz valentnog pojasa u vodljivi, što dovodi do porasta struje kroz poluvodič pri istom iznosu električnog polja kao na nižoj temperaturi. Porast temperature dakle izazvat će porast električne vodljivosti poluvodiča. Izolator će i dalje biti bez slobodnih elektrona pa kroz njega ni sada ne može teći električna struja. Iako dakle i poluvodič i izolator imaju kvalitativno iste dijagrame energetske pojasa, razlike od nekoliko elektronvolti u širini zabranjenog pojasa izazivaju bitne razlike u električnim svojstvima poluvodiča i izolatora. Iz relacije za vjerojatnost prijelaza valentnog elektrona u vodljivi pojas (2.9) i izraza za procjenu broja elektrona u vodljivom pojasu $n = fN$ proizlazi da će poluvodič s manjom širinom zabranjenog pojasa bolje voditi struju jer će veći dio valentnih elektrona prelaziti u vodljivi pojas. Na temperaturi apsolutne nule relacija (2.9) daje za svaki E_G vjerojatnost prijelaza valentnog elektrona u vodljivi pojas $f = 0$, pa se poluvodiči na toj temperaturi ponašaju kao izolatori.

1. 2. Kod metala prema slici 2.12.c djelomično se prekrivaju valentni i vodljivi pojas pa su već i na temperaturi apsolutne nule slobodni elektroni prisutni u vodljivom pojasu. Metali će dakle voditi struju i na temperaturi apsolutne nule, i to je bitna električna razlika između metala i poluvodiča. Na apsolutnoj nuli slobodni elektroni u metalu mogu imati energije između nule i neke maksimalne energije poznate pod nazivom **Fermijeve energije**. Energetski nivoi iznad **Fermijeve nivoa** koji pripadaju Fermijevoj energiji su prazni. S rastom temperature iznad apsolutne nule postaju mogući i nivoi iznad Fermijeve nivoa. O tome će biti više govora kasnije.

2.4. Elektroni i šupljine

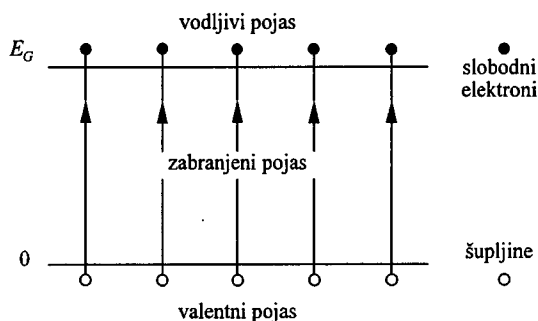
Kod poluvodičkih materijala na temperaturi apsolutne nule valentni pojas je potpuno popunjen, a vodljivi posve prazan. Zamislimo da jedan od mnoštva elektrona u valentnom pojasu kristala apsorbira kvant energije dovoljan za svladavanje zabranjenog pojasa i prijelaz u vodljivi pojas. Oslobođeni elektron u vodljivom pojasu, koji je i dalje praktički prazan, može se, pod djelovanjem električnog polja, nesmetano gibati. Međutim, isti elektron ostavio je u valentnom pojasu pokidanu kovalentnu vezu i jedno prazno mjesto valentnog elektrona. Ta pojava omogućuje vođenje struje i u valentnom pojasu, jer on više nije potpuno popunjen, kao što ni vodljivi pojas više nije posve prazan. Kada se na kristal dovede naponska razlika, generira se u kristalu električno polje. To će polje nekom od valentnih elektrona susjednih atoma dati energiju dovoljnu za popunjavanje praznog mjesta, ali će iza njega ostati nova pokidana kovalentna veza i novo prazno mjesto. Proces će se nastaviti dalje, i tu situaciju



Slika 2.13. Model koji opisuje gibanje praznog mjesta

možemo modelirati pomoću slike 2.13. Zamislimo deset polja od kojih je prvih devet popunjeno svako sa po jednom kuglicom. Deseto je prazno. Ako se kuglica iz polja 9 preseli u prazno polje 10, polje 9 ostat će prazno, tj. prazno polje preselilo se iz položaja 10 u položaj 9. Ako se sada kuglica iz polja 8 preseli u polje 9, prazno polje preselit će se iz 9 u 8. Konačan rezultat će biti preseljenje praznog polja u poziciju 1. Gibanje kuglice slijeva udesno popraćeno je gibanjem praznog polja u suprotnom smjeru. Ovdje treba uočiti činjenicu da proces na slici 2.13. možemo opisati na dva načina. Jedan je da pratimo gibanje (odnosno u općem slučaju ponašanje) devet kuglica. Drugi je da pratimo gibanje (odnosno ponašanje) jednog jedinog praznog mjesta. U poluvodičkom kristalu imat ćemo kvantitativnu razliku između broja valentnih elektrona, odnosno popunjenih kovalentnih veza, i broja praznih mjesta, odnosno pokidanih kovalentnih veza za više redova veličina. Kako je uvijek lakše pratiti ponašanje manjeg broja čestica, izuzetno je važno pratiti upravo ponašanje praznih mjesta u valentnom pojasu. Svako prazno mjesto u valentnom pojasu zvat ćemo **šupljinom** (engl. *hole*). Kako je šupljina zapravo entitet koji je stvoren odlaskom negativnog valentnog elektrona iz neutralnog poluvodičkog atoma, taj atom postaje pozitivan ion. Taj pozitivni naboj iznosom jednak naboju elektrona preslikavamo u pokidanu kovalentnu vezu kao naboj praznog mjesta, odnosno šupljine. Iz svega rečenog proizlazi da se transport naboja obavlja u dva energetska pojasa. Kroz vodljivi pojas gibaju se slobodni elektroni. Njih je redovito vrlo malo. Kroz valentni pojas giba se mnoštvo valentnih elektrona. No uz valentne elektrone kroz valentni pojas gibaju se i pozitivni naboji pridruženi šupljinama. Šupljina je stvorena prelaskom valentnog elektrona u vodljivi pojas. Broj slobodnih elektrona u vodljivom pojasu mora dakle biti jednak broju šupljina u valentnom pojasu. Kako u vodljivom pojasu ima vrlo malo slobodnih elektrona, mora i u valentnom pojasu biti vrlo malo šupljina. Mnogo je lakše opisati ponašanje i gibanje malog broja šupljina u valentnom pojasu nego velikog broja valentnih elektrona u tom pojasu. Iz te činjenice proizlazi i značenje šupljina u opisivanju mehanizama protjecanja struje kroz poluvodičke elemente.

Sve što je naprijed rečeno odnosi se na monokristal poluvodiča s idealnom kristalnom rešetkom, bez defekata u strukturi rešetke i bez prisustva atoma stranih elemenata. Takvi



Slika 2.14. Ilustracija procesa uravnoteženog nastanka slobodnih elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu

poluvodiči su **čisti, vlastiti ili intrinzični**. (engl. *intrinsic semiconductor*). U tim poluvodičima je koncentracija slobodnih elektrona n u vodljivom pojasu jednaka koncentraciji šupljina p u valentnom pojasu, pa je

$$n = p = n_i = p_i, \quad (2.10)$$

gdje indeks i uz koncentracije upućuje na slučaj intrinzičnog poluvodiča. Pripadne se koncentracije zovu **intrinzične koncentracije** (engl. *intrinsic concentrations*). Uravnoteženost intrinzičnih koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu može se ilustrirati slikom 2.14.

Opis procesa vođenja u valentnom pojasu pomoću malobrojnih pozitivnih šupljina, a ne pomoću mnogo brojnijih valentnih elektrona, lako se može matematički opravdati. U potpuno popunjenom valentnom pojasu nije moguće usmjereno gibanje elektrona pod djelovanjem električnog polja pa je gustoća struje J po definiciji jednaka nuli:

$$J = -q \sum_{i=1}^n n_i v_i \equiv 0. \quad (2.11)$$

U toj relaciji $-q$ je naboj elektrona, n je njihov broj u promatranom kristalu, po jedinici volumena, a v_i brzina i -tog elektrona. Relacija (2.11) može se pisati u obliku:

$$J = -q \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n n_i v_i - q \cdot 1 \cdot v_j \equiv 0, \quad (2.12)$$

gdje je v_j brzina j -tog od n promatranih elektrona u valentnom pojasu, pa se prvi član mora odnositi na sve elektrone izuzev j -tog elektrona. Zamislamo sada da j -ti elektron prijeđe iz valentnog u vodljivi pojas ostavljajući iza sebe pokidanu kovalentnu vezu u valentnom pojasu. To prazno mjesto u prisustvu električnog polja omogućava protjecanje struje gustoće J^* iznosa:

$$J^* = -q \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n n_i v_i. \quad (2.13)$$

Iz relacija (2.12) i (2.13) proizlazi da je:

$$J^* = q \cdot l \cdot v_j. \quad (2.14)$$

Relacija (2.14) pokazuje da se struja koja može nastati uslijed prelaska j -tog elektrona u vodljivi pojas može interpretirati kao struja pozitivne čestice s pozitivnim nabojem $+q$. Ta je čestica, naravno, šupljina. Relacije (2.13) i (2.14) daju isti iznos struje u valentnom pojasu. Međutim, dok relacija (2.13) tu struju opisuje uzimajući u obzir sve valentne elektrone u kristalu osim j -tog, koji je prešao u vodljivi pojas, relacija (2.14) tu istu struju opisuje pomoću jedne jedine čestice - šupljine - nastale na mjestu j -tog valentnog elektrona nakon kidanja kovalentne veze.

2.4.1. Pojam efektivne mase

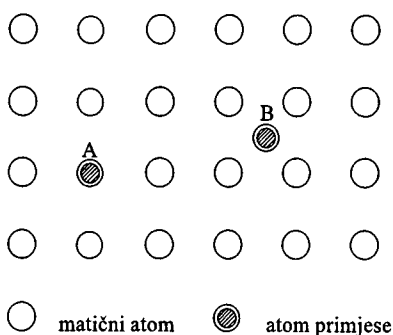
Slobodni elektroni u vodljivom pojasu i šupljine u valentnom pojasu kao električki nabijene čestice gibaju se pod djelovanjem vanjskog električnog, ponekad i magnetskog polja, te pod djelovanjem sila kristalne rešetke koja ima pravilnu periodičnost. Sile kristalne rešetke rezultat su djelovanja atomskih jezgri i ostalih elektrona u rešetki. Fizičke dimenzije medija u kojem djeluju sile kristalne rešetke toliko su male da su za opis gibanja elektrona i šupljina koje te sile izazivaju potrebne metode valne mehanike. Djelovanje sila kristalne rešetke, s pravilnom periodičnošću, opisuje se pomoću parametra poznatog pod imenom efektivna masa (engl. *effective mass*). Uobičajena oznaka za tu veličinu je m^* , pri čemu je efektivna masa elektrona m_n^* , a šupljine m_p^* . Potanji proračuni pokazuju da efektivne mase vodljivih elektrona i šupljina leže u širokom rasponu od ispod 1% mase mirovanja slobodnog elektrona do iznosa većeg od te mase. Najčešće je m^* dosta manje od mase mirovanja slobodnog elektrona, što upućuje na bitan utjecaj valnomehaničkih fenomena. Valnomehanički proračuni pokazuju da je pri tome efektivna masa elektrona pri dnu valentnog pojasa pozitivna, a pri vrhu negativna. Efektivna masa šupljine je pri vrhu valentnog pojasa pozitivna. To je posve u skladu sa zakonima simetrije: negativni elektron ima negativnu masu, pozitivna šupljina ima pozitivnu masu. Pri tome, efektivne mase imaju različite iznose u različitim osima pravokutnog koordinatnog sustava, pa se ne mogu opisati običnim brojem već pomoću matrice ili u obliku tenzora. Međutim, za proračun elektroničkih elemenata koji su predmet interesa ovog udžbenika dovoljno je opisati efektivnu masu čestice običnim brojem.

Šupljina kao fizikalni pojam i fenomenološka stvarnost bitan je dio slike poluvodiča i opisa rada poluvodičkih elemenata, posebno onih koji rade na principu primjene pn -spoja. Jedan od najzaslužnijih za razvoj cjelokupne elektronike i za otkriće tranzistora, William Shockley, u prvoj rečenici predgovora svoje znamenite knjige »Electrons and Holes in Semiconductors« (D. Van Nostrand, New York, 1950.), kaže: »The hole, or deficit produced by removing an electron from the valence-band structure of a crystal, is the chief reason for existence of this book«.

2.5. Ekstrinzični poluvodiči

U dosadašnjem opisu svojstava poluvodiča pretpostavljali smo da je riječ o materijalu s pravilnom kristalnom rešetkom u kojoj egzistiraju samo matični atomi poluvodiča, bez stranih atoma i bez nepravilnosti bilo kojeg tipa i podrijetla. Takav poluvodič, kao što je rečeno u dijelu 2.4. zovemo intrinzičnim poluvodičem. U tehničkoj praksi, u ostvarenju poluvodičkih elektroničkih elemenata, mnogo su važniji poluvodiči kojima je dodan određeni broj atoma nekih drugih elemenata s ciljem da ti atomi svojim djelovanjem programiraju fizikalna svojstva poluvodiča u skladu s našim potrebama. Stupanj modulacije fizikalnih svojstava ovisit će o tipu i broju stranih atoma koje dodajemo poluvodičkom materijalu. Te strane atome, koje svjesno dodajemo poluvodiču, zovemo **primjesama** (engl. *impurity*) ili **dopandima** (engl. *dopant*), iako ta dva naziva ne moraju uvijek značiti isto. Izvorni engleski naziv *impurity* zapravo znači »nečistoća«, međutim, mi ćemo se ovdje koristiti adekvatnijim nazivom »primjesa«, jer je riječ o stranom atomu koji svjesno (namjerno) dodajemo intrinzičnom poluvodiču da bismo modulirali njegova fizikalna svojstva. Termin »nečistoća« asocira na nešto što je samo po sebi negativno, neželjeno, na nešto što je tu po sili, a ne po želji. U realnim poluvodičima doista uz primjese postoje i nečistoće. To su ostaci stranih atoma iz početnog materijala koje pri proizvodnji čistog polikristalnog, a potom monokristalnog silicija (kada je riječ o siliciju) ne možemo do kraja eliminirati zbog nesavršenosti tehnoloških procesa i uređaja koji se upotrebljavaju u proizvodnji silicija. Razlikovat ćemo dakle pojam namjerno unesenog atoma - primjese, od atoma zaostalog neželjenog materijala - nečistoće. U realnom poluvodiču simultano egzistiraju i primjese i nečistoće. Moramo kontrolirati i jedne i druge. Primjese moramo kontrolirati da bismo postigli unaprijed zadana fizikalna svojstva materijala, a nečistoće da ne dode do degradacije tih svojstava. U tehničkoj praksi u proizvodnji poluvodičkih elektroničkih elemenata i mikroelektroničkih sklopova kao polazni materijal najčešće se upotrebljava **elektronički čisti silicij** ili **silicij elektroničke kvalitete** (engl. *electronic grade silicon*, EGS), koji je u tehnološkom smislu praktički potpuno čist. Dopušta se ispod 1 atoma nečistoća na 10^6 atoma silicija da bi silicij mogao služiti za potrebe poluvodičke tehnologije.

Dodavanjem primjesa svjesno djelujemo na fizikalna svojstva poluvodiča. Stupanj tih promjena ovisi o vrsti primjese i o njezinoj koncentraciji. Takvi poluvodiči zovu se **ekstrinzični ili primjesni poluvodiči** (engl. *extrinsic semiconductor*). Intrinzični poluvodiči jer nemaju primjesa, mogu se zvati i **besprimjesni**. Mi ćemo se ovdje pozabaviti prvenstveno s onim primjesama kojima se atomi u pravilnu prostornu kristalnu rešetku silicija ili nekog drugog poluvodičkog materijala ugrađuju na ona mjesta u rešetki koja inače u intrinzičnom siliciju pripadaju matičnim atomima silicija. To znači da se u osnovnoj ili jediničnoj kristalnoj ćeliji na slici 2.4. bilo koji atom silicija supstituira atomom primjese. Na dvodimenzionalnoj projekciji kristalne rešetke poluvodiča na slici 2.15. prikazan je atom primjese na lokaciji **A koja normalno pripada matičnom poluvodičkom atomu**. Ta se lokacija atoma primjese zove **supstitucijska lokacija** (engl. *substitutional position*). Primjese koje teže popunjavanju rešetke silicija na supstitucijskim lokacijama obično se zovu **supstitucijskim primjesama** (engl. *substitutional impurities*). Moguć je i slučaj položaja atoma primjese na **neregularna mjesta kristalne rešetke gdje normalno ne dolaze atomi silicija**. Tada se radi o **intersticijskom položaju** atoma primjese (engl. *interstitial position*). Jedan intersticijski položaj prikazan je na slici 2.15. smještajem atoma primjese na neregularnu lokaciju B. Primjese koje teže smještaju na intersticijskim položajima obično se zovu **intersticijske primjese** (engl. *in-*



Slika 2.15. Dvodimenzionalna projekcija kristalne rešetke silicija s atomom primjese A na supstitucijskom položaju i atomom primjese B na intersticijskom položaju

⁵ B BOR	⁶ C UGLIJK	⁷ N DUŠIK
¹³ Al ALUMINIJ	¹⁴ Si SILICIJ	¹⁵ P FOSFOR
³¹ Ga GALIJ	³² Ge GERMANIJ	³³ As ARSEN
⁴⁹ In INDIJ	⁵⁰ Sn KOSITAR	⁵¹ Sb ANTIMON

Slika 2.16. Dio periodičkog sustava elementa s trovalentnim (B, Al, Ga, In) i peterovalentnim primjesama (P, As, Sb)

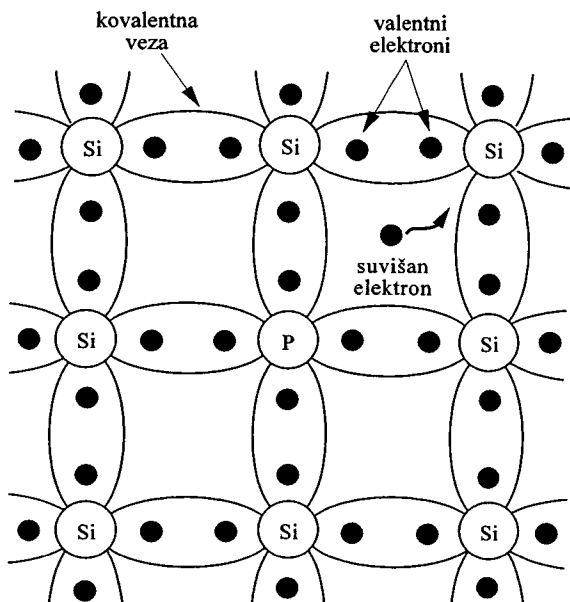
terstitial impurities). Pri niskim i umjereno visokim koncentracijama atoma primjese (tipično do 10^{17} cm^{-3}) primjese koje pripadaju trećoj i petoj skupini periodičnog sustava elemenata po prirodi teže zauzimanju supstitucijskog položaja u pravilnoj kristalnoj rešetki silicija. Ponašanje primjese iz ostalih skupina je složenije. Zlato, koje se često dodavalo bipolarnim tranzistorima radi povećanja brzine njihova odziva u vremenskoj domeni, zauzima i supstitucijske i intersticijske položaje⁴. Pri tome se oko 10% atoma zlata smješta intersticijski, a 90% supstitucijski. Ovisno o tome da li će atom nekog elementa u kristalnoj rešetci zauzeti supstitucijski ili intersticijski položaj, njegovo vezivanje za okolne atome bit će različito, a time će biti različito i njegovo djelovanje na fizikalna svojstva osnovnog poluvodiča. Dakle, nije dovoljno znati koji se atomi dodaju siliciju, već je potrebno znati smještaju li se ti atomi supstitucijski ili intersticijski. Kod nikla čak više od 99,9 % atoma zauzima intersticijske položaje. Cink, bakar, kobalt, željezo, mangan pretežno zauzimaju intersticijske položaje.

Pri analizi temeljnih svojstava ekstrinzičnih poluvodiča bitne su supstitucijske primjese, a one pripadaju trećoj i petoj skupini periodičnog sustava elemenata. Od trovalentnih primjese primjenjuju se bor B, aluminij Al, galij Ga i indij In. Od peterovalentnih fosfor P, arsen As i antimon Sb (slika 2.16). Sada ćemo pogledati koje su posljedice ugradnje peterovalentnih i trovalentnih primjese u pravilnu kristalnu rešetku silicija.

2.5.1. Poluvodiči n-tipa

Pretpostavimo da je monokristalu silicija dodana određena koncentracija atoma peterovalentnih primjese. Najčešće su to atomi fosfora P, arsena As ili antimona Sb. Koncentracije tih atoma su između 10^{13} cm^{-3} i 10^{21} cm^{-3} . Kako je koncentracija matičnih atoma silicija $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, na jedan atom primjese dolazi između $5 \cdot 10^1$ i $5 \cdot 10^9$ atoma silicija. Petero-

⁴ Dodavanjem zlata smanjivala se međutim pouzdanost tranzistora pa je taj postupak napušten, a brzina odziva osigurava se dodavanjem pritezne diode metal-poluvodič između baze i kolektora.

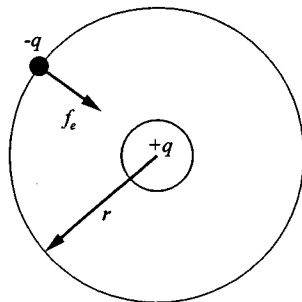


Slika 2.17. Dvodimenzionalna projekcija kristalne rešetke silicija s atomom fosfora P na supstitucijskom položaju

valentni atomi teže zauzimanju supstitucijskih položaja u kristalnoj rešetki silicija, što potvrđuju eksperimentalna opažanja. To posebno vrijedi pri nižim i umjereno visokim koncentracijama primjese. Pri zaposjedanju supstitucijskog položaja peterovalentni atom neće nadomjestiti atom silicija samo u geometrijskom smislu, već i u preuzimanju svih njegovih funkcija. (To je isti slučaj kao kada jedan navalni igrač u nogometnoj ekipi zamijeni drugog navalnog igrača. Nije dovoljno da zauzme njegovo mjesto u ekipi, pa da sve bude u redu, već je potrebno i da daje golove.) To znači da će atom peterovalentnog elementa na supstitucijskom položaju uspostaviti kovalentne veze koje bi uspostavio matični atom silicija na istom položaju. Za uspostavljanje kovalentnih veza s četiri susjedna atoma silicija potrebna su četiri valentna elektrona od pet koliko ih peterovalentni atom ima. Ovdje treba reći da će svaki atom peterovalentne primjese biti okružen s četiri atoma silicija s kojima uspostavlja kovalentnu vezu zbog male koncentracije atoma primjese s obzirom na koncentraciju atoma silicija (1 atom primjese na $5 \cdot 10^1$ do $2 \cdot 10^9$ atoma silicija), što čini vjerojatnost da se dva atoma primjese nađu jedan kraj drugog u kristalnoj rešetki, praktički zanemarivom. Dvodimenzionalna projekcija kristalne rešetke silicija s atomom peterovalentne primjese (fosfora P) na supstitucijskom položaju prikazana je na slici 2.17. Peti valentni elektron koji pripada atomu fosfora **suvišan** je s gledišta formiranja kovalentnih veza. U svim fizikalnim sustavima sve što je suvišno lako se otpušta. Adler et al.⁵ peti valentni elektron koji ne sudjeluje u popunjavanju kovalentnih veza zovu »petim kotačem« u kolima. Jedina veza petog valentnog elektrona s atomom fosfora je elektrostatska privlačna sila Coulombova tipa. Energija potrebna za odvajanje toga elektrona od atoma vrlo je mala, mnogo manja od energije potrebne za razbijanje normalne kovalentne veze. Ta energija, poznata kao **energija ionizacije**, ili **ionizacijska energija** (engl. *ionization energy*) može

⁵ U knjizi 2.3. u popisu literature na kraju poglavlja, str. 18.

se približno odrediti ako se pođe od jednostavnog Bohrova modela atoma vodika i njegove primjene na atom petrovalentne primjese. U atomu vodika jedan jedini elektron giba se po zatvorenoj putanji oko pozitivne jezgre koju sačinjava jedan jedini proton. U skladu sa zakonima klasične mehanike moguća je kružna ili eliptična putanja elektrona oko jezgre. Pri tome se jezgra u prvom slučaju nalazi u središtu kružne putanje, a u drugom slučaju u jednom od dva žarišta eliptične putanje. U Bohrovu modelu pretpostavljena je kružna putanja (slika 2.18). Kako je sva masa atoma pridružena zapravo jezgri, ona će mirovati, dok će se elektron oko nje gibati po kružnoj putanji. Između pozitivne jezgre i negativnog elektrona djeluje privlačna elektrostatska Coulombova sila određena nabojem jezgre $+q$ i elektrona $-q$, polumjerom putanje elektrona r i dielektričkom konstantom slobodnog prostora ϵ_0 :



Slika 2.18. Atom vodika prema Bohrovu modelu – uz određivanje ionizacijske energije atoma

$$f_e = \frac{(-q) q}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (2.15)$$

Za gibanje elektrona po kružnici potrebna je centripetalna sila

$$f_c = \frac{m_0 v^2}{r}, \quad (2.16)$$

gdje je m_0 masa slobodnog elektrona u nerelativističkom slučaju, a v brzina elektrona na kružnoj putanji. Centripetalna sila je električna sila između elektrona i protona

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2}. \quad (2.17)$$

Iz te relacije proizlazi polumjer Bohrove kružnice:

$$r = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 v^2}. \quad (2.18)$$

Ta se relacija može pisati i u obliku koji izravno daje kinetičku energiju elektrona:

$$E_k = \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.19)$$

Potencijalna energija elektrona jednaka je radu potrebnom da se elektron s udaljenosti r

od središta atoma preseli u beskonačno udaljenu točku, odnosno da se od središta atoma udalji dovoljno daleko tako da Coulombova sila više ne djeluje na njegovo gibanje:

$$E_p = \int_r^{\infty} f_e dr = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.20)$$

Ukupna energija elektrona je zbroj kinetičke i potencijalne energije:

$$E = E_k + E_p = \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.21)$$

Pri izvodu relacije (2.21) primijenjen je izraz (2.19) za kinetičku energiju elektrona.

Da bi se odredila ukupna energija elektrona, potrebno je još odrediti polumjer putanje elektrona r . Odredit ćemo ga polazeći od De Broglieva postulata koji valnu duljinu elektrona povezuje s količinom gibanja $p = m_0 v$ i Planckovom konstantom h :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v}. \quad (2.22)$$

Prema valnoj teoriji elektron se može gibati samo po onoj kružnoj stazi kojoj je polumjer cjelobrojni višekratnik valne duljine elektrona:

$$2\pi r = n\lambda, \quad (2.23)$$

gdje je n cijeli broj veći od jedinice ili jednak jedinici. Iz (2.22) i (2.23) proizlazi za moment količine gibanja elektrona:

$$m_0 v r = n \frac{h}{2\pi}. \quad (2.24)$$

Iz relacija (2.18) i (2.24) proizlazi polumjer kružne putanje:

$$r = \frac{\epsilon_0}{\pi m_0} \left(\frac{nh}{q} \right)^2. \quad (2.25)$$

Uvrštavanjem (2.25) u (2.21) dobiva se izraz za ukupnu energiju elektrona:

$$E = -\frac{m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2}. \quad (2.26)$$

Relacije (2.18) i (2.25) daju brzinu elektrona na kružnoj putanji:

$$v = \frac{q^2}{2\epsilon_0 n h} \quad (2.27)$$

Kada je u izrazima (2.25) – (2.27) ispunjen uvjet $n = 1$, tada se elektron u atomu vodika nalazi u **osnovnom stanju**. U tom stanju pripada mu najveća energija, najmanji polumjer kružne putanje i najveća brzina. Kada n teži u neizmjereno, tada je energija elektrona nula, polumjer kružne putanje je neizmjeran i brzina nula. Na neizmjerenoj udaljenosti elektron se oslobodio od utjecaja jezgre atoma vodika, drugim riječima, postao je slobodan. Atom vodika u tom slučaju postaje pozitivan ion. Zato je energija E_1 u slučaju koji odgovara uvjetu $n = 1$ zapravo **energija ionizacije** ili **ionizacijska energija** atoma vodika. Pisat ćemo je u obliku:

$$E_{1I} = -\frac{m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 h^2}, \text{ J} \quad (2.28)$$

ili u elektronvoltima:

$$E_{1I} = -\frac{m_0 q^3}{8\epsilon_0^2 h^2}, \text{ eV.} \quad (2.29)$$

Ako se za fizikalne konstante u relaciji (2.29) uvrste iznosi iz Priloga I. dobiva se energija ionizacije atoma vodika apsolutnog iznosa 13,6 eV.

Relaciju (2.29) moguće je izravno primijeniti i na određivanje energije ionizacije peterovalentnog atoma u siliciju ako se umjesto mase slobodnog elektrona m_0 uvrsti efektivna masa elektrona m_n^* , a umjesto dielektrične konstante slobodnog prostora ϵ_0 dielektrična konstanta silicija ϵ_{Si}

$$E_I = -\frac{m_n^* q^3}{8\epsilon_{Si}^2 h^2}, \text{ eV.} \quad (2.30)$$

Dijeljenjem relacija (2.30) i (2.29) dobiva se:

$$E_I = E_{1I} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{Si}} \right)^2 \quad (2.31)$$

Uvrštavanjem $E_{1I} = 13,6 \text{ eV}$ u (2.31) dobiva se za bilo koji atom u siliciju ionizacijska energija u obliku:

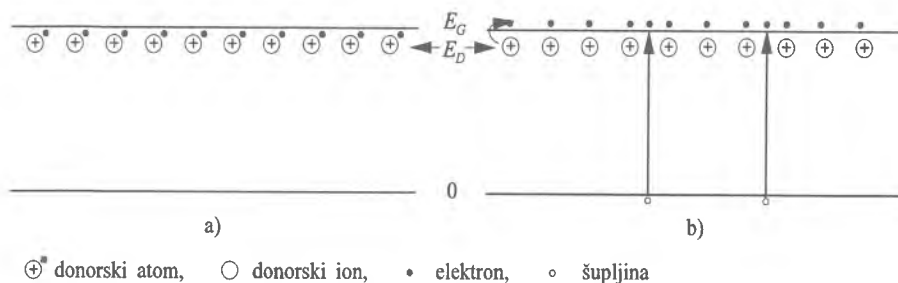
$$E_I = -13,6 \cdot \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{Si}} \right)^2, \text{ eV.} \quad (2.32)$$

U proračunima funkcije gustoće energetske stanja (o kojima će se kasnije detaljnije govoriti) obično se za efektivnu masu elektrona u siliciju uzima iznos $m_n^* = 1,08 m_0$, dok se pri proračunavanju specifične vodljivosti uzima da je $m_n^* = 0,26 m_0$. Za dielektričnu

konstantu silicija redovito se uzima iznos $\epsilon_{Si} = 11,7\epsilon_0$, što uvršteno u relaciju (2.32) daje iznos ionizacijske energije 0,107 eV u prvom slučaju, odnosno 0,0258 eV u drugom slučaju. Dobiveni iznosi ionizacijske energije u redu su veličine eksperimentalnih opažanja prema kojima je ionizacijska energija atoma fosfora u siliciju 0,044 eV, atoma arsena 0,049 eV i atoma antimona 0,039 eV. Ti se iznosi od primjese do primjese međusobno razlikuju, iako bi prema teorijskoj relaciji (2.30) trebali biti međusobno jednaki. Iako modernije teorije o građi atoma ne pripisuju elektronima točne lokacije već ih smještaju u elektronske oblake koji zapravo znače vjerojatnost lokacije elektrona, Bohrov model vodikova atoma preslikan na atome primjese u siliciju daje ispravan red veličine ionizacijske energije, iako ne i posve ispravan numerički iznos.

Ionizacijske energije realnih peterovalentnih primjese su oko 0,04 eV, što s obzirom na širinu zabranjenog pojasa $E_G \approx 1,1$ eV na sobnoj temperaturi iznosi samo 3,6%. To znači da će ionizacija atoma peterovalentnih primjese biti mnogo intenzivnija od ionizacije matičnih atoma silicija na sobnoj temperaturi. Statistički proračuni pokazuju da će većina atoma primjese biti ionizirana već pri ispunjenom uvjetu $E_T \geq 0,25 E_I$, što vodi na temperature iznad približno 116 K odnosno -156° C. Može se dakle očekivati potpuno ioniziranje atoma peterovalentnih primjese već na vrlo niskim temperaturama. Međutim, kao što pokazuje približan račun u dijelu 2.3., tek neznatan dio matičnih atoma poluvodiča bit će ioniziran na sobnoj temperaturi. Peterovalentne primjese na svim temperaturama iznad približno -156° C potpuno su ionizirane. Ako siliciju dodamo npr. 10^{18} cm^{-3} atoma fosfora, stvorit će isti broj slobodnih elektrona. Kasnije ćemo pokazati da na sobnoj temperaturi intrinzična koncentracija slobodnih elektrona, jednaka intrinzičnoj koncentraciji šupljina u siliciju, iznosi $n_i = p_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Kako u siliciju ima $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ matičnih atoma, stupanj njihove ionizacije je neznatan, što upućuje na zaključak da 10^{18} atoma fosfora, a ne $5 \cdot 10^{22}$ atoma silicija u jedinici volumena, određuje broj slobodnih elektrona. Drugim riječima, dok 10^{18} atoma fosfora daje 10^{18} slobodnih elektrona, čak $5 \cdot 10^{22}$ atoma silicija u istom cm^3 volumena daje samo $1,45 \cdot 10^{10}$ slobodnih elektrona. U tom slučaju i u sličnim slučajevima, ako je koncentracija atoma peterovalentnih primjese N_D , koncentracija slobodnih elektrona n bit će praktički jednaka koncentraciji atoma N_D , odnosno $n = N_D$. U siliciju će i dalje postojati pozitivne šupljine nastale razbijanjem kovalentnih veza među matičnim atomima silicija, međutim, njihov broj bit će neznatan prema broju slobodnih elektrona. Ovdje je dakle koncentracija šupljina $p \ll n$, odnosno $p \ll N_D$. Atomi peterovalentnih primjese, jer daju po jedan valentni elektron u vodljivi pojas, zovu se donorski atomi, atomi donora ili kraće **donori** (engl. *donors*), odakle dolazi i indeks **D** u oznaci za koncentraciju peterovalentnih atoma. Silicij kome su dodani donori ima više slobodnih elektrona nego šupljina, pa prevladava doprinos elektrona u procesu vođenja. Zato taj tip poluvodiča zovemo poluvodičem *n*-tipa ili, točnije, **ekstrinzičnim poluvodičem n-tipa**. Pri tome slobodne elektrone, jer ih ima više nego šupljina, zovemo **većinskim** ili **majoritetnim nosiocima** (engl. *majority carriers*). Šupljine koje su u manjini zovemo **manjinskim** ili **minoritetnim nosiocima** (engl. *minority carriers*).

Donorski atomi, kako ćemo dalje kraće zvati atome fosfora i ostalih peterovalentnih primjese, na sobnoj temperaturi koja je najvažnija i najtipičnija temperatura rada elektroničkih elemenata, sklopova i sustava, potpuno su ionizirani. Kako su svi dali peti suvišni valentni elektron u vodljivi pojas, postali su pozitivni ioni s pozitivnim jediničnim nabojem $+q$. Svojom supstitucijskom lokacijom i kovalentnim vezama s četiri susjedna matična atoma silicija, atomi donora čvrsto su ugrađeni u kristalnu rešetku silicija. Oni su dakle fiksni naboji koji ne sudjeluju u procesu vođenja struje, pa prema tome nisu šupljine.

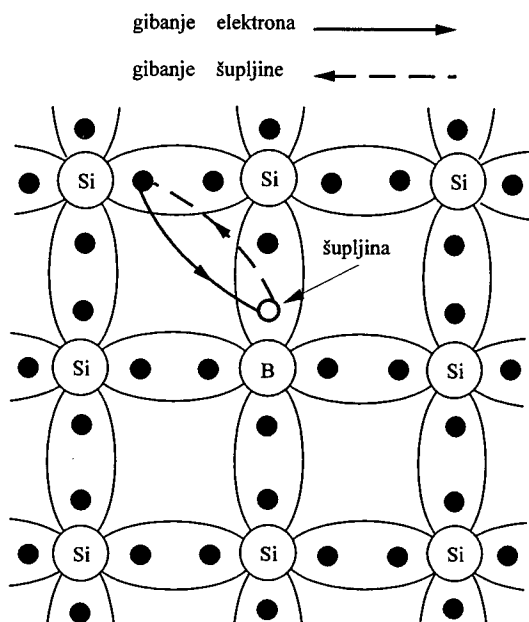


Slika 2.19. Položaj diskretnog donorskog nivoa E_D u zabranjenom pojasu: a) na temperaturi apsolutne nule, b) na sobnoj temperaturi

Atomi donora, dodani siliciju supstitucijski, unose u zabranjeni pojas dodatni diskretni energetske nivo koji nazivamo **donorski nivo** (engl. *donor energy level*). Kod niskih i umjereno visokih koncentracija donora broj donora je zanemarivo malen s obzirom na broj atoma silicija u istom volumenu, pa je međusobno djelovanje donora posve maskirano prisustvom mnogo većeg broja atoma silicija. To je razlog zbog kojeg, za razliku od atoma silicija, koji stvaraju energetske pojase, atomi donora stvaraju diskretne energetske nivoe. Međutim, kod visokih koncentracija atoma donora, iznad približno 10^{17} cm^{-3} , cijepa se diskretni donorski nivo u pojas donorskih energija, pri čemu širina toga pojasa raste s porastom donorske koncentracije. Pri približno $N_D = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ionizacijska energija donora postaje nula, a pojas donorskih energija prelazi u vodljivi pojas. To je u potpunosti analogiji s prekrivanjem valentnog i vodljivog pojasa u metalima, što za posljedicu ima velik broj slobodnih elektrona u vodljivom pojasu već na apsolutnoj nuli. Pri vrlo visokim koncentracijama donora prekriva se kod poluvodiča n -tipa pojas donorskih energija s vodljivim pojasom što dovodi do nestanka ionizacijske energije, pa se takav poluvodič vlada slično metalu. Zato se naziva **pseudometal** ili **degenerirani poluvodič** (engl. *degenerate semiconductor*).

Vratimo se nedegeneriranom poluvodiču n -tipa s diskretnim donorskim nivoom. Taj nivo, kojemu pripada energija E_D , smješten je u zabranjenom pojasu pri samom njegovu vrhu, tik ispod vodljivog pojasa (slika 2.19). Položaj donorskog nivoa neposredno ispod vodljivog pojasa proizlazi iz činjenice da je za prijelaz petog valentnog elektrona iz atoma donora u vodljivi pojas potreban vrlo malen iznos energije, mnogo manji od energije korespondirajuće širini zabranjenog pojasa. Na temperaturi apsolutne nule (slika 2.19.a) donorski nivo je pun i u vodljivom pojasu nema slobodnih elektrona, kao ni šupljina u valentnom pojasu. Na sobnoj temperaturi donorski nivo je prazan jer su svi atomi donora ionizirani. Svaki atom donora dao je po jedan suvišan valentni elektron u vodljivi pojas, pa u njemu ima onoliko slobodnih elektrona koliko ima atoma donora (slika 2.19.b). U valentnom pojasu prikazane su i manjinske šupljine nastale razbijanjem kovalentnih veza silicijevih atoma, no njih ima manje nego slobodnih elektrona u vodljivom pojasu jer su one manjinski nosioci.

Donorske primjese unose dodatne energetske nivoe u zabranjeni pojas. Fosfor, arsen i antimon unose donorski nivo koji je vrlo blizu vodljivog pojasa. Jer taj donorski nivo leži »plitko« u zabranjenom pojasu ispod vodljivog pojasa, te primjese obično se zovu **plitke primjese** (engl. *shallow impurities*). Primjese, koje unose dodatne energetske nivoe bliže sredini zabranjenog pojasa, dakle »duboko« u zabranjenom pojasu, obično se zovu **duboke**



Slika 2.20. Dvodimenzionalna projekcija kristalne rešetke silicija s atomom bora B na supstitucijskom položaju

primjese (engl. *deep impurities*). Ovisno o »dubini« ležanja u zabranjenom pojasu, primjese mogu imati različita djelovanja na ponašanje i svojstva poluvodiča, o čemu će kasnije biti više rečeno.

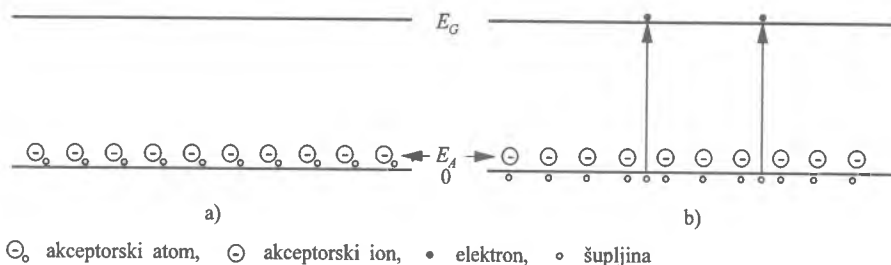
2.5.2. Poluvodiči *p*-tipa

Pretpostavimo da se monokristalu silicija dodaju atomi treće skupine periodičnog sustava elemenata, dakle trovalentni atomi sa slike 2.16. Najčešće se upotrebljava bor B, potom aluminij Al i galij Ga, pa indij In. Atomi tih elemenata zauzimaju pri normalnim koncentracijama i uvjetima dopiranja supstitucijske položaje u kristalnoj rešetki silicija. Na slici 2.20. prikazan je atom bora ugrađen u kristalnu rešetku silicija. Da bi na položaju, koji inače pripada matičnom atomu silicija, supstituirao taj atom, ne samo geometrijski, već i po funkciji, atom trovalentnog bora mora uspostaviti kovalentne veze s četiri susjedna atoma silicija. Za to mu nedostaje jedan valentni elektron, što znači da na položaju toga nepostojećeg četvrtog valentnog elektrona postoji zapravo šupljina koju će popuniti slobodni elektron nastao razbijanjem kovalentne veze nekog matičnog atoma silicija. Šupljina će se pri tome preseliti u matični atom silicija koji je otpustio valentni elektron i time postao pozitivni ion. Atom bora će se s dolaskom četvrtog valentnog elektrona također ionizirati i postati negativni ion. Ionizacija atoma bora događa se već na temperaturama znatno ispod sobne temperature pa su na praktički svim tehnički važnim temperaturama atomi bora i sličnih trovalentnih primjesa potpuno ionizirani. Energija ionizacije trovalentnih atoma može se procijeniti na temelju izraza (2.32) ako se efektivna masa elektrona zamijeni efektivnom masom šupljine m_p^* :

$$E_I = -13,6 \left(\frac{m_p^*}{m_0} \right) \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{Si}} \right)^2. \quad (2.33)$$

U proračunima funkcije gustoće energetske stanja obično se za efektivnu masu šupljine uzima $m_p^* = 0,81 m_0$, dok se pri proračunima specifične vodljivosti uzima $m_p^* = 0,386 m_0$. U prvom slučaju dobiva se ionizacijska energija 0,08 eV, a u drugom slučaju 0,038 eV po apsolutnom iznosu. Ti su iznosi u redu veličine energije ionizacije realnih trovalentnih primjesa. Kod bora je to 0,045 eV, kod aluminija 0,057 eV, kod galija 0,065 eV. Jedino veće odstupanje je kod indija, gdje energija ionizacije iznosi 0,16 eV, što je oko 14,5 % od širine zabranjenog pojasa na sobnoj temperaturi. Negativni ion bora čvrsto je ugrađen u kristalnu rešetku silicija, pa ne sudjeluje u procesu vođenja. U tom procesu sudjeluju u prvom redu šupljine nastale djelovanjem atoma bora. Tih šupljina ima onoliko koliko ima atoma bora. Postoji još jedan zanemarivo malen broj slobodnih elektrona i šupljina stvorenih razbijanjem kovalentnih veza matičnih atoma silicija. U tom je slučaju dakle koncentracija šupljina praktički jednaka koncentraciji atoma bora, odnosno koncentraciji trovalentnih atoma. Pri tome je uz koncentraciju trovalentnih atoma N_A koncentracija šupljina $p = N_A$, dok je koncentracija slobodnih elektrona n mnogo manja od p , odnosno N_A . Kako struju pretežno vode šupljine, taj tip poluvodiča zove se poluvodičem **p-tipa** ili, točnije, **ekstrinzičnim poluvodičem p-tipa**. Pri tome su šupljine **većinski** ili **majoritetni** nosioci, a slobodni elektroni **manjinski** ili **minoritetni** nosioci. Atomi trovalentnih primjesa, jer za popunjavanje kovalentne veze uzimaju elektrone iz valentnog pojasa silicija, zovu se **akceptorski atomi**, **atomi akceptora** ili **akceptor** (engl. *acceptors*), odakle dolazi i indeks A u oznaci za koncentraciju trovalentnih atoma.

Akceptorski atomi, kako ćemo dalje zvati atome trovalentnih primjesa, unose u zabranjeni pojas dodatni diskretni energetski nivo koji nazivamo **akceptorski nivo** (engl. *acceptor level*). Taj nivo, kojemu pripada energija E_A , leži vrlo blizu valentnog pojasa, pri samom dnu zabranjenog pojasa (slika 2.21). Na temperaturi apsolutne nule (slika 2.21.a) akceptorski nivo je pun i u valentnom pojasu nema šupljina. Na sobnoj temperaturi akceptorski nivo je prazan jer su svi atomi akceptora ionizirani. Svaki akceptor uzeo je iz valentnog pojasa po jedan elektron i u valentnom pojasu stvorio šupljinu, pa u valentnom pojasu ima onoliko šupljina koliko ima atoma akceptora (slika 2.21.b). U vodljivom pojasu prikazani su i manjinski



Slika 2.21. Položaj diskretnog akceptorskog nivoa E_A u zabranjenom pojasu: a) na temperaturi apsolutne nule, b) na sobnoj temperaturi

elektroni nastali razbijanjem kovalentnih veza matičnih atoma silicija. Akceptorske primjese, zbog niskog iznosa energije ionizacije (tipično oko 0,055 eV), stvaraju diskretni energetske nivo u zabranjenom pojasu tik iznad valentnog pojasu. I taj nivo, poput nivoa E_D na slici 2.19., lociran je »plitko« u zabranjenom pojasu, samo na njegovoj suprotnoj strani. Zato se i akceptorske primjese poput bora, aluminijsa i galija također zovu **plitke primjese**. Indij, koji međutim unosi dodatni energetske nivo u zabranjeni pojas na udaljenosti 0,16 eV od valentnog pojasu već nije plitka primjesa.

2.5.3. Duboke primjese

Primjese koje se dodaju poluvodiču da se dobije ekstrinzični poluvodič *n*-tipa ili *p*-tipa, koje su opisane u dijelovima 2.5.1. i 2.5.2. unose u zabranjeni pojas dodatne diskretne energetske nivoe smještene sasvim blizu vodljivog ili valentnog pojasu, ovisno o tome jesu li primjese donorske ili akceptorske. Te smo primjese, s izuzetkom indija, nazvali plitkim primjesama. Međutim, većina elemenata periodičnog sustava unose u zabranjeni pojas dodatne diskretne energetske nivoe često smještene bliže sredini zabranjenog pojasu nego njegovu vrhu ili dnu. Te smo primjese, jer unose dodatne diskretne energetske nivoe »duboko« u zabranjeni pojas, nazvali dubokim primjesama. Pripadne energetske nivoe zovemo **dubokim nivoima** (engl. *deep levels*), za razliku od **plitkih nivoa** (engl. *shallow levels*), koji pripadaju plitkim primjesama.

Energetski nivoi različitih, najčešće dubokih primjesa u siliciju i galij-arsenidu naznačeni su na slici 2.22. Vidljivo je da plitke primjese unose po jedan diskretni nivo blizu vodljivog ili valentnog pojasu i u siliciju i u galij-arsenidu. Duboke primjese često u zabranjeni pojas unose po dva ili više diskretnih energetske nivoe. Pri tome ista primjesa može tvoriti u nekim slučajevima i donorske i akceptorske nivoe. Zlato u siliciju stvara donorski nivo *D* smješten 0,29 eV iznad valentnog pojasu, dakle ispod sredine zabranjenog pojasu. Drugi je akceptorski nivo *A* smješten 0,54 eV ispod vodljivog pojasu, dakle nešto iznad sredine zabranjenog pojasu. Zlato u siliciju stvara dakle donorski nivo ispod akceptorskog. Takve primjese zovu se **amfoterične primjese** (engl. *amphoteric impurities*). Nikal također unosi dva diskretna energetske nivoe, jedan iznad, drugi ispod sredine zabranjenog pojasu. Međutim, oba su nivoe po karakteru akceptorska. Bakar dodan siliciju unosi tri diskretna energetske nivoe smještene ispod sredine zabranjenog pojasu (0,24 eV; 0,4 eV i 0,53 eV iznad valentnog pojasu) i sva tri su akceptorska. Srebro u siliciju unosi jedan akceptorski nivo smješten 0,36 eV ispod vodljivog pojasu i jedan donorski nivo smješten 0,33 eV iznad valentnog pojasu.

Iz slike 2.22. za galij-arsenid vidljivo je da kao plitke primjese djeluju između ostalih telur, silicij, germanij, kositar i selen, koji unose donorske nivoe, te magnezij, ugljik, kadmij, litij, cink, koji unose akceptorske nivoe. Selen međutim djeluje i kao duboka primjesa unoseći donorski nivo smješten 0,53 eV iznad valentnog pojasu, dakle ispod sredine zabranjenog pojasu. Bakar unosi čak četiri diskretna nivoe u zabranjeni pojas galij-arsenida. Sva četiri su smještene bliže valentnom pojasu i po prirodi su akceptorski. Jedan je plitki i udaljen je samo 0,023 eV od valentnog pojasu, dok su preostali duboki i udaljeni su 0,14 eV, 0,24 eV i 0,44 eV od valentnog pojasu.

Duboke primjese svojim diskretnim energetske nivoima u zabranjenom pojasu djeluju na procese vođenja i na brzinu rada poluvodičkih elemenata i mikroelektroničkih sklopova. Zato će se fizikalnim pojavama pridruženim dubokim primjesama kasnije obratiti dužna pažnja.

2.6. Generacija i rekombinacija. Zakon termodinamičke ravnoteže

Zamislmo sljedeći pokus. Uzmimo uzorak poluvodičkog materijala pogodnog oblika i veličine i pustimo da kroz njega teče istosmjerna struja generirana priključenim istosmjernim naponom konstantnog iznosa. Ako priključeni napon držimo proizvoljno dugo konstantnim, te ako pokus obavljamo u termostatu na stalnoj temperaturi uzorka i okoline, opazit ćemo da konstantni napon na uzorku daje konstantnu struju kroz uzorak. Pri tome smo se osigurali i od ostalih vanjskih utjecaja na uzorak i mjerenje kao što su elektromagnetska zračenja, ionizirajuća zračenja i slično. Sada se možemo zapitati zašto napon konstantnog iznosa na uzorku poluvodičkog materijala daje konstantnu struju kroz taj materijal. Ako je uzorak na konstantnoj temperaturi kroz sve vrijeme trajanja pokusa, te ako radi jednostavnosti pretpostavimo da je to intrinzični silicij s idealnom monokristalnom rešetkom, tada konstantna vrijednost struje može značiti samo činjenicu da je koncentracija nosilaca slobodnih elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu vremenski konstantna. Prije smo već u dijelu 2.3. i 2.4. opisali proces nastajanja slobodnog elektrona u vodljivom pojasu i šupljine u valentnom pojasu kidanjem valentne veze, odnosno prelaskom elektrona iz valentnog pojasa preko zabranjenog pojasa u vodljivi pojas. Proces je ilustriran slikom 2.14. Proces stvaranja slobodnog elektrona, odnosno šupljine zove se **generacija** (engl. *generation*), neovisno o mehanizmu koji dovodi do procesa. Na stalnoj temperaturi stalno se stvaraju parovi slobodan elektron-šupljina. Intenzitet generacijskog procesa ovisi isključivo o temperaturi i, kao što će se kasnije pokazati, raste nešto brže od eksponencijalne funkcije s porastom temperature. Ako se nosioci elektriciteta stalno stvaraju, to znači da će s porastom vremena u kojem pokus traje rasti **ukupan broj** stvorenih nosilaca, što bi s porastom vremena dovodilo do stalnog rasta vodljivosti uzorka i do rasta iznosa istosmjerne struje pri konstantnom istosmjernom naponu. Kako se to, međutim, ne događa, može se zaključiti da broj parova slobodan elektron-šupljina vremenski ostaje stalan, odakle zaključujemo da proces generacije nosilaca mora biti uravnotežen pojavom njihova nestanka potpuno istog intenziteta. Pojava **nestanka** ili **anihilacije** nosilaca doista je prisutna u poluvodiču i zove se **rekombinacija** (engl. *recombination*). Ako se **brzina rekombinacije** (engl. *recombination rate*) označi sa **R** , a **brzina generacije** (engl. *generation rate*) sa **G** , tada u pretpostavljenim ravnotežnim uvjetima vrijedi jednakost:

$$G = R, \quad (2.34)$$

pri čemu se G i R izražavaju u broju generiranih odnosno rekombiniranih parova nosilaca u jedinici vremena, po jedinici volumena. Relacija (2.34) u skladu je s **fizikalnim principom detaljne ravnoteže** (engl. *principle of detailed balance*), koji kaže da se u ravnotežnim uvjetima svaki proces i njemu inverzan proces moraju odigravati jednako intenzivno. Na stalnoj temperaturi, bez drugih utjecaja na generacijske procese osim predaje energije fonona valentnim elektronima, što rezultira razbijanjem valentne veze, procesi generacije i rekombinacije međusobno su uravnoteženi, i to odgovara uvjetu **termodinamičke ravnoteže** (engl. *thermal equilibrium*) kao specijalnom slučaju principa detaljne ravnoteže. U termodinamičkoj ravnoteži brzine generacije i rekombinacije, kao brzine međusobno inverznih procesa, moraju biti jednake.

Proces generacije u intrinzičnom poluvodiču već je prije ilustriran slikom 2.14., dok je njemu obrnut proces rekombinacije prikazan slikom 2.23. Pri generaciji dolazi do razbijanja valentne veze i prelaska valentnog elektrona u vodljivi pojas, čime se stvara par slobodan

elektron-šupljina. Ako slobodan elektron iz bilo kojeg razloga izgubi energiju, on će »pasti« kroz zabranjeni pojas u valentni pojas i popuniti prazno mjesto koje pripada šupljini, čime nestaju oba nosioca - i slobodan elektron i šupljina. Pošto je toplina jedini izvor energije koji djeluje na valentne elektrone, proces generacije popraćen je utroškom toplinske energije u obliku fonona. Pri procesu rekombinacije nestanak para slobodan elektron – šupljina dovodi do obrnute pojave – oslobodenja fonona. Ovdje opisani rekombinacijski proces u kojem slobodan elektron iz vodljivog pojasa »pada« izravno u valentni pojas i anihilira šupljinu zove se proces **direktne rekombinacije** (engl. *direct recombination*, *band-to-band recombination*). Energija oslobođenog fonona manifestira se kao pojava toplinske energije. Proces generacije izazvan toplinskom energijom zove se **toplinska generacija** (engl. *thermal generation*). To je najčešća vrsta generacije bez obzira na to koja je to vrsta poluvodiča, pri standardnim primjenama. Međutim, nije i jedina. Energiju potrebnu za generaciju mogu poluvodiču predati i fotoni, pa je to **optička ili radijativna generacija** (engl. *optical or radiative generation*). Pri procesu rekombinacije može umjesto emisije kvanta toplinske energije fonona doći do emisije kvanta svjetlosne energije fotona, pa možemo govoriti o **optičkoj ili radijativnoj rekombinaciji**. Toplinska rekombinacija je po prirodi neradijativna. Koji će mehanizam rekombinacije prevladati, ovisit će o vrsti poluvodiča i širini zabranjenog pojasa te o samoj građi kristalne rešetke.

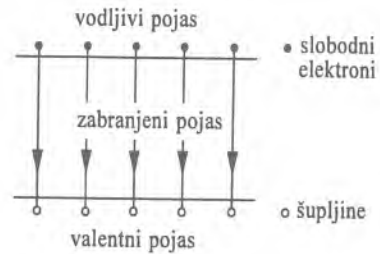
Do sada smo pretpostavljali da je riječ o intrinzičnom monokristalu poluvodičkog materijala. To je omogućilo lakše upoznavanje s principom detaljne ravnoteže, s pojmom termodinamičke ravnoteže, te s međusobno inverznim procesima generacije i rekombinacije. Međutim, sve što je navedeno može se poopćiti i na ekstrinzične poluvodiče kao praktički puno važniji slučaj, s tom razlikom što su mehanizmi generacije i rekombinacije u realnim ekstrinzičnim poluvodičima brojniji i složeniji nego u intrinzičnim.

U čvrstoj vezi s pojavom generacije i rekombinacije je veličina poznata pod nazivom **vrijeme života nosilaca** (engl. *lifetime*). Generacija određenog slobodnog elektrona događa se u proizvoljnom trenutku t . Do nestanka slobodnog elektrona kroz proces rekombinacije dolazi u trenutku $t + \Delta t$, gdje je Δt vrijeme života toga slobodnog elektrona. Ako se ne ograničimo na samo jedan slobodan elektron, već promatramo mnoštvo elektrona koji se stvaraju i nestaju u jedinici vremena, tada umjesto o vremenu života Δt jednog određenog slobodnog elektrona možemo govoriti o srednjem statističkom vremenu života τ svih slobodnih elektrona u jedinici volumena. Ako od n slobodnih elektrona u jedinici volumena njih dn ima vrijeme života Δt , tada će tih dn slobodnih elektrona imati ukupno vrijeme života $\Delta t \cdot dn$. Svi slobodni elektroni u jedinici volumena imat će ukupno vrijeme života

$$\sum t = \int \Delta t \cdot dn. \quad (2.35)$$

Ako ukupno vrijeme života svih slobodnih elektrona podijelimo njihovim ukupnim brojem:

$$n = \int dn, \quad (2.36)$$



Slika 2.23. Ilustracija procesa uravnoteženog nestanka slobodnih elektrona iz vodljivog i šupljina iz valentnog pojasa

1.8.

1.9.

dobivamo vrijeme života slobodnih elektrona kao srednje statističko vrijeme života u obliku:

$$\tau = \frac{\sum t}{n} = \frac{\int_{(n)} \Delta t \cdot dn}{\int_{(n)} dn}, \quad (2.37)$$

gdje oznaka (n) uz znak integrala znači da integracija obuhvaća sve slobodne elektrone u jedinici volumena promatranog poluvodičkog materijala. Relacija (2.37) izvedena je za slobodne elektrone, pa se veličina τ zove **vrijeme života slobodnih elektrona** (engl. *free electrons lifetime*) i označava se indeksom n uz τ , tj sa τ_n . Analogno se **definira vrijeme života šupljina** (engl. *hole lifetime*) i označava sa τ_p . Općenito su ta vremena života međusobno različita. Također se razlikuje vrijeme života istog nosioca kao manjinskog i većinskog. Iznosi vremena života statistički fluktuiraju u vrlo širokim granicama od uzorka do uzorka istog tipa poluvodičkog materijala, ovisno o vrsti i koncentraciji primjesa, nepravilnostima u građi kristalne rešetke, temperaturi, postojanju nečistoća, posebno onih koje unose duboke energetske nivoe u zabranjeni pojas, te o pojavama na samoj površini poluvodiča i o kristalnoj orijentaciji površine. U siliciju vrijeme života obično leži u intervalu od 10^{-3} s do 10^{-9} s za slobodne elektrone i šupljine.

Sada ćemo se vratiti zakonu detaljne ravnoteže u obliku (2.34), s tim da ćemo promatrati primjenu toga zakona na ekstrinzični poluvodič kao opći slučaj kojem je intrinzični poluvodič tehnološki singularitet. I u ekstrinzičnom slučaju u uvjetima termodinamičke ravnoteže mora vrijediti uvjet $G = R$. Brzina generacije nosilaca mora u svakom poluvodiču ovisiti o termodinamičkoj temperaturi T i mora s njom rasti jer se na višim temperaturama emisijom fonona predaju valentnim elektronima veće količine toplinske energije, čime raste vjerojatnost razbijanja valentnih veza, a time i broj generiranih parova nosilaca. Taj broj generiranih parova nosilaca neće ovisiti o broju već stvorenih parova nosilaca, osim kada je taj broj vrlo visok. To znači da je brzina generacije:

$$G = f_1(T), \quad (2.38)$$

gdje je $f_1(T)$ funkcija određena temperaturom i vrstom poluvodiča, ponajprije širinom zabranjenog pojasa i njegovom ovisnosti o temperaturi. Brzina rekombinacije R mora pak ovisiti o koncentraciji slobodnih elektrona n i šupljina p jer obje čestice moraju biti prisutne u ambijentu u kojem se odigrava rekombinacija. Pri tome R mora biti razmjeran umnošku $n \cdot p$ jer samo ako je $n \neq 0$ i $p \neq 0$, može postojati rekombinacija. Brzina procesa rekombinacije mora k tome ovisiti i o temperaturi jer ona određuje toplinsku energiju nosilaca, a time i brzinu njihova gibanja i vjerojatnost susreta sa suprotnom česticom. Dakle je:

$$R = np \cdot f_2(T), \quad (2.39)$$

gdje je $f_2(T)$ odgovarajuća funkcija temperature. Uvrštenjem (2.38) i (2.39) u (2.34) dobiva se:

$$n \cdot p = \frac{f_1(T)}{f_2(T)} = f(T). \quad (2.40)$$

Relacija (2.40) pokazuje da u zadanom poluvodiču umnožak koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu ovisi samo o temperaturi te da je na konstantnoj temperaturi konstantan. Relacija (2.40) vrijedi za svaki poluvodič, pa i za intrinzičan. U intrinzičnom poluvodiču je prema relaciji (2.10) $n = p = n_i = p_i$, gdje indeks i označava intrinzičnu koncentraciju odgovarajućih nosilaca, pa je u skladu s relacijom (2.40):

$$n_i p_i = n_i^2 = f(T). \quad (2.41)$$

Intrinzična koncentracija ovisi samo o temperaturi jer se upravo na račun toplinske energije stvaraju parovi nosilaca u intrinzičnom poluvodiču. Relacije (2.40) i (2.41) daju opći oblik za umnožak koncentracija slobodnih elektrona i šupljina u ekstrinzičnom i intrinzičnom poluvodiču:

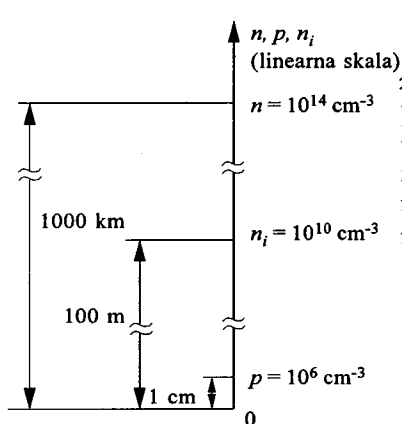
$$[n \cdot p = n_i^2] \quad (2.42)$$

Relacija (2.42) je matematička formulacija zakona o termodinamičkoj ravnoteži koji je specijalni slučaj principa detaljne ravnoteže. Prema tome zakonu umnožak koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu na konstantnoj temperaturi je konstantan i jednak kvadratu intrinzične koncentracije. Iz toga zakona izravno proizlazi da će dodavanjem donora izazvani rast koncentracije slobodnih elektrona automatski dovesti do pada koncentracije šupljina da bi umnožak np ostao konstantan. Analogno tome, dodavanjem akceptora izazvani rast koncentracije šupljina automatski dovodi do pada koncentracije slobodnih elektrona.

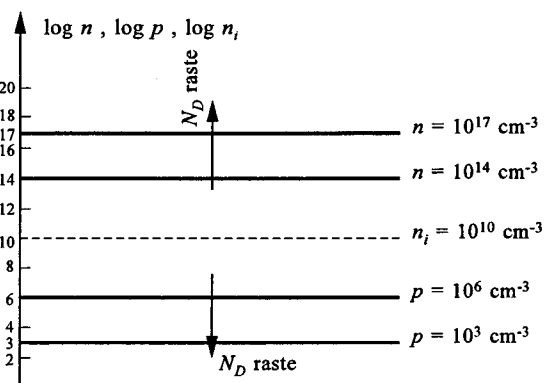
Oblik relacije (2.42) navodi na potrebu da se u grafičkom prikazu koncentracija nosilaca primjenjuje logaritamska skala umjesto linearne. Relacija (2.42) daje n_i kao geometrijsku sredinu od n i p . Ako pretpostavimo silicij, tada na sobnoj temperaturi ($T = 300$ K) intrinzična koncentracija iznosi $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Zamislimo radi jednostavnosti malo »hladniji« ambijent u kojem je $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ako je siliciju dodano $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ donorskih atoma, koji su svi ionizirani, koncentracija slobodnih elektrona, jer je $N_D \gg n_i$, bit će praktički jednaka $n = N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Koncentracija šupljina je u skladu sa zakonom termodinamičke ravnoteže $p = n_i^2/n = 10^{20}/10^{14} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Budući da je razlika između p i n čak osam redova veličina, nije n , n_i i p uopće moguće prikazati na linearnoj skali. Da bi se najveća vrijednost $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ mogla smjestiti na odgovarajućoj osi, druge dvije veličine $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ i $p = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ uopće se ne bi mogle prikazati jer bi obje praktički bile smještene u ishodištu iste osi. Obrnuto, želimo li sve tri vrijednosti prikazati na linearnoj skali, pa ako za najmanji iznos $p = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ odaberemo razmak 1 cm od početka skale, tada bi vrijednosti $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ odgovarala udaljenosti $10^4 \text{ cm} = 100 \text{ m}$ od početka skale, a vrijednosti $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ udaljenost od čak $10^8 \text{ cm} = 1000 \text{ km}$ od početka skale! (slika 2.24). Linearna skala ovdje očito nije moguća. Situacija je posve drukčija ako se relacija (2.42) prikaže u obliku:

$$\log n_i = \frac{\log n + \log p}{2} \quad (2.43)$$

Uz $n_i = 10^{10}$, $n = 10^{14}$ i $p = 10^6$ (dimenzije ispuštamo jer je to isključivo numerički prikaz i interpretacija podataka) imamo $\log n_i = 10$, $\log n = 14$ i $\log p = 6$, pa se sve tri veličine bez poteškoća mogu prikazati na istoj osi prema slici 2.25. Pri tome je u logaritamskom mjerilu intrinzična koncentracija aritmetička sredina koncentracija slobodnih elektrona i



Slika 2.24. Prikaz koncentracija nosilaca u linearnoj skali



Slika 2.25. Prikaz koncentracija nosilaca u logaritamskoj skali

šupljina te je smještena točno na sredinu razmaka između koncentracija većinskih i manjinskih nosilaca. Drugim riječima, logaritamski prikaz pretvara geometrijsku srednju vrijednost u aritmetičku srednju vrijednost. Ako se sada N_D poveća sa 10^{14} cm^{-3} na 10^{17} cm^{-3} , tada se n poveća na $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a p se smanji na $p = n_i^2/n = 10^{20}/10^{17} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ uz pretpostavku da je temperatura ostala ista. Prema slici 2.25. vidljivo je »bježanje« n i p nivoa koncentracija od nivoa intrinzične koncentracije pri porastu koncentracije primjesa. Pri tome su pomaci nivoa n i p posve jednaki, ali suprotno usmjereni.

2.7. Intrinzična koncentracija

Intrinzična koncentracija na desnoj strani znaka jednakosti u relaciji (2.42) ovisi o temperaturi monokristala i o vrsti poluvodičkog materijala. Kasnije ćemo primjenom Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energije pokazati da je njezin kvadrat određen teorijskom relacijom:

$$n_i^2 = N_c N_v \exp \frac{-E_G}{kT}, \quad (2.44)$$

gdje je:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}}, \quad (2.44.a)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} = N_c \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.44.b)$$

pri čemu su značenja simbola otprije poznata.

Veličina N_c zove se **efektivna gustoća stanja u vodljivom pojasu** (engl. *effective density of states in the conduction band*), a veličina N_v **efektivna gustoća stanja u valentnom pojasu** (engl. *effective density of states in the valence band*).

Relacija (2.44) vrijedi općenito. U slučaju silicija, uz efektivne mase $m_n^* = 1,08 m_0$ i $m_p^* = 0,81 m_0$ (v. Prilog II.), dobivaju se efektivne gustoće stanja u vodljivom i valentnom pojasu u obliku:

$$N_c = 5,42 \cdot 10^{15} T^{\frac{3}{2}}, \quad \text{cm}^{-3}, \quad (2.44.c)$$

$$N_v = 3,52 \cdot 10^{15} T^{\frac{3}{2}}, \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.44.d)$$

Na $T = 300 \text{ K}$ dobiva se $N_c = 2,82 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ i $N_v = 1,83 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Uvrštenjem (2.44.c) i (2.44.d) u (2.44) dobiva se relacija za ovisnost kvadrata intrinzične koncentracije o temperaturi i širini zabranjenog pojasa u obliku:

$$n_i^2 = 19,1 \cdot 10^{30} T^3 \exp \frac{-E_G}{kT}, \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.45)$$

Ta relacija daje kvalitativno ispravnu vezu između intrinzične koncentracije, temperature i širine zabranjenog pojasa. Pri tome, širina zabranjenog pojasa ovisi o temperaturi i opada pri porastu temperature tako da pri računanju intrinzične koncentracije treba izračunati širinu zabranjenog pojasa na zadanoj temperaturi i nju uvrstiti u relaciju (2.45). Relacija (2.45) daje ispravan red veličine intrinzične koncentracije, iako ne i posve točan iznos. Na $T = 300 \text{ K}$, pri čemu je $E_G = 1,124 \text{ eV}$, relacija (2.45) daje iznos $n_i = 0,79 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Općenito prihvaćena vrijednost intrinzične koncentracije na $T = 300 \text{ K}$ u monokristalu silicija prema Prilogu II. je $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Odstupanje teorijskog iznosa od uobičajeno prihvaćenog možemo pripisati nepoznavanju točnih iznosa efektivnih masa slobodnih elektrona i šupljina, zanemarivanju njihove temperaturne ovisnosti i nemogućnosti posve točnog određivanja širine zabranjenog pojasa. S obzirom na činjenicu da relacija (2.45) kvalitativno ispravno opisuje ovisnost intrinzične koncentracije o T i E_G , netočnost numeričkog iznosa može se izbjeći ako se nepoznati n_i na temperaturi T normira s obzirom na poznati n_{i1} na temperaturi T_1 . U tom slučaju relaciju (2.45) pišemo u obliku:

$$n_i^2 = CT^3 \exp \frac{-E_G}{kT}, \quad (2.46)$$

gdje je C numerička konstanta. Na poznatoj temperaturi T_1 je $E_G = E_{G1}$ i $n_i = n_{i1}$ pa je:

$$n_{i1}^2 = CT_1^3 \exp \frac{-E_{G1}}{kT_1}. \quad (2.47)$$

Dijeljenjem (2.46) sa (2.47) dobiva se:

$$n_i^2 = n_{i1}^2 \left(\frac{T}{T_1} \right)^3 \exp \left(\frac{E_{G1}}{kT_1} \right) \exp \left(-\frac{E_G}{kT} \right). \quad (2.48)$$

Odaberemo li $T = 300$ K kao referentnu temperaturu za normiranje, tada je u siliciju $E_{G1} = 1,124$ eV i $n_{i1} = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (uobičajen, prihvaćen iznos, a ne iznos koji slijedi iz (2.45)) pa relacija (2.48) prelazi u:

$$n_i = 4,038 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \frac{-E_G}{2kT}, \text{ cm}^{-3}. \quad (2.49)$$

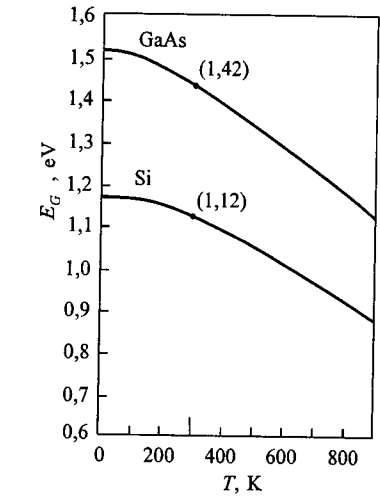
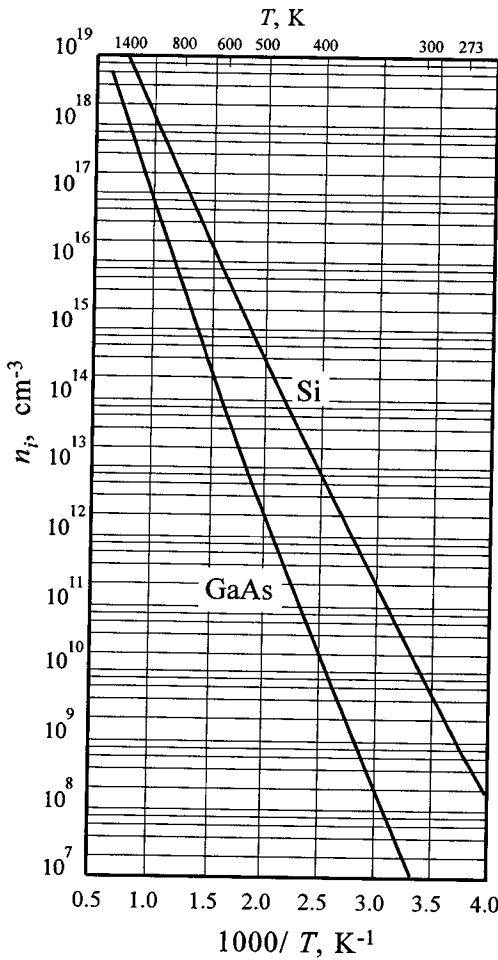
Relaciju (2.49) primjenjivat ćemo kasnije u određivanju iznosa intrinzične koncentracije na različitim temperaturama. Ovisnost intrinzične koncentracije o temperaturi grafički je prikazana na slici 2.26. za silicij i galij-arsenid. Vidljivo je da na istoj temperaturi silicij ima za jedan do tri reda veličine veću intrinzičnu koncentraciju nego galij-arsenid. To je posljedica ponajprije razlike u širini zabranjenog pojasa, a manje razlike u iznosu efektivnih masa. Označimo li veličine koje se odnose na silicij indeksom 1, a veličine koje se odnose na galij-arsenid indeksom 2, tada se prema relacijama (2.44) – (2.44 b) intrinzične koncentracije silicija i galij-arsenida odnose u skladu s relacijom:

$$\frac{n_{i1}}{n_{i2}} = \left(\frac{m_{n1}^* m_{p1}^*}{m_{n2}^* m_{p2}^*} \right)^{\frac{3}{4}} \exp \frac{E_{G2} - E_{G1}}{2kT}. \quad (2.50)$$

Na $T = 300$ K prema Prilogu II. je $m_{n1}^* = 1,08 m_0$, $m_{p1}^* = 0,81 m_0$, $m_{n2}^* = 0,068 m_0$, $m_{p2}^* = 0,5 m_0$, $E_{G2} = 1,42$ eV, $E_{G1} = 1,124$ eV. Relacija (2.50) u tom slučaju daje $n_{i1}/n_{i2} = 3,54 \cdot 10^3$. Dakle, na $T = 300$ K silicij ima za tri reda veličine veću intrinzičnu koncentraciju, što je prije svega posljedica manje širine zabranjenog pojasa, a tek potom razlike u iznosima efektivnih masa. Dobiven rezultat posve je u skladu s podacima na slici 2.26. i s podacima u Prilogu II., gdje je za silicij na sobnoj temperaturi naveden iznos intrinzične koncentracije $n_i = n_{i1} = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, a za galij-arsenid iznos $n_i = n_{i2} = (2 + 9) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, što daje omjer $n_{i1}/n_{i2} = (1,6 + 7,25) \cdot 10^3$.

2.7.1. Temperaturna ovisnost širine zabranjenog pojasa i intrinzične koncentracije

Brojna mjerenja su pokazala da širina zabranjenog pojasa ovisi o vrsti poluvodiča, a za zadani poluvodič o temperaturi i koncentraciji primjesa. Izraz (2.44) je izveden uz pretpostavku da je poluvodič nedegeneriran, što znači da je koncentracija primjesa približno ispod 10^{18} cm^{-3} . Kod koncentracija nižih od gornje širina zabranjenog pojasa u prvoj aproksimaciji neće ovisiti o koncentraciji primjesa, iako se prvi znakovi degeneracije javljaju već pri koncentraciji primjesa od 10^{17} cm^{-3} . Iznad 10^{18} cm^{-3} primjese sve više izazivaju efekt suženja zabranjenog pojasa, što rezultira u iznosu intrinzične koncentracije koji je veći od iznosa koji odgovara relaciji (2.49). Ovdje nećemo razmatrati efekte degeneracije.



Slika 2.27. Ovisnost širine zabranjenog pojasa o temperaturi za silicij i galij-arsenid (prema Szeu [2.7])

Slika 2.26. Ovisnost intrinzične koncentracije o temperaturi za silicij i galij-arsenid (prema Szeu [2.7])

Pretpostavit ćemo da je poluvodič slabo ili umjereno dopiran primjesama pa se efekti degeneracije mogu zanemariti. Pretpostavit ćemo da postoji jedino temperaturna ovisnost širine zabranjenog pojasa. Eksperimentalna istraživanja pokazuju da u nedegeneriranom siliciju E_G opada od iznosa $E_{G0} = 1,170$ eV na $T = 0$ K na iznos $E_G = 1,124$ eV na $T = 300$ K. Dalji porast temperature izaziva sve veći pad širine zabranjenog pojasa. Ovisnost širine zabranjenog pojasa o temperaturi za silicij i galij-arsenid prikazana je na slici 2.27. Te se krivulje mogu opisati matematičkom relacijom oblika:

$$E_G = E_{G0} - \frac{aT^2}{T+b}. \quad (2.51)$$

Relacija (2.51) vrijedi i za silicij i za galij-arsenid u području temperatura od 0 do 800 K. Iznosi parametara E_{G0} , a i b dani su u tablici 2.1.

Tablica 2.1.

Materijal	E_{G0} , eV	a , eV K ⁻¹	b , K
Si	1,170	$4,73 \cdot 10^{-4}$	636
GaAs	1,519	$5,405 \cdot 10^{-4}$	204

U slučaju silicija uvrštenjem (2.51) u (2.49) dobiva se:

$$n_i = 4,038 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \frac{-E_{G0}}{2kT} \exp \left(\frac{a}{2k} \frac{T}{T+b} \right), \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.52)$$

Uvrštenjem numeričkih iznosa za k , E_{G0} , a i b za silicij dobiva se konačno:

$$n_i = 4,038 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \frac{-6787}{T} \exp \frac{2,744}{1 + \frac{636}{T}}, \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.53)$$

Relacija (2.53) vrijedi za silicij u cijelom temperaturnom području od 0 do 800 K i daje odlično slaganje s rezultatima na slici 2.26. Pogledamo li strukturu izraza (2.52), tada se on sastoji od dva dijela. Prvi dio:

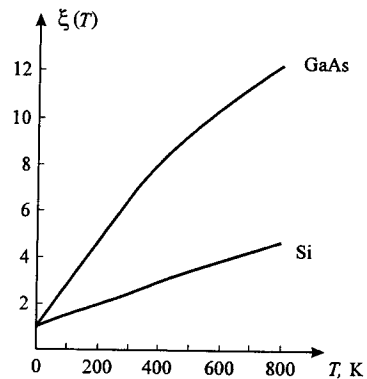
$$n_i(E_{G0}) = 4,038 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-E_{G0}}{2kT} \right) \quad (2.54)$$

je **hipotetska** intrinzična koncentracija na temperaturi T , koja bi postojala kada bi širina zabranjenog pojasa na svim temperaturama bila ista kao na temperaturi apsolutne nule, tj. E_{G0} . Drugi dio:

$$\xi(T) = \exp \left(\frac{a}{2k} \cdot \frac{T}{T+b} \right) \quad (2.55)$$

je **korekcijski faktor** koji uzima u obzir promjenu širine zabranjenog pojasa s temperaturom. Taj faktor pokazuje koliko je puta veća intrinzična koncentracija u realnom slučaju kada se širina zabranjenog pojasa smanjuje s porastom temperature s obzirom na hipotetsku intrinzičnu koncentraciju koja odgovara širini zabranjenog pojasa na apsolutnoj nuli. Pomoću (2.54), (2.55) i (2.53) može se pisati

$$\xi(T) = \frac{n_i}{n_i(E_{G0})} = \exp \left(\frac{a}{2k} \cdot \frac{T}{T+b} \right). \quad (2.56)$$



Slika 2.28. Korekcijski faktor ξ za silicij i galij-arsenid u području temperatura od 0 do 800 K.

Za silicij izraz (2.56) ima numerički oblik:

$$\xi(T) = \exp \frac{2,744T}{T + 636}. \quad (2.57)$$

Slično se za galij-arsenid dobiva:

$$\xi(T) = \exp \frac{3,135T}{T + 204}. \quad (2.58)$$

Ovisnost korekcijskog faktora o temperaturi grafički je prikazana za silicij i galij-arsenid na slici 2.28.

Relacija (2.49), odnosno relacija (2.52) dobro opisuje temperaturnu ovisnost intrinzične koncentracije u siliciju u širokom intervalu temperatura od 0 do 800 K. Međutim, u velikoj većini standardnih primjena silicijski poluvodički elementi rade u mnogo užem intervalu temperatura u okolini sobne temperature ($T = 300$ K). U tom se slučaju ovisnost intrinzične koncentracije o temperaturi može prikazati na jednostavniji način zamjenom stvarne krivulje ovisnosti $E_G = f(T)$ na slici 2.46. tangentom na tu krivulju u točki s koordinatama $T_1 = 300$ K i $E_{G1} = 1,124$ eV. Jednadžba tangente glasi:

$$E_G - E_{G1} = \left. \frac{dE_G}{dT} \right|_{T_1} \cdot (T - T_1). \quad (2.59)$$

Deriviranjem izraza (2.51) dobiva se:

$$\frac{dE_G}{dT} = - \frac{aT(2b + T)}{(T + b)^2}, \quad (2.60)$$

što za $T = T_1 = 300$ K daje iznos:

$$\left. \frac{dE_G}{dT} \right|_{T_1} = -2,546 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$$

Relacija (2.59) uvrštenjem iznosa za $T = T_1$, $E_G = E_{G1}$ i $(dE_G/dT)_{T1}$ daje:

$$E_G = 1,2 - 2,546 \cdot 10^{-4} T, \quad \text{eV}. \quad (2.61)$$

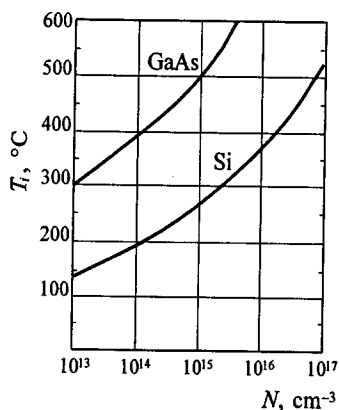
Uvrštenjem relacije (2.61) u (2.49) dobiva se intrinzična koncentracija u siliciju u okolini sobne temperature:

$$n_i = 1,73 \cdot 10^{20} \left(\frac{T}{300} \right)^2 \exp \left(-\frac{6961}{T} \right), \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.62)$$

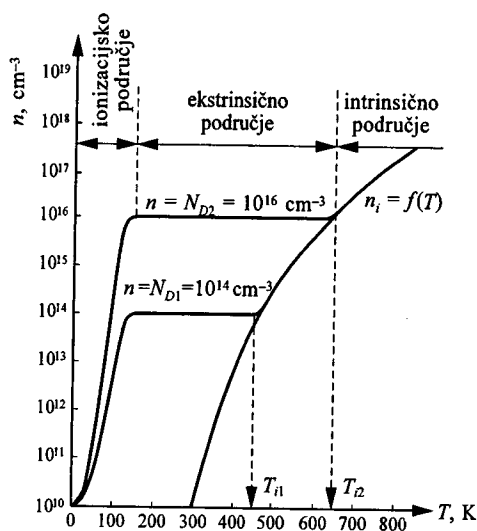
Dobivena relacija u području temperatura između 200 i 600 K daje iznose intrinzične koncentracije u siliciju, koji se od točnih iznosa određenih relacijom (2.53) ne razlikuju za više od 15%. U skladu s time treba za računanje intrinzične koncentracije u siliciju u području temperatura od 200 do 600 K primjenjivati jednostavniju relaciju (2.62). Ako je potrebno računati s cijelim područjem od 0 do 800 K, tada treba primijeniti točniju relaciju (2.53).

2.8. Zakon ravnoteže prostornog naboja

Zamislimo uzorak intrinzičnog silicija ili sličnog poluvodiča monokristalne strukture na temperaturi apsolutne nule. U tom slučaju nema vibriranja kristalne rešetke, nema emisije fonona niti kidanja kovalentnih veza. Nema dakle ni slobodnih elektrona ni šupljina i silicij se ponaša kao dielektrik. Svi atomi su električki neutralni pa je i cijeli uzorak električki neutralan. To je očigledno. Zamislimo da se uzorak i dalje nalazi na temperaturi apsolutne nule, ali da smo mu odgovarajućim tehnološkim postupkom dodali određenu koncentraciju neutralnih donorskih atoma N_D uz zadovoljenje uvjeta za zauzimanje supstitucijskih lokacija u kristalnoj rešetki. U zamišljenim uvjetima svi će donori ostati električki neutralni jer ne posjeduju energiju dovoljnu za ionizaciju. Električna neutralnost nije narušena jer su uzorku dodani neutralni donorski atomi. Zamislimo sada da se uzorak zagrijava iznad apsolutne nule. Ionizacijska energija donorskih atoma osjetno je niža od ionizacijske energije matičnih atoma silicija. Zato će intenzivnija ionizacija donora početi na mnogo nižim temperaturama nego ionizacija atoma silicija. Na temperaturama oko 100 K ionizacija donora je intenzivna, dok je u većine donora oko temperature 150 K proces ionizacije zahvatio praktički sve atome. Na istoj temperaturi praktički svi matični atomi silicija još su neutralni. U tom slučaju postoje slobodni elektroni donorskog podrijetla, dok šupljina praktički uopće nema. Kada temperatura raste od apsolutne nule ka 150 K, rast će i broj ioniziranih donora, a time i broj slobodnih elektrona. Pri tome je broj slobodnih elektrona manji od broja donora, ali se s porastom temperature u tom području sve više približava broju donora. Temperaturno područje u kojem raste broj ioniziranih donora, a time i broj slobodnih elektrona donorskog podrijetla, da bi pri određenoj temperaturi praktički svi donori bili ionizirani, zove se **područje ionizacije** (engl. *ionization range*). Termin ionizacija ovdje se odnosi isključivo na donore jer ionizacije atoma silicija praktički uopće nema. Kada je temperatura potpune ionizacije donora dostignuta, još ne postoji imalo znatnija ionizacija matičnih atoma silicija. U prilično širokom temperaturnom području se, kod uobičajenih koncentracija primjesa, koncentracija većinskih nosilaca, u ovom slučaju slobodnih elektrona, može izjednačiti s



Slika 2.29. Ovisnost intrinzične temperature o koncentraciji primjesa u siliciju i galij-arsenidu



Slika 2.30. Ovisnost koncentracije slobodnih elektrona u n-tipu silicija o temperaturi uz koncentraciju donora N_D kao parametar

koncentracijom primjesa, u ovom slučaju donora. U tom temperaturnom području koncentracija većinskih nosilaca praktički ne ovisi o temperaturi. To se temperaturno područje zove **područje ekstrinzičnih temperatura** ili **ekstrinzično područje** (engl. *extrinsic range*). Naziv dolazi otuda što se poluvodič u tom području doista ponaša ekstrinzično jer mu koncentraciju većinskih nosilaca određuju isključivo primjese. U ekstrinzičnom području je $n = N_D$, dok je koncentracija manjinskih nosilaca šupljina $p = n_i^2/n = n_i^2/N_D$. Pri tome je uz uobičajene iznose N_D redovito $p \ll n$. Međutim, iako je $p \ll n$, s porastom temperature raste n_i , a time i p . Tako dugo dok je $p \ll n$, rast temperature neće utjecati na iznos n , iako će p rasti. Kod određene temperature n_i će već toliko porasti da n više neće moći zadržati konstantan iznos $n = N_D$, već će biti $n > N_D$. Svi većinski elektroni neće više biti ekstrinzičnog podrijetla već će sve veći njihov dio biti intrinzičnog podrijetla. Temperatura kod koje počinje rast n iznad N_D zove se **intrinzična temperatura** (engl. *intrinsic temperature*). Intrinzična temperatura određuje se iz uvjeta $n_i = N_D$, što znači da kod silicija treba na lijevoj strani jednadžbe (2.53) veličinu n_i zamijeniti veličinom N_D i za različite iznose N_D numerički riješiti jednadžbu po temperaturi. Rezultati su prikazani grafički na slici 2.29. za silicij i galij-arsenid. Oni vrijede i za n-tip i za p-tip poluvodiča jer je rješenje jednadžbe (2.53) po temperaturi isto i kada se umjesto n_i uvrsti N_A . Slika 2.29. pokazuje da u siliciju intrinzična temperatura T_i leži u području od približno 135° C do približno 525° C, kad se koncentracija bilo donora bilo akceptora mijenja u granicama od 10^{13} cm^{-3} do 10^{17} cm^{-3} . S porastom koncentracije primjesa raste intrinzična temperatura, pa se povećava i širina ekstrinzičnog područja. Područje temperatura iznad T_i karakterizirano je brzim rastom intrinzične koncentracije pa sve više elektrona kao većinskih nosilaca ima intrinzično podrijetlo. Tu je $n > N_D$. Kada temperatura toliko poraste da je $n_i \gg N_D$, tada je i $n \approx p \approx n_i$ i ekstrinzični poluvodič teži intrinzičnom stanju. Koncentracija slobodnih elektrona više nije određena koncentracijom donora, već koncentracijom matičnih atoma silicija i jednaka je koncentraciji manjinskih

šupljina. Koncentracije slobodnih nosilaca jednake su koncentracijama kod intrinzičnog poluvodiča pa se to temperaturno područje zove **područje intrinzičnih temperatura** ili **intrinzično područje** (engl. *intrinsic range*). Svakako, poluvodič je i dalje ekstrinzičan, jer njegovu ekstrinzičnost određuju primjese, ali je ponašanje toga poluvodiča intrinzično. Kasnije, kada budemo definirali pokretljivosti slobodnih nosilaca, vidjet ćemo da se ekstrinzični poluvodič u intrinzičnom temperaturnom području unatoč tome što je $n = p = n_i$ ponaša drukčije od intrinzičnog. Ta razlika je kvantitativna. Tri ovdje opisana područja temperatura, ionizacijsko, ekstrinzično i intrinzično, prikazana su za n -tip silicija na slici 2.30. za dvije vrijednosti koncentracije donora $N_{D1} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ i $N_{D2} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Iz krivulja koje pokazuju ovisnost koncentracije slobodnih elektrona o temperaturi uz koncentraciju donora kao parametar vidljivo je da intrinzična temperatura T_i raste s N_D , što je u skladu sa slikom 2.29. kao i da širina ekstrinzičnog područja raste s porastom koncentracije donora. Što je poluvodič jače dopiran supstitucijskim primjesama, to je veća i širina temperaturnog područja u kojem poluvodič pokazuje ekstrinzično ponašanje.

Za opis temperaturne ovisnosti koncentracije većinskih nosilaca ovdje je odabran silicij n -tipa. Posve isti zaključci vrijede dakako i za opis temperaturne ovisnosti koncentracije većinskih nosilaca u p -tipu silicija.

U analizi temperaturne ovisnosti koncentracije većinskih nosilaca u siliciju n -tipa krenuli smo od apsolutne nule i činjenice da su svi atomi, bez obzira na njihovo podrijetlo, električki neutralni jer ne posjeduju toplinsku energiju potrebnu za kidanje kovalentnih veza. Na višim temperaturama dolazi do ionizacije najprije donorskih atoma, a potom i matičnih atoma silicija. Javljaju se slobodni elektroni, šupljine, i pozitivno ionizirani donorski atomi. Pojava slobodnih nosilaca koji su električki polarizirani i pojava nepokretnih pozitivnih donorskih iona ne narušava početnu električku neutralnost uzorka jer je zbroj svih negativnih naboja uravnotežen zbrojem svih pozitivnih naboja. Pri tome nije važno je li naboj pridružen pokretnoj ili nepokretnoj čestici.

Pretpostavimo sada opći slučaj da poluvodič ima i donorske i akceptorske primjese, pri čemu je koncentracija donora N_D različita od koncentracije akceptora N_A . Pretpostavimo također da se poluvodič primjenjuje u području ekstrinzičnih ili u području intrinzičnih temperatura, te su svi donori i svi akseptori ionizirani. Osim pozitivnih donorskih iona i negativnih akceptorskih iona postoje i slobodni elektroni i šupljine. Pozitivni prostorni naboj zbroj je naboja nepokretnih pozitivnih donorskih iona qN_D i pozitivnih pokretnih šupljina qp , odnosno $q(p + N_D)$. Istodobno je negativni prostorni naboj zbroj naboja nepokretnih negativnih akceptorskih iona $-qN_A$ i negativnih pokretnih elektrona $-qn$, odnosno $-q(n + N_A)$. Da se očuva električna neutralnost, pozitivni prostorni naboj mora biti uravnotežen negativnim prostornim nabojem, odnosno u električki neutralnom uzorku ukupni prostorni naboj mora biti jednak nuli:

$$q(p + N_D) - q(n + N_A) \equiv 0. \quad (2.63)$$

Relacija (2.63) je matematička formulacija **zakona ravnoteže prostornog naboja** ili **zakona neutralnosti prostornog naboja** (engl. *space charge neutrality*) ili **zakona električne neutralnosti**. Relacija (2.63) pisana u alternativnom obliku:

$$q(N_D - N_A) = q(n - p) \quad (2.64)$$

kazuje da je neto-naboj nepokretnih iona uravnotežen neto nabojem pokretnih nosilaca.

Ako je $N_D > N_A$, nepokretni neto-naboj je pozitivan. Tada je $n > p$ i pokretni neto-naboj je negativan. Pozitivni nepokretni neto-naboj točno je uravnotežen negativnim pokretnim neto-nabojem. U ovom slučaju, jer je $N_D > N_A$ i $n > p$ riječ je o n -tipu poluvodiča. Ako je, međutim, $N_A > N_D$, tada je nepokretni neto-naboj negativan, što vodi na $p > n$ odnosno na pozitivni pokretni neto-naboj. Ti se naboji međusobno uravnotežuju, a poluvodič je zbog $p > n$ p -tipa. Ako je $N_D = N_A \neq 0$, tada je neto-naboj nepokretnih iona nula, pa je i $n = p = n_i = p_i$. Djelovanja donora i akceptora međusobno se **kompenziraju** i poluvodič ima intrinzične koncentracije slobodnih nosilaca bez obzira na to nalazi li se u ekstrinzičnom ili intrinzičnom području temperatura. Taj tip poluvodiča zove se **kompenzirani poluvodič** (engl. *compensated semiconductor*). O njemu će kasnije biti više riječi. Treći mogući oblik zakona ravnoteže prostornog naboja je:

$$q(n - N_D) = q(p - N_A). \quad (2.65)$$

Kako je n koncentracija svih slobodnih elektrona i donorskog i intrinzičnog podrijetla i kako je koncentracija slobodnih elektrona donorskog podrijetla N_D , razlika $n - N_D$ je koncentracija slobodnih elektrona nastalih kidanjem kovalentnih veza među matičnim atomima silicija. Ta koncentracija jednaka je razlici $p - N_A$, odnosno koncentraciji šupljina također nastalih kidanjem kovalentnih veza među matičnim atomima silicija. Pošto se kidanjem kovalentnih veza među matičnim atomima silicija stvaraju parovi slobodnih elektrona i šupljina, mora vrijediti jednakost iskazana relacijom (2.65). Očito je da relacije (2.63), (2.64) i (2.65), koje su matematički posve jednake, pružaju tri različite fizikalne interpretacije istog fizikalnog zakona - zakona ravnoteže prostornog naboja. Relacije (2.63) - (2.65) vrijede u području ekstrinzičnih i u području intrinzičnih temperatura jer pretpostavljaju potpunu ioniziranost donora i akceptora. Većina poluvodičkih elemenata standardne primjene u digitalnoj i analognoj elektronici rade u blizini sobne temperature, grubo uzeto oko sredine područja ekstrinzičnih temperatura. To je dominantno područje rada poluvodičkih elemenata jer su u tom području koncentracije većinskih i manjinskih nosilaca programirane, odnosno upravljane koncentracijom primjesa. Zato će naša pažnja ubuduće biti ponajprije usmjerena svojstvima i ponašanju ekstrinzičnih poluvodiča u ekstrinzičnom temperaturnom području.

2.9. Određivanje ravnotežnih koncentracija slobodnih nosilaca

U uvjetima termodinamičke ravnoteže vrijedi zakon termodinamičke ravnoteže u obliku (2.42) i zakon ravnoteže prostornog naboja u obliku (2.63). Napisat ćemo ta dva zakona ponovo:

$$np = n_i^2, \quad (2.66)$$

$$n + N_A = p + N_D. \quad (2.67)$$

Koncentracije elektrona n i šupljina p su ravnotežne koncentracije određene koncentracijama primjesa i temperaturom, te vrstom poluvodiča. Množenjem (2.67) s n uz $np = n_i^2$ dobiva se kvadratna jednadžba za n u obliku:

$$n^2 - (N_D - N_A)n - n_i^2 = 0. \quad (2.68)$$

Koncentracija slobodnih elektrona je:

$$n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (2.69)$$

Slično se za koncentraciju šupljina dobiva:

$$p = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (2.70)$$

Članovi s drugim korijenima u relacijama (2.69) i (2.70) formalno matematički mogu imati predznak »plus« i »minus«, međutim predznak »minus« je ispušten jer bi davao negativne koncentracije slobodnih elektrona i šupljina, što je fizikalno besmisleno. Relacije (2.69) i (2.70) vrijede za cijelo područje ekstrinzičnih i intrinzičnih temperatura na slici 2.30. One kazuju da ravnotežne koncentracije slobodnih nosilaca ne ovise o apsolutnim iznosima koncentracija primjesa već samo o njihovoj razlici. Ako je $N_D > N_A$, tada je $n > p$, i rezultira ekstrinzični poluvodič n -tipa. Obrnuto, ako je $N_A > N_D$, tada je $p > n$, i rezultira poluvodič p -tipa. Ako je $N_D = N_A = 0$ tada je $n = p = n_i$, i u pitanju je intrinzični poluvodič.

Analizirat ćemo relacije (2.69) i (2.70) posebno u ekstrinzičnom i posebno u intrinzičnom temperaturnom području.

2.9.1. Ekstrinzično temperaturno područje

U tom je području prema slici 2.30. koncentracija većinskih nosilaca jednaka koncentraciji odgovarajućih primjesa i ima iznos neovisan o temperaturi. To znači da je u relacijama (2.69) i (2.70) ispunjen uvjet $|N_D - N_A| \gg 2n_i$. Ako je $N_D > N_A$, tj. ako je u pitanju poluvodič n -tipa, tada je:

$$n = N_D - N_A, \quad (2.71)$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D - N_A}. \quad (2.72)$$

Ako je $N_A > N_D$, tj. ako je u pitanju poluvodič p -tipa, tada je:

$$p = N_A - N_D, \quad (2.73)$$

$$n = \frac{n_i^2}{p} = \frac{n_i^2}{N_A - N_D}. \quad (2.74)$$

Relacije (2.71) i (2.73) određuju ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca, a relacije (2.72) i (2.74) ravnotežne koncentracije manjinskih nosilaca. Vidljivo je da su u ekstrinzičnom temperaturnom području koncentracije većinskih nosilaca jednake neto-koncentracijama prevladavajućih primjesa ($N_D - N_A$ u n -tipu, odnosno $N_A - N_D$ u p -tipu), pa su temperaturno posve nezavisne. Koncentracije manjinskih nosilaca međutim zbog člana n_i^2 izrazito ovise o temperaturi, ali i o neto-koncentracijama prevladavajućih primjesa. Pri

tome uz zadane neto-koncentracije primjesa koncentracije većinskih nosilaca ne ovise o vrsti poluvodiča, dok koncentracije manjinskih izrazito ovise.

U realnim poluvodičima je redovito u n -tipu $N_D \gg N_A$ i u p -tipu $N_A \gg N_D$ pa relacije (2.71) - (2.74) obično upotrebljavamo u obliku:

$$n = N_D, \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad n\text{-tip}; \quad (2.75)$$

$$p = N_A, \quad n = \frac{n_i^2}{N_A}, \quad p\text{-tip}. \quad (2.76)$$

2.9.2. Intrinsicno temperaturno područje

U tom području prevladavajuću ulogu prema slici 2.30. imaju slobodni nosioci intrinzičnog podrijetla. Tu je ispunjen uvjet $n \approx p = n_i$. Prema relacijama (2.69) i (2.70) n i p će težiti ka n_i kada se ispuni uvjet:

$$2n_i \gg |N_D - N_A|. \quad (2.77)$$

Taj uvjet praktički je ispunjen na intrinzičnoj temperaturi T_i , iako je ona određena manje strogim zahtjevom $N_D - N_A = n_i$ jer kad se dostigne intrinzična temperatura T_i , rast temperature dovodi do eksponencijalnog rasta n_i te se vrlo brzo ispunjava i uvjet (2.77). U intrinzičnom području je prema relacijama (2.69) i (2.70), uz ispunjenje uvjeta (2.77), dakle:

$$n = p = n_i. \quad (2.78)$$

Za kompenzirani poluvodič zbog $N_D - N_A = 0$ relacija (2.78) vrijedi uvijek.

2.10. Fermi-Diracova statistika

U metalima, na temperaturi apsolutne nule, zbog prekrivanja vodljivog i valentnog pojasa, postoji velik broj slobodnih elektrona određen brojem atoma u zadanom volumenu. Tipične koncentracije slobodnih elektrona su reda veličine 10^{22} i 10^{23} cm^{-3} . U poluvodičima nema prekrivanja vodljivog i valentnog pojasa, pa nema ni slobodnih elektrona na temperaturi apsolutne nule. To je jedna od bitnih razlika metala i poluvodiča. Metali na temperaturi apsolutne nule odlično vode struju dok se poluvodiči ponašaju kao izolatori. U dijelu 2.7. pokazali smo da koncentracija slobodnih elektrona u intrinzičnom poluvodiču raste eksponencijalno s rastom temperature i da u siliciju na sobnoj temperaturi iznosi $1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, što je za 12 do 13 redova veličine manje nego u većini metala. Zato je i specifični otpor poluvodiča mnogostruko veći nego kod metala. No bez obzira na tu kvantitativnu razliku u broju slobodnih elektrona, koja ima i svoje kvalitativne posljedice, u oba se slučaja radi o velikom broju čestica u jedinici volumena. Ponašanje velikog broja čestica nije moguće opisati metodama klasične fizike. Ne samo da to onemogućava velik broj čestica koje su u

igri, već bi to i da je moguće bilo nekorisno. Kada bismo poznavali npr. brzinu, energiju i smjer gibanja svakog od 10^{22} elektrona u 1 cm^3 nekog metala, s tim mnoštvom podataka ne bismo mogli ništa upotrebljivo izračunati. Od brzine i energije svakog pojedinog elektrona mnogo je korisnije poznavanje područja mogućih brzina i energija, kao i broja elektrona u određenim intervalima brzina i energija. Statistička fizika nam pomaže da dodamo do tih podataka koji opisuju ponašanje mnoštva čestica. Bez obzira na činjenicu da je predmet ovog poglavlja upoznavanje s osnovnim svojstvima poluvodiča i s pojavama u poluvodičima, bit će korisno upoznati ponašanje slobodnih elektrona u metalima, nakon čega ćemo načiniti prijelaz ka upoznavanju ponašanja slobodnih elektrona i šupljina u poluvodičima.

Kvantna fizika je pokazala da se slobodni elektroni u metalima podvrgavaju istim zakonima gibanja kao i elektroni u atomu poštujući Paulijev princip isključenja prema kojem u istom energetsom nivou mogu postojati samo dva elektrona sa suprotnim spinovima. S tim u skladu kvantna gibanja elektrona moraju postojati i na temperaturi apsolutne nule.

Sasvim općenito, za broj čestica u jedinici volumena, s energijama u intervalu između E i $E + dE$, vrijedi opća relacija:

$$dn(E) = S(E)f(E)dE, \quad (2.79)$$

gdje je:

$dn(E)$ koncentracija čestica s energijom u intervalu između E i $E + dE$, cm^{-3}

$S(E)$ gustoća mogućih ili dopuštenih energetskih stanja u jediničnom intervalu energija po jedinici volumena, $\text{cm}^{-3} \text{ J}^{-1}$ ili $\text{cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$

$f(E)$ funkcija vjerojatnosti ili distribucijska funkcija koja određuje vjerojatnost da se čestica nalazi u nivou energije E .

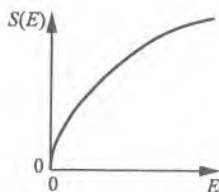
Relacija (2.79) je općenita i vrijedi i za elektrone u metalu i za elektrone i šupljine u poluvodiču. Međutim, matematički oblik izraza za $S(E)$ i $f(E)$ ne mora biti u konkretnim slučajevima isti.

Gustoća mogućih ili dopuštenih energetskih stanja može se relativno lako odrediti kada je veza između kinetičke energije čestice E_K i njezine količine gibanja $p = mv$ kvadratična, tj. kada vrijedi:

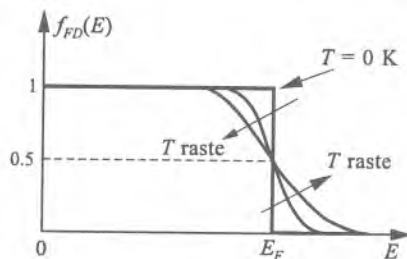
$$E_K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}. \quad (2.80)$$

Relacija (2.80) ispunjena je kod elektrona u vodljivom pojasu metala i kod elektrona pri dnu vodljivog pojasu i šupljina pri vrhu valentnog pojasu u poluvodičima. Kvadratična veza između kinetičke energije slobodnog elektrona i njegova impulsa podrazumijeva da se periodične promjene potencijala u čvrstom tijelu mogu zanemariti. To znači da se potencijalna energija E_0 elektrona može smatrati konstantnom. Taj model čvrstog tijela zove se **model slobodnog elektrona** (engl. *free electron model*). Može se pokazati da je u tom slučaju gustoća dopuštenih energetskih stanja određena zakonom drugog korijena:

$$S(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} (E - E_0)^{1/2}, \quad \text{cm}^{-3} \text{ J}^{-1} \quad (2.81)$$



Slika 2.31. Gustoća dopuštenih energetske stanja $S(E)$



Slika 2.32. Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti s temperaturom kao parametrom

Veličina m je masa odgovarajuće čestice, h je Planckova konstanta, a E energija odgovarajućeg nivoa. U metalu se za potencijalnu energiju E_0 obično uzima iznos nula jer je pojas energija u kojem se nalaze slobodni elektroni jedini zanimljiv. Gustoća dopuštenih energetske stanja prema relaciji (2.81) prikazana je na slici 2.31.

Funkcija vjerojatnosti ili **distribucijska funkcija** $f(E)$ za slobodne elektrone u metalu zove se još i **Fermijeva funkcija vjerojatnosti**, te **Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti**. Da bismo je razlikovali od ostalih mogućih funkcija vjerojatnosti, označit ćemo je s $f_{FD}(E)$, gdje indeksi »FD« označuju Fermi-Diracov karakter te funkcije. U skladu sa zakonima kvantne fizike i Paulijevim principom isključenja, za Fermi-Diracovu funkciju vjerojatnosti dobiva se izraz:

$$f(E) = f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} \quad (2.82)$$

Energija E_F zove se **Fermijeva energija**, a energetske nivou kojemu ta energija odgovara **Fermijev nivo**. Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti može se prikazati i u obliku

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{th} \frac{E - E_F}{2kT} \right), \quad (2.83)$$

gdje je th oznaka funkcije tangens hiperbolički.

Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti grafički je prikazana na slici 2.32. za $T = 0$ K i za dvije temperature veće od 0 K. Kada je $T = 0$ K, tada je prema (2.82) uz $E < E_F$ Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti $f_{FD}(E < E_F) = 1$. Ako je $E > E_F$, tada je $f_{FD}(E > E_F) = 0$. Kod $E = E_F$, idući od nižih energija ka višim, događa se skok u funkciji vjerojatnosti s iznosa 1 na iznos 0. Na temperaturi apsolutne nule dakle je svaki energetske nivo ispod Fermijeve popunjen (vjerojatnost za to je 1 odnosno 100%), dok je svaki energetske nivo iznad Fermijeve prazan (vjerojatnost da je popunjen je 0). Fermijeva energija prema tome je najviša moguća energija slobodnog elektrona na temperaturi apsolutne nule. Kada je temperatura viša od apsolutne nule, tada je vjerojatnost popunjavanja Fermijeve nivoa jednaka 0,5 ili 50%, bez obzira na iznos temperature. U skladu s tom činjenicom Fermijev nivo može se definirati kao onaj energetske nivo za koji postoji 50% vjerojatnosti da je popunjen na svakoj temperaturi iznad termodinamičke nule. Iz relacije (2.83) lako se vidi da je na temperaturama

iznad termodinamičke nule uvijek $f_{FD}(E < E_F) > 0,5$, dok je $f_{FD}(E > E_F) < 0,5$, pa je vjerojatnost da je energetska razina ispod Fermijeva popunjen veća od 50%, dok je ta vjerojatnost za nivoe iznad Fermijeva manja od 50%. To jasno pokazuje i slika 2.32. Funkcija $f_{FD}(E)$ prema relaciji (2.83) neparna je s obzirom na koordinatni sustav s apscisom

$$E' = E - E_F \quad (2.84)$$

i ordinatom:

$$f'_{FD}(E') = f_{FD}(E) - \frac{1}{2} \quad (2.85)$$

U $f'_{FD}(E')$, E' koordinatnom sustavu relacija (2.83) dobiva oblik:

$$f'_{FD}(E') = -\frac{1}{2} \operatorname{th} \frac{E'}{2kT} \quad (2.86)$$

Funkcija (2.86) grafički je prikazana na slici 2.33. Iz funkcije (2.86) proizlazi da je:

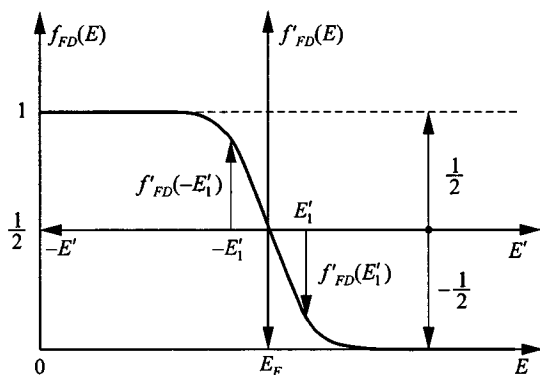
$$f'_{FD}(E') = -f'_{FD}(-E'), \quad (2.87)$$

pa je funkcija $f'_{FD}(E')$ neparna. To znači da je i funkcija $f_{FD}(E)$ također neparna s obzirom na točku s koordinatama $E = E_F$ i $f_{FD}(E) = 0,5$. Ta je neparnost označena i na slici 2.33. za $E' = E'_1$ i $E' = -E'_1$.

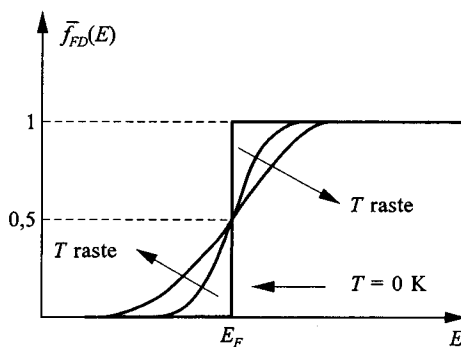
Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti $f_{FD}(E)$ komplementarna je s funkcijom $\bar{f}_{FD}(E)$ koja kazuje kolika je vjerojatnost da je energetska razina E nepopunjena. Zbroj vjerojatnosti da je nivo E popunjen i da je isti nivo slobodan mora biti 100 %, pa je

$$f_{FD}(E) + \bar{f}_{FD}(E) = 1 \quad (2.88)$$

Vjerojatnost da je nivo E slobodan prema relacijama (2.82), (2.83) i (2.88) iznosi



Slika 2.33. Ilustracija neparnog karaktera Fermi-Diracove funkcije vjerojatnosti



Slika 2.34. Komplementarna Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti s temperaturom kao parametrom

$$\bar{f}_{FD}(E) = 1 - f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_F - E}{kT}} = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{E - E_F}{2kT} \right). \quad (2.89)$$

Funkcija vjerojatnosti $\bar{f}_{FD}(E)$ prikazana je grafički na slici 2.34. za $T = 0$ K i za dvije temperature više od 0 K.

Relacije za $f_{FD}(E)$ i $\bar{f}_{FD}(E)$ pokazuju da do znatnijeg odstupanja funkcija vjerojatnosti za $T > 0$ K s obzirom na istu funkciju za $T = 0$ K dolazi samo na energijama u neposrednoj blizini Fermijeve energije. Kada je npr. $E = E_F - 4kT$, tada je $f_{FD}(E) = 0,982 = 98,2\%$, dok je za $E = E_F + 4kT$, vjerojatnost $f_{FD}(E) = 0,018 = 1,8\%$. Na apsolutnoj nuli imali bismo na svakoj energiji za $E < E_F$ vjerojatnost $f_{FD}(E) = 1 = 100\%$, a za $E > E_F$ vjerojatnost $f_{FD}(E) = 0$. Vrijednosti 98,2% i 1,8% vrlo se malo razlikuju od citiranih vrijednosti za $T = 0$ K. Ako se metal nalazi na temperaturi $T = 1000$ K tada je $4kT = 0,34$ eV, te do znatnijih promjena u funkciji vjerojatnosti s temperaturom s obzirom na termodinamičku nulu dolazi samo u pojasu energija između $E_F - 0,34$ eV i $E_F + 0,34$ eV. Kod volframa je $E_F = 8,95$ eV, pa je taj pojas energija smješten u intervalu od 8,61 eV do 9,29 eV. Širina tog pojasa samo je 7,6% Fermijeve energije.

Radi neparnog karaktera funkcija $f_{FD}(E)$ i $\bar{f}_{FD}(E)$ s obzirom na točku s koordinatama $E = E_F$ i $f_{FD}(E) = 0,5$ vjerojatnost da je nivo smješten za ΔE ispod E_F popunjen mora biti jednaka vjerojatnosti da je nivo smješten za ΔE iznad E_F slobodan. Kada je $E = E_F - \Delta E$, tada je:

$$f_{FD}(E_F - \Delta E) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{th} \frac{-\Delta E}{2kT} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{\Delta E}{2kT} \right). \quad (2.90)$$

Kada je $E = E_F + \Delta E$, bit će:

$$\bar{f}_{FD}(E_F + \Delta E) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{\Delta E}{2kT} \right), \quad (2.91)$$

pa je:

$$f_{FD}(E_F - \Delta E) = \bar{f}_{FD}(E_F + \Delta E). \quad (2.92)$$

2.10.1. Fermi-Diracova funkcija gustoće energija

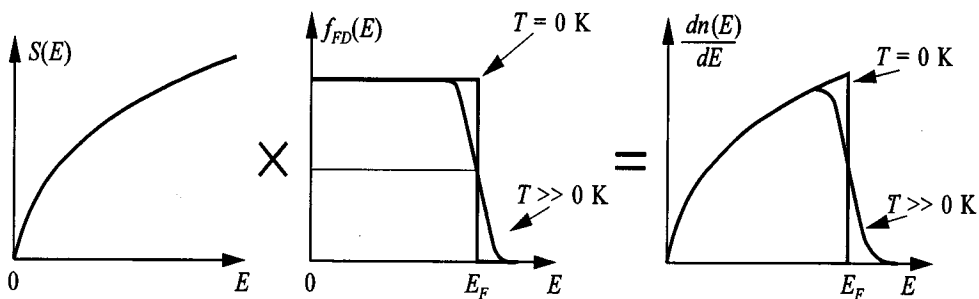
Uvrštenjem relacija (2.81), (2.82) u (2.79) dobiva se izraz za koncentraciju slobodnih elektrona u metalu na proizvoljnoj termodinamičkoj temperaturi T s energijama u intervalu od E do $E + dE$ u obliku:

$$dn(E) = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} dE, \quad (2.93)$$

pri čemu je za potencijalnu energiju slobodnog elektrona E_0 uzet iznos nula. Relacija (2.93) često se piše u obliku:

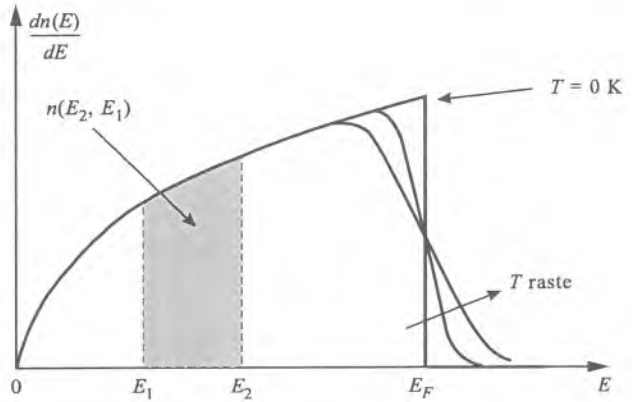
$$\frac{dn(E)}{dE} = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} \quad (2.94)$$

i zove se **Fermi-Diracova funkcija gustoće energija** (engl. *Fermi-Dirac energy density function*). Izveli su je neovisno jedan o drugom i publicirali 1926. godine E. Fermi i P. Dirac. Na elektrone u metalu je tu funkciju primijenio 1928. godine A. Sommerfeld, pa se ona ponekad zove i **Fermi-Dirac-Sommerfeldova funkcija gustoće energija** ili kraće **FDS funkcija gustoće energija**. Na slici 2.35. prikazano je simbolički kako se množenjem gustoće dopuštenih energetske stanja $S(E)$ s Fermi-Diracovom funkcijom vjerojatnosti dobiva Fermi-Diracova funkcija gustoće energija. Prikaz je dan za temperaturu $T = 0$ K i $T \gg 0$ K. Ista funkcija gustoće energija ponovo je prikazana na slici 2.36. Na istoj slici označena je površina između funkcije gustoće energija i energetske osi omeđena vertikalama koje odgovaraju energijama E_1 i $E_2 > E_1$. Ta površina iznosi:



Slika 2.35. Ilustracija dobivanja Fermi-Diracove funkcije gustoće energija množenjem gustoće dopuštenih energetske stanja i Fermi-Diracove funkcije vjerojatnosti

Slika 2.36. Fermi-Diracova funkcija gustoće energija i interpretacija značenja površine ispod krivulje



$$\int_{E_1}^{E_2} \frac{dn(E)}{dE} dE = \int_{E_1}^{E_2} dn(E) = n(E_2, E_1) \quad (2.95)$$

i koncentracija je slobodnih elektrona u metalu s energijama između E_1 i E_2 . Na temperaturi apsolutne nule je prema relaciji (2.94):

$$\begin{aligned} \frac{dn(E)}{dE} &= 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \sqrt{E}, \quad E \leq E_F \\ \frac{dn(E)}{dE} &= 0, \quad E \geq E_F. \end{aligned} \quad (2.96)$$

Koncentracija slobodnih elektrona na $T = 0$ K dobiva se integriranjem (2.96):

$$n = \int_0^{E_F} 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \sqrt{E} dE = \frac{16\sqrt{2} \pi}{3} \cdot \frac{(m_0 E_F)^{3/2}}{h^3}. \quad (2.97)$$

Odatle proizlazi izraz za Fermijevu energiju:

$$E_F = \frac{h^2}{8m_0} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = E_{F0} \quad (2.98)$$

ili numerički:

$$E_{F0} = 3,64 \cdot 10^{-15} n^{2/3}, \quad \text{eV} \quad (2.99)$$

pri čemu se koncentracija slobodnih elektrona izražava u cm^{-3} . Oznaka E_{F0} ovdje upućuje na činjenicu da je Fermijeva energija određena na temperaturi 0 K. Fermijeva energija u metalu raste s porastom broja slobodnih elektrona jer veći broj elektrona podrazumijeva i

veći broj dopuštenih stanja. U metalima E_{F0} obično iznosi između 4 i 9 eV. Ovdje je Fermijeva energija određena iz funkcije gustoće energija na temperaturi apsolutne nule. Da se ispita mogući utjecaj temperature na iznos Fermijeve energije, treba izračunati koncentraciju slobodnih elektrona na proizvoljnoj temperaturi višoj od apsolutne nule. U tom slučaju prema slici 2.36. i relacijama (2.94) i (2.95) koncentracija slobodnih elektrona na proizvoljnoj temperaturi iznosi:

$$n = 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} dE. \quad (2.100)$$

Zbog oblika podintegralne funkcije nije moguće egzaktno riješiti gornji integral. Dovoljno točno rješenje dobiva se s razvojem podintegralne funkcije u red potencija. Za Fermijevu energiju u tom se slučaju dobiva približan izraz:

$$E_F = E_{F0} \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \cdot \frac{(kT)^2}{E_{F0}^2} \right], \quad (2.101)$$

gdje je E_F Fermijeva energija na temperaturi $T > 0$ K, a E_{F0} Fermijeva energija na $T = 0$ K određena relacijom (2.99). Prema relaciji (2.101) Fermijeva energija opada s porastom temperature. Međutim, lako se pokazuje da je taj pad posve beznačajan. Ako je u pitanju volfram na $T = 1000$ K, tada je $E_{F0} = 8,95$ eV, pa relacija (2.101) daje $E_F = E_{F0}(1 - 7,62 \cdot 10^{-5}) \approx E_{F0}$. Može se zaključiti da Fermijeva energija u metalu praktički ne ovisi o temperaturi i da pri svim računanjima treba raditi s iznosom te energije na apsolutnoj nuli temperature.

Jedna od važnih primjena funkcija gustoće energija je u određivanju srednjih vrijednosti energija odgovarajućih čestica. Srednju vrijednost energije slobodnih elektrona u metalu na termodinamičkoj nuli određujemo na sljedeći način. Pretpostavimo da energiju E posjeduje $dn(E)$ slobodnih elektrona. Njihova ukupna energija je prema tome $E dn(E)$. Ukupna energija svih slobodnih elektrona na termodinamičkoj nuli određena je integralom:

$$\int_0^{E_F} E dn(E) = \int_0^{E_F} E \frac{dn(E)}{dE} dE, \quad (2.102)$$

jer su moguće samo energije između 0 i E_F . Dijeljenjem gornjeg integrala ukupnim brojem elektrona dobiva se srednja vrijednost energije $\bar{E}_0$ na termodinamičkoj nuli⁶:

$$\bar{E}_0 = \frac{1}{n} \int_0^{E_F} E \frac{dn(E)}{dE} dE. \quad (2.103)$$

Uvrštenjem (2.96) i (2.97) u (2.103) dobiva se:

$$\bar{E}_0 = \frac{3}{5} E_{F0} \approx \frac{3}{5} E_F, \quad (2.104)$$

⁶ Oznaka E_0 s indeksom nula odnosi se na $T = 0$ K i nije u vezi s potencijalnom energijom E_0 u relaciji (2.81).

pri čemu smo u skladu s prije rečenim zanemarili utjecaj temperature na Fermijevu energiju. Na temperaturama iznad 0 K srednja vrijednost energije E određena je relacijom:

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} E \frac{dn(E)}{dE} dE. \quad (2.105)$$

Uvrštenjem (2.94) u (2.105) dobiva se:

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} dE. \quad (2.106)$$

S razvojem podintegralne funkcije u red potencija i integriranjem reda proizlazi:

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_{F0} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_{F0}} \right)^2 \right]. \quad (2.107)$$

U volframu na $T = 1000$ K, uz $E_{F0} = 8,95$ eV gornja relacija daje iznos:

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_{F0} [1 + 3,81 \cdot 10^{-4}] = \bar{E}_0 (1 + 3,81 \cdot 10^{-4}) \cong \bar{E}_0. \quad (2.108)$$

Vidljivo je da srednja vrijednost energije slobodnih elektrona u metalu, poput Fermijeve energije, praktički ne ovisi o temperaturi. To je posljedica činjenice da Fermi-Diracova funkcija gustoće energija, osim u vrlo uskom pojasu oko Fermijeve energije, praktički ne ovisi o temperaturi. Deriviranjem $\bar{E}$ po T dobiva se izraz za brzinu promjene srednje vrijednosti energije slobodnih elektrona u metalu s temperaturom:

$$\frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{k^2 T}{E_{F0}}. \quad (2.109)$$

Kod volframa na $T = 1000$ K dobiva se brzina promjene $\bar{E}$ sa T iznosa $4,1 \cdot 10^{-6}$ eV/K, što znači da se pri porastu temperature za jedan K $\bar{E}$ poveća za samo $4,1 \cdot 10^{-6}$ eV, što je zanemarivo malo.

2.11. Maxwell-Boltzmannova statistika

Maxwell-Boltzmannova statistika pretpostavlja da se čestice vladaju po zakonima klasične, a ne kvantne fizike, što znači da na termodinamičkoj nuli nema gibanja čestica, da ne vrijedi Paulijev princip isključenja i da broj čestica s odgovarajućom energijom nije ograničen. Te pretpostavke vode na **Maxwell-Boltzmannovu klasičnu funkciju vjerojatnosti** oblika:

$$f(E) = f_{MB}(E) = \exp \frac{-E}{kT}, \quad (2.110)$$

prikazanu na slici 2.37. Na termodinamičkoj nuli je za svaki $E > 0$ funkcija vjerojatnosti $f_{MB}(E) = 0$ jer nema gibanja čestica. Kada je $T > 0$ K funkcija vjerojatnosti je veća na višoj temperaturi jer se s porastom temperature povećava energija čestice, a time i vjerojatnost da čestica posjeduje odgovarajuću energiju.

Maxwell-Boltzmannova funkcija vjerojatnosti može se smatrati graničnim slučajem Fermi-Diracove funkcije vjerojatnosti ako se pretpostavi da je u relaciji (2.82) ispunjen uvjet $E - E_F \geq 3 kT$. Tada je eksponencijalni član u nazivniku desne strane izraza za $f_{FD}(E)$ mnogo veći od 1, pa taj izraz prelazi u:

$$f_{FD}(E) \approx \exp \frac{-(E - E_F)}{kT} = f_{MB}(E), \quad (2.111)$$

što je po karakteru zapravo Maxwell-Boltzmannova funkcija vjerojatnosti. To se može vidjeti i ako se odredi omjer vjerojatnosti da je popunjen nivo E_2 i vjerojatnosti da je popunjen nivo E_1 :

$$\frac{f_{FD}(E_2)}{f_{FD}(E_1)} = \exp \frac{-(E_2 - E_1)}{kT}. \quad (2.112)$$

Isti omjer dobiva se i iz relacije (2.110), pa su Maxwell-Boltzmannova funkcija vjerojatnosti i Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti identične kada je u Fermi-Diracovoj funkciji $E - E_F \geq 3 kT$. Razlika u brojniku argumenta izraza (2.110) i (2.111) samo je formalna, jer se u izrazu (2.110) energija čestica računa počevši od $E = 0$, dok se u izrazu (2.111) računa počevši od $E = E_F$.

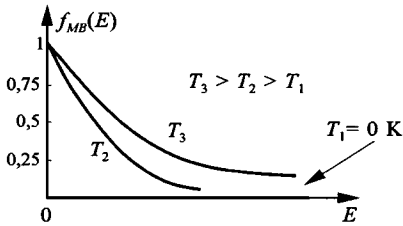
Zanimljivo je podrobnije istražiti uvjete u kojima Fermi-Diracova statistika prelazi u Maxwell-Boltzmannovu kao u granični slučaj. U tu svrhu relaciju (2.94) napisat ćemo u obliku:

$$\frac{dn(E)}{dE} = 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E}}{1 + \frac{1}{a} \exp \frac{E}{kT}}, \quad (2.113)$$

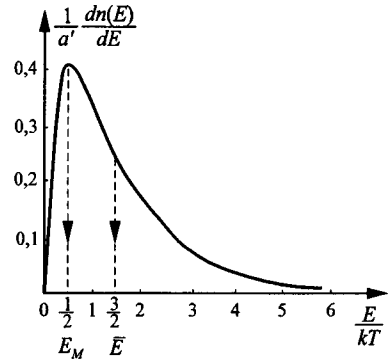
gdje je:

$$a = \exp \frac{E_F}{kT}. \quad (2.114)$$

Pretpostavit ćemo da je $a \ll 1$, pa možemo zanemariti jedinicu u nazivniku izraza na desnoj strani znaka jednakosti. Tada Fermi-Diracova funkcija gustoće energija prelazi u **Maxwell-Boltzmannovu funkciju gustoće energija** oblika:



Slika 2.37. Maxwell-Boltzmannova klasična funkcija vjerojatnosti



Slika 2.38. Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija

$$\frac{dn(E)}{dE} = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} a \sqrt{E} \exp \frac{-E}{kT} . \quad (2.115)$$

Relacija (2.115) može se pisati u obliku:

$$\frac{1}{a'} \cdot \frac{dn(E)}{dE} = \sqrt{\frac{E}{kT}} \exp \frac{-E}{kT} , \quad (2.116)$$

gdje je:

$$\frac{1}{a'} = \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{h^3}{\sqrt{2m_0 kT}} \cdot \frac{1}{m_0} \cdot \frac{1}{a} . \quad (2.117)$$

Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija u obliku (2.117) prikazana je na slici 2.38. za područje energija od $E = 0$ do teorijskih $E = \infty$. Najvjerojatnija energija određena je maksimumom funkcije koji se dobiva deriviranjem relacije (2.116) po energiji i izjednačavanjem derivacije s nulom. Rezultat je:

$$E_M = \frac{kT}{2} . \quad (2.118)$$

Na termodinamičkoj nuli je $E_M = 0$ jer čestice miruju. Na sobnoj temperaturi je $E_M = 0,013$ eV. Srednja vrijednost energije je:

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int_0^\infty E \frac{dn(E)}{dE} dE = \frac{\int_0^\infty E \frac{dn(E)}{dE} dE}{\int_0^\infty \frac{dn(E)}{dE} dE} . \quad (2.119)$$

Pomoću (2.116) dobiva se:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E^{3/2} \exp \frac{-E}{kT} dE}{\int_0^{\infty} E^{1/2} \exp \frac{-E}{kT} dE}. \quad (2.120)$$

Uvođenjem supstitucije:

$$\frac{E}{kT} = x^2 \quad (2.121)$$

dobiva se:

$$\bar{E} = kT \frac{\int_0^{\infty} x^4 \exp(-x^2) dx}{\int_0^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx}. \quad (2.122)$$

Prema Prilogu III. je:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx &= \frac{\sqrt{\pi}}{4} \\ \int_0^{\infty} x^4 \exp(-x^2) dx &= \frac{3}{8} \sqrt{\pi} \end{aligned} \quad (2.123)$$

što uvršteno u (2.122) daje srednju vrijednost energije čestica koje se vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj statistici:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT. \quad (2.124)$$

Brzina promjene srednje vrijednosti energije s temperaturom je:

$$\frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{3}{2} k = 1,293 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}}. \quad (2.125)$$

Ta je vrijednost mnogo veća od analogne vrijednosti u slučaju Fermi-Diracove statistike,

što je znak da u čestičnim sustavima koji se vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj statistici energija čestica mnogo više ovisi o temperaturi.

Polazeći od relacije (2.115) i slike 2.38., može se odrediti koncentracija čestica koje se vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj statistici integriranjem funkcije gustoće energija preko svih mogućih energija:

$$n = \int_0^{\infty} \frac{dn(E)}{dE} dE = 8\sqrt{2} \pi \frac{m_0^{3/2}}{h^3} a \int_0^{\infty} \sqrt{E} \exp \frac{-E}{kT} dE. \quad (2.126)$$

Primjenom supstitucije (2.121) i integrala (2.123) dobiva se nakon kraćeg računanja:

$$n = 2 \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} a, \quad (2.127)$$

odakle proizlazi iznos veličine a :

$$a = \frac{h^3}{2(2\pi m_0 kT)^{3/2}} n. \quad (2.128)$$

Uvrštenjem a u (2.115) dobiva se:

$$\frac{dn(E)}{dE} = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{E}}{(kT)^{3/2}} \exp \frac{-E}{kT}. \quad (2.129)$$

Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija određena relacijom (2.129) vrijedit će samo ako je ispunjen uvjet $a \ll 1$. Prema relaciji (2.128) taj će uvjet biti to bolje ispunjen što je manja koncentracija čestica n , što je viša temperatura T . Relaciju (2.128) u slučaju $a \ll 1$ možemo pisati u obliku:

$$T \gg \frac{h^2}{2\pi m_0 k} \left(\frac{n}{2} \right)^{2/3}. \quad (2.130)$$

Kada se radi o slobodnim elektronima, dobiva se numerička relacija za temperature kod kojih vrijedi Maxwell-Boltzmannova klasična statistika u obliku:

$$T \gg 3,5 \cdot 10^{-11} n^{2/3}, \quad \text{K} \quad (2.131)$$

pri čemu se koncentracija slobodnih elektrona izražava u cm^{-3} . Relacija (2.131) pokazuje u kojim je slučajevima realno očekivati da se slobodni elektroni vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj statistici. Kao prvi primjer može poslužiti metal, npr. volfram, u kojem je $n = 1,23 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Uvrštenjem te koncentracije u izraz (2.131) dobivaju se iznosi temperature $T \gg 86500 \text{ K}$, na kojima bi vrijedila Maxwell-Boltzmannova statistika. Očito su to temperature znatno iznad temperature taljenja volframa, pa se slobodni elektroni u tom slučaju ne mogu vladati po Maxwell-Boltzmannovoj statistici. Vrijedi u potpunosti Fermi-

-Diracova statistika. Slična situacija je i u ostalih metala. U tipičnom intrinzičnom poluvodiču, kao što je silicij, na sobnoj temperaturi $T = 300$ K, intrinzična koncentracija iznosi $n = n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ako se zanemari razlika efektivne mase slobodnog elektrona u vodljivom pojasu silicija i mase slobodnog elektrona u slobodnom prostoru prema relaciji (2.131), dobiva se $T \gg 2 \cdot 10^{-4}$ K kao uvjet da vrijedi Maxwell-Boltzmannova statistika. Očito je da ona u intrinzičnom siliciju uvijek vrijedi. Isto vrijedi i za ostale poluvodiče. Dodavanjem donora intrinzičnom siliciju povećava se n pa i temperatura određena relacijom (2.131) raste. Međutim, u nedegeneriranim poluvodičima, što odgovara niskim i umjerenim koncentracijama donora, na temperaturama oko sobne redovito će vrijediti Maxwell-Boltzmanova statistika. Ona će automatski vrijediti i za manjinske nosioce jer njih je uvijek manje od većinskih.

2.11.1. Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija slobodnih elektrona i šupljina

Relacija (2.129) je opći oblik Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija za čestice koje ispunjavaju uvjet (2.130). Po toj funkciji vladaju se i slobodni nosioci u nedegeneriranim poluvodičima. Za potrebe daljih računanja primijenit će se oblik Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija koji se za slobodne elektrone u vodljivom pojasu dobiva izravno iz Fermi-Diracove funkcije gustoće energija (2.93) uz $E - E_F \geq 3kT$, čime Fermi-Diracova statistika prelazi u Maxwell-Boltzmannovu. Ako se referiramo na koordinatni sustav na slici 2.39. u kojem je minimalna energija slobodnog elektrona E_G , tada Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija za slobodne elektrone u vodljivom pojasu nedegeneriranog poluvodiča glasi:

$$\frac{dn(E)}{dE} = 8\sqrt{2\pi} \frac{m_n^{*3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_G} \exp \frac{-(E - E_F)}{kT}, \quad (2.132)$$

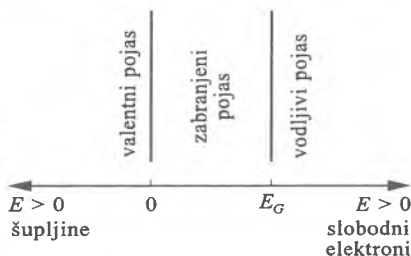
pri čemu su značenja svih veličina poznata otprije. Umjesto mase m_0 uvrštena je efektivna masa m_n^* slobodnog elektrona u vodljivome pojasu.

Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija za šupljine u valentnom pojasu dobiva se ako se pođe od činjenice da je gustoća mogućih stanja za šupljine u valentnom pojasu također određena zakonom drugog korijena:

$$S_p(E) = 8\sqrt{2\pi} \frac{m_p^{*3/2}}{h^3} \sqrt{E} \quad (2.133)$$

u sustavu na slici 2.39., pri čemu je m_p^* efektivna masa šupljine u valentnom pojasu. Vjerojatnost da nivo energije E nije zaposjednut slobodnim elektronom jednaka je vjerojatnosti da je on zaposjednut šuplinom. Ako je vjerojatnost da u nivou energije E nema elektrona jednaka po Fermi-Diracovoj funkciji vjerojatnosti $f_{FD}(E) = 1 - f_{FD}(E)$, tada je $f_{FD}(E)$ istodobno jednaka vjerojatnosti da u nivou energije E postoji šupljina. Dakle je:

Slika 2.39. Definiranje koordinatnog sustava za Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija za slobodne elektrone i šupljine



$$\frac{dp(E)}{dE} = S_p(E) \bar{f}_{FD}(E), \quad (2.134)$$

pri čemu uz $E - E_F \geq 3kT$ Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti prelazi u Maxwell-Boltzmannovu. Uz u obzir uzet koordinatni sustav na slici 2.39., pri čemu je energija E u valentnom pojasu za šupljine pozitivna, dobiva se pomoću (2.89), (2.133), (2.134) i uvjeta $E - E_F \geq 3kT$ sljedeći oblik Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energija za šupljine:

$$\frac{dp(E)}{dE} = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_p^{*3/2}}{h^3} \sqrt{E} \exp \frac{-(E - E_F)}{kT}. \quad (2.135)$$

Funkcije gustoće energija za slobodne elektrone i šupljine posve su identičnog oblika. Jedina je razlika u iznosu efektivnih masa odgovarajućih nosilaca. U funkcijama gustoće prisutna je i Fermijeva energija koju ćemo odrediti primjenom funkcija gustoće na zakon električne neutralnosti poluvodiča.

2.12. Određivanje Fermijeve energije u nedegeneriranom poluvodiču

Slobodni elektroni u nedegeneriranom poluvodiču vladaju se po funkciji gustoće energija određenoj relacijom (2.132). Integriranjem $dn(E)$ preko svih energija od E_G do ∞ dobiva se koncentracija elektrona n u vodljivom pojasu :

$$n = \int_{E_G}^{\infty} dn(E) = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_n^{*3/2}}{h^3} \int_{E_G}^{\infty} \sqrt{E - E_G} \exp \frac{-(E - E_F)}{kT} dE. \quad (2.136)$$

Supstitucijom:

$$E - E_G = x^2 \quad (2.137)$$

dobiva se oblik integrala:

$$n = 16\sqrt{2}\pi \frac{m_n^{*3/2}}{h^3} \exp \frac{(E_F - E_G)}{kT} \int_0^{\infty} x^2 \exp \frac{-x^2}{kT} dx. \quad (2.138)$$

Prema Prilogu III. je:

$$\int_0^{\infty} x^2 \exp \frac{-x^2}{kT} dx = \frac{(kT)^{3/2}}{4} \sqrt{\pi}. \quad (2.139)$$

Uvrštenjem (2.139) u (2.138) dobiva se:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{E_F - E_G}{kT} \quad (2.140)$$

ili

$$n = N_c \exp \frac{E_F - E_G}{kT}, \quad (2.141)$$

gdje je N_c efektivna gustoća dopuštenih stanja u vodljivom pojasu određena relacijom:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (2.142)$$

Identičnim postupkom, integriranjem $dp(E)$ u granicama od 0 do ∞ , dobiva se:

$$p = N_v \exp \frac{-E_F}{kT}, \quad (2.143)$$

gdje je N_v efektivna gustoća dopuštenih stanja u valentnom pojasu određena relacijom:

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (2.144)$$

Relacije (2.142) i (2.144) pokazuju da se efektivne gustoće dopuštenih stanja u vodljivom i valentnom pojasu razlikuju jedino zbog razlika u efektivnim masama slobodnog elektrona i šupljine. No kod realnih poluvodiča, posebno kod silicija, ta se razlika pri upotrebi relacija (2.142) i (2.144) najčešće može zanemariti, kao što će se pokazati kasnije.

Množenjem relacija (2.141) i (2.143) dobiva se:

$$np = N_c N_v \exp \frac{-E_G}{kT}. \quad (2.145)$$

Usporedbom te relacije s relacijama (2.42) i (2.44) može se zaključiti da je desna strana izraza (2.145) kvadrat intrinzične koncentracije n_i^2 , čime je teorijski dokazana valjanost zakona

termodinamičke ravnoteže i izraza za kvadrat intrinzične koncentracije. Dok prema relacijama (2.141) i (2.143) koncentracije slobodnih elektrona n u vodljivom pojasu i šupljina p u valentnom pojasu ovise o položaju Fermijeva nivoa, umnožak koncentracija slobodnih elektrona i šupljina ovisi jedino o temperaturi i širini zabranjenog pojasa.

2.12.1. Položaj Fermijeva nivoa u intrinzičnom poluvodiču

U intrinzičnom poluvodiču koncentracije slobodnih elektrona i šupljina međusobno su jednake, pa je $n = p$ odnosno:

$$N_c \exp \frac{E_F - E_G}{kT} = N_v \exp \frac{-E_F}{kT} . \quad (2.146)$$

Rješenjem po E_F dobiva se:

$$E_F = \frac{1}{2} E_G + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*} = E_{Fi} , \quad (2.147)$$

pri čemu indeks i označava da je to Fermijeva energija intrinzičnog poluvodiča. Ako se u općem slučaju pretpostavi da se omjer efektivnih masa slobodnih elektrona i šupljina nalazi u širokim granicama između 10 i 0,1 tada na sobnoj temperaturi drugi član u relaciji (2.147) redovito ima apsolutni iznos osjetno manji od $0,5 E_G$, pa je:

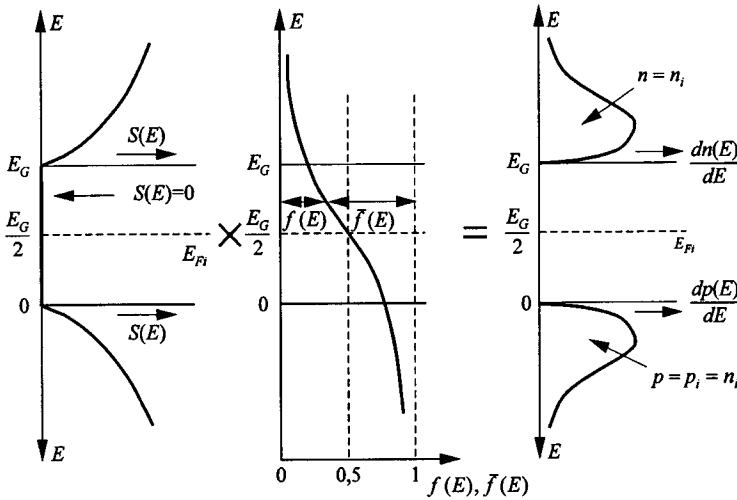
$$E_{Fi} \approx \frac{1}{2} E_G . \quad (2.148)$$

U intrinzičnom poluvodiču je dakle Fermijev nivo smješten na sredini zabranjenog pojasa, jednako udaljen od vodljivog i valentnog pojasa. S obzirom na neznatan utjecaj razlike efektivnih masa slobodnih elektrona i šupljina na položaj Fermijeva nivoa, pri računanju N_c i N_v možemo tu razliku zanemariti i pisati:

$$N_c \approx N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_0 kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.149)$$

uz zamjenu efektivnih masa masom slobodnog elektrona m_0 .

Grafički postupak za određivanje položaja Fermijeva nivoa u intrinzičnom poluvodiču ilustriran je slikom 2.40. Uz pretpostavku da su efektivne mase slobodnog elektrona i šupljine jednake, bit će jednake i gustoće dopuštenih energetske stanja za slobodne elektrone u vodljivom pojasu i šupljine u valentnom pojasu $S(E)$. Množenjem $S(E)$ i $f(E)$ za vrijednosti energija u vodljivom pojasu dobiva se funkcija gustoće energija $dn(E)/dE$ za slobodne elektrone u vodljivom pojasu, dok se množenjem $S(E)$ i $f(E) = 1 - f(E)$ dobiva funkcija gustoće energija $dp(E)/dE$ za šupljine u valentnom pojasu. Pošto je u intrinzičnom poluvodiču $n = p = n_i$, površine između funkcija gustoće energija i energetske osi za slobodne elektrone i šupljine moraju biti jednake, a to će biti samo ako su pripadne funkcije gustoće energija međusobno jednake. To znači da $f(E)$ mora biti neparna funkcija s obzirom na sredinu



Slika 2.40. Grafički postupak koji ilustrira položaj Fermijeva nivoa u intrinzičnom poluvodiču

zabranjenog pojasa, što opet prema relaciji (2.97) znači da Fermijev nivo mora ležati u sredini zabranjenog pojasa. Kada bi Fermijev nivo ležao iznad sredine zabranjenog pojasa automatski bi površina ispod funkcije gustoće energija za slobodne elektrone bila veća od površine za šupljine, pa bi koncentracija slobodnih elektrona n bila veća od koncentracije šupljina p i imali bismo n -tip poluvodiča. Suprotno tome, položaj Fermijeva nivoa ispod sredine zabranjenog pojasa vodio bi na koncentraciju šupljina veću od koncentracije elektrona, pa bismo imali p -tip poluvodiča.

2.12.2. Položaj Fermijeva nivoa u poluvodiču n -tipa

Uz pretpostavku da je poluvodič n -tipa dopiran koncentracijom donora N_D , da je nedege-neriran i da se nalazi u ekstrinzičnom temperaturnom području ravnotežna koncentracija slobodnih elektrona bit će jednaka koncentraciji donora:

$$n = N_D. \quad (2.150)$$

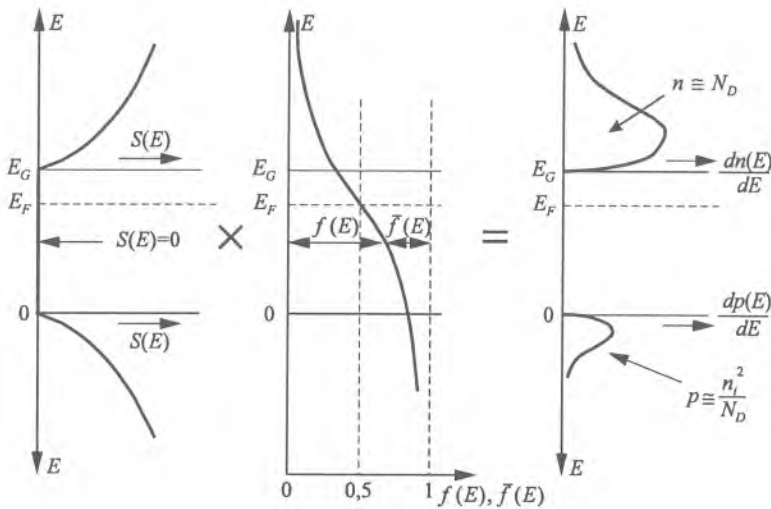
Iz relacija (2.141) i (2.150) proizlazi:

$$N_c \exp \frac{E_F - E_G}{kT} = N_D, \quad (2.151)$$

odnosno:

$$E_F = E_G - kT \ln \frac{N_c}{N_D}. \quad (2.152)$$

Ako se E_G prikaže u obliku:



Slika 2.41. Grafički postupak koji ilustrira položaj Fermijeva nivoa u n-tipu poluvodiča

$$E_G = \frac{1}{2} E_G + \frac{1}{2} E_G = E_{Fi} + \frac{1}{2} E_G, \quad (2.153)$$

Fermijeva energija je:

$$E_F = E_{Fi} + \left(\frac{E_G}{2} - kT \ln \frac{N_c}{N_D} \right) > E_{Fi}. \quad (2.154)$$

Ako se zanemare razlike efektivnih masa elektrona u vodljivom pojasu i šupljina u valentnom pojasu s obzirom na masu slobodnog elektrona m_0 , relacija (2.149) u numeričkom obliku glasi:

$$N_c = N_v = 4,83 \cdot 10^{15} T^{3/2}, \quad \text{cm}^{-3}. \quad (2.155)$$

Na $T = 300 \text{ K}$ dobiva se $N_c = N_v = 2,51 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ako je u siliciju $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, tada je $E_F = E_{Fi} + 0,3 \text{ eV}$, pa Fermijev nivo leži $0,3 \text{ eV}$ iznad sredine zabranjenog pojasa. Ako se u istim uvjetima N_D poveća na 10^{17} cm^{-3} , dobiva se $E_F = E_{Fi} + 0,42 \text{ eV}$. S porastom koncentracije donora pri konstantnoj temperaturi pomiče se Fermijev nivo od sredine zabranjenog pojasa prema njegovu vrhu, odnosno prema vodljivom pojasu. U oba slučaja je Fermijev nivo udaljen od dna vodljivog pojasa za više od $3 kT$, pa vrijedi Maxwell-Boltzmannova statistika.

Ako se u prvom slučaju ($N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) temperatura poveća s iznosa 300 K na $T = 400 \text{ K}$ tada je $kT = 0,0344 \text{ eV}$ i $N_c = 3,86 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Prema relaciji (2.51) je širina zabranjenog pojasa $E_G = 1,097$, dok je Fermijeva energija $E_F = E_{Fi} + 0,185 \text{ eV}$. S porastom

temperature je Fermijev nivo došao bliže sredini zabranjenog pojasa, pa je poluvodič bliži intrinzičnom stanju, što je u skladu sa slikom 2.30.

U poluvodiču n -tipa Fermijev nivo leži dakle iznad sredine zabranjenog pojasa. S porastom koncentracije donora on se sve više udaljava od sredine zabranjenog pojasa, pa poluvodič postaje sve ekstrinzičniji. S porastom temperature Fermijev nivo se približava sredini zabranjenog pojasa, pa poluvodič n -tipa teži intrinzičnom stanju.

Ilustracija dobivanja položaja Fermijeva nivoa u n -tipu poluvodiča, kao i Maxwell-Boltzmannovih funkcija gustoće energija za slobodne elektrone i šupljine, prikazana je na slici 2.41. Vidljivo je da zbog $n > p$ Fermijev nivo mora ležati iznad sredine zabranjenog pojasa.

2.12.3. Položaj Fermijeva nivoa u poluvodiču p -tipa

Uz iste pretpostavke kao kod poluvodiča n -tipa, uz koncentraciju akceptora N_A , ravnotežna koncentracija šupljina u ekstrinzičnom temperaturnom području jednaka je koncentraciji akceptora:

$$p = N_A. \quad (2.156)$$

Iz relacija (2.143) i (2.156) proizlazi:

$$N_v \exp \frac{-E_F}{kT} = N_A, \quad (2.157)$$

odnosno:

$$E_F = kT \ln \frac{N_v}{N_A} \quad (2.158)$$

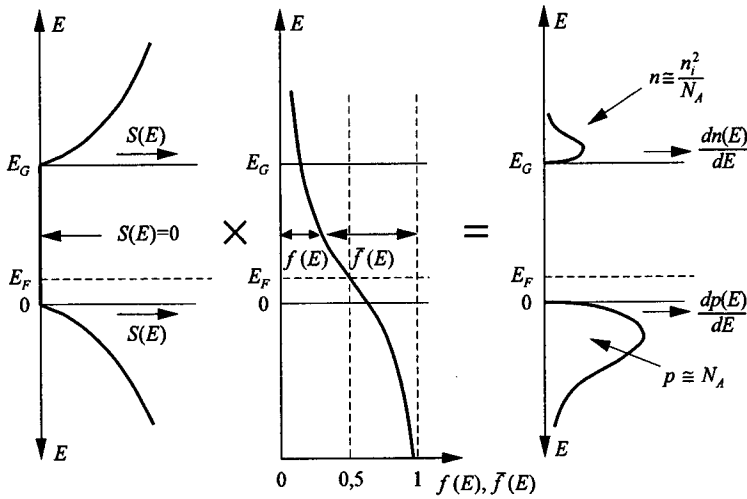
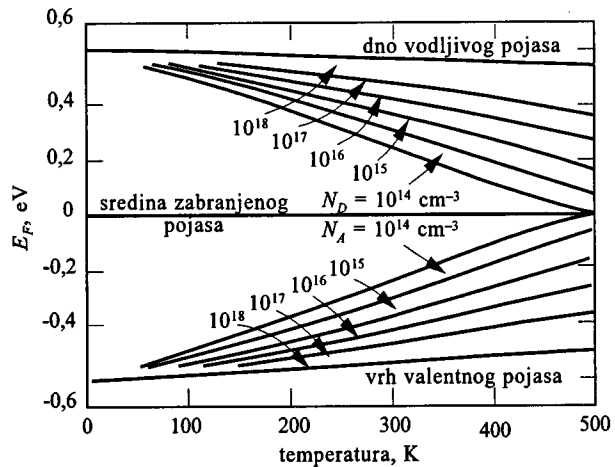
ili:

$$E_F = E_{Fi} - \left(\frac{E_G}{2} - kT \ln \frac{N_v}{N_A} \right). \quad (2.159)$$

Kod uobičajenih iznosa N_A član u zagradi manji je od $E_G/2$ pa se Fermijev nivo u poluvodiču p -tipa nalazi ispod sredine zabranjenog pojasa. S porastom koncentracije akceptora član u zagradi se povećava pa Fermijev nivo teži prema dnu zabranjenog pojasa. Porast temperature ima suprotno djelovanje. S njezinim porastom član u zagradi se smanjuje i Fermijev nivo teži prema sredini zabranjenog pojasa približavajući poluvodič p -tipa području intrinzičnih temperatura.

Ilustracija određivanja položaja Fermijeva nivoa u p -tipu poluvodiča, te Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće energije za slobodne elektrone i šupljine, prikazana je na slici 2.42. Vidljivo je da zbog $p > n$ Fermijev nivo mora ležati ispod sredine zabranjenog pojasa.

Ovisnost položaja Fermijeva nivoa o temperaturi za silicij tipa n i p , temeljena na relacijama (2.154) i (2.159), prikazana je grafički na slici 2.43. Pri crtanju slike uzeta je u obzir i ovisnost širine zabranjenog pojasa o temperaturi.


 Slika 2.42. Grafički postupak koji ilustrira položaj Fermijeva nivoa u *p*-tipu poluvodiča


Slika 2.43. Ovisnost položaja Fermijeva nivoa o temperaturi u siliciju uz koncentracije primjesa kao parametar

2.12.4. Alternativni oblici relacija za koncentracije slobodnih elektrona i šupljina

Koncentracije slobodnih elektrona i šupljina mogu se izraziti izravno preko odstupanja Fermijeva nivoa od sredine zabranjenog pojasa, odnosno Fermijeva nivoa intrinzičnog poluvodiča. Relacija (2.141) pisana za intrinzični slučaj glasi:

$$n_i = N_c \exp \frac{E_{Fi} - E_G}{kT}. \quad (2.160)$$

Dijeljenjem relacije (2.141) relacijom (2.160) dobiva se:

$$n = n_i \exp \frac{E_F - E_{Fi}}{kT} \quad (2.161)$$

Iz zakona termodinamičke ravnoteže i relacije (2.161) dobiva se koncentracija šupljina u obliku:

$$p = n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_F}{kT} \quad (2.162)$$

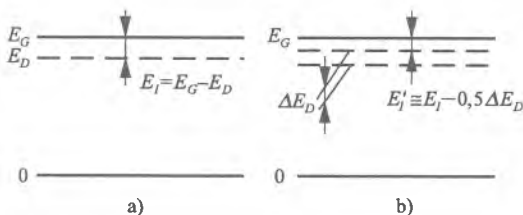
Relacije (2.161) i (2.162) pokazuju da se s porastom razlike Fermijeve energije ekstrinzičnog poluvodiča E_F i intrinzičnog poluvodiča E_{Fi} povećava razlika između koncentracije većinskih nosilaca i intrinzične koncentracije, a time i razlika između koncentracije manjinskih nosilaca i intrinzične koncentracije. Relacije (2.161) i (2.162) vrijede ako su ispunjeni uvjeti za valjanost Maxwell-Boltzmannove statistike, odnosno ako je $E_G - E_F \geq 3 kT$.

2.13. Osnovna svojstva degeneriranog silicija

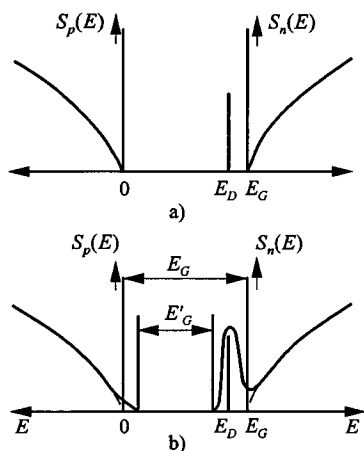
Donori i akseptori pri niskim i srednjim iznosima koncentracija unose u zabranjeni pojas diskretne energetske nivoe. Udaljenost među atomima primjesa toliko je velika da se njihovo međusobno djelovanje može zanemariti. Kod koncentracija primjesa iznad približno 10^{17} cm^{-3} ta je pretpostavka to manje točna što je koncentracija primjesa viša. S porastom koncentracije primjesa dolazi zbog sve jačeg djelovanja među atomima primjesa do cijepanja diskretnog donorskog, odnosno akceptorskog nivoa u odgovarajući pojas energija. Kvalitativni prikaz te pojave dan je na slici 2.44. za silicij n -tipa. Diskretni donorski nivo E_D cijepa se u pojas energija širine ΔE_D koja raste s porastom donorske koncentracije. To dovodi do smanjenja iznosa energije ionizacije donorskih atoma sa $E_I = E_G - E_D$ na E'_I . Uz pretpostavku da se donorski pojas cijepa simetrično oko E_D bit će:

$$E'_I = E_G - \left(E_D + \frac{1}{2} \Delta E_D \right) = E_I - \frac{1}{2} \Delta E_D. \quad (2.163)$$

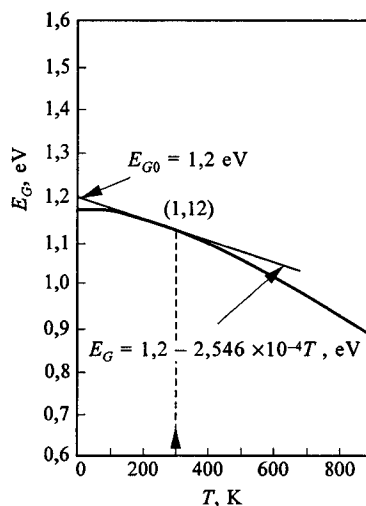
Eksperimentalna istraživanja pokazuju da pri koncentraciji donora približnog iznosa $1,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ iščezava energija ionizacije donora. U p -tipu energija ionizacije akceptora iščezava pri akceptorskoj koncentraciji približnog iznosa $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.



Slika 2.44. Ilustracija utjecaja visoke koncentracije donora na pretvorbu diskretnog donorskog nivoa E_D u donorski pojas širine ΔE_D i na smanjenje energije ionizacije: a) nede degenerirani slučaj, b) degenerirani slučaj. Zanimljiva je pojava suženja zabranjenog pojasa



Slika 2.45. Zabranjeni pojas u siliciju *n*-tipa: a) klasičan, nedegenerirani slučaj. Donorima pripada diskretan nivo energije E_D te gustoće dopuštenih stanja elektrona i šupljina $S_n(E)$ i $S_p(E)$ i širina zabranjenog pojasa E_G . b) degenerirani slučaj, donorima pripada pojas energija oko E_D , gustoće dopuštenih stanja dobivaju »repove«, širina zabranjenog pojasa je E'_G



Slika 2.46. Aproksimacija krivulje ovisnosti širine zabranjenog pojasa u siliciju o temperaturi u blizini sobne temperature ($T = 300$ K) tangentom na krivulju uz definiranje veličine E_{G0} .

Osim cijepanja donorskog i akceptorskog nivoa u pojase energija visoke koncentracije primjesa dovode i do suženja zabranjenog pojasa. Za to suženje postoji više razloga. Jedan je međusobno djelovanje velikog broja nosilaca elektriciteta i djelovanje koje postoji između nosilaca elektriciteta i ioniziranih atoma primjesa. Drugi je fluktuiranje elektrostatskog potencijala izazvano slučajnom raspodjelom vrlo brojnih primjesa. Tome pridonosi i gore opisana pojava cijepanja donorskog i akceptorskog nivoa u pojase energija. Kada dođe do iščezavanja energije ionizacije primjesa donorskog tipa, tada se dno vodljivog pojasa prividno spusti u zabranjeni pojas za ΔE_D . Vrlo velik broj nosilaca elektriciteta u tom slučaju zahtijeva dodatne energetske nivoe i u vodljivom i u valentnom pojasu, pa se oni »šire« u zabranjeni pojas, što se manifestira u pojavi »repova« u gustoćama dopuštenih stanja. Efekt je ilustriran na slici 2.45. za silicij *n*-tipa. Na slici 2.45.a prikazan je klasičan, nedegenerirani slučaj s diskretnim donorskim nivoom E_D i s gustoćama dopuštenih stanja preuzetih sa slike 2.41. Širina zabranjenog pojasa je E_G . Na slici 2.45.b prikazan je degenerirani slučaj s pojavom »repova« u gustoćama dopuštenih stanja popraćenom stapanjem donorskog pojasa s vodljivim pojaskom. Širina zabranjenog pojasa E'_G sada iznosi:

$$E'_G = E_G - \Delta E_G, \quad (2.164)$$

gdje je ΔE_G iznos suženja zabranjenog pojasa. Postoji velik broj eksperimentalnih i teorijskih radova koji se bave određivanjem ovisnosti širine zabranjenog pojasa o koncentraciji primjesa. Eksperimentalni i teorijski rezultati dosta se međusobno razlikuju od izvora do izvora, ovisno o odabranoj eksperimentalnoj metodi i uzorcima na kojima su

mjerjenja učinjena, te o teorijskom modelu degeneracije koji je postavljen. Ovdje se neće dublje ulaziti u tu specifičnu materiju, već će se samo citirati neki od poznatih izvora.

I. Slotboom - De Graaff [2.20]. Slotboom i De Graaff polaze u određivanju suženja zabranjenog pojasa od eksperimentalnih rezultata dobivenih mjerenjem na siliciju p -tipa u bazi bipolarnog $nnpn$ -tranzistora u intervalu koncentracije akceptora između $4 \cdot 10^{15}$ i $2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Na slici 2.46. prikazana je ovisnost širine zabranjenog pojasa u siliciju o temperaturi preuzeta sa slike 2.27. Ako se u okolini sobne temperature ($T = 300 \text{ K}$) krivulja na slici 2.46. aproksimira tangentom, tada za temperaturnu ovisnost širine zabranjenog pojasa primjenjujemo linearnu aproksimaciju određenu relacijom (2.61), koju ćemo ovdje pisati u obliku:

$$E_G = E_{G0} - aT, \quad (2.165)$$

gdje je $E_{G0} = 1,2 \text{ eV}$ ekstrapolirana vrijednost E_G na termodinamičkoj nuli za linearnu ekstrapolaciju. Iz slike 2.46. očito je da je E_{G0} veći od stvarne širine zabranjenog pojasa na termodinamičkoj nuli. Koeficijent a prema relaciji (2.61) iznosi $2,546 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$. Pri visokoj koncentraciji primjesa smanjuje se širina zabranjenog pojasa za ΔE_G , dok se ekstrapolirana veličina E_{G0} također smanjuje za iznos ΔE_{G0} , pa je novi degenerirani iznos veličine E_{G0} :

$$E'_{G0} = E_{G0} - \Delta E_{G0}. \quad (2.166)$$

Polazeći od eksperimentalnih rezultata, Slotboom i De Graaff dobili su za ΔE_{G0} izraz:

$$\Delta E_{G0} = E_1 \left[\ln \frac{N}{N_1} + \sqrt{\ln^2 \frac{N}{N_1} + \frac{1}{2}} \right], \quad (2.167)$$

gdje je:

$$E_1 = 9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

$$N_1 = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

N koncentracija primjesa, cm^{-3} .

Iako izveden na osnovi mjerenja u p -tipu silicija za područje akceptorskih koncentracija od $4 \cdot 10^{15}$ do $2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, izraz (2.167) primjenjuje se pretežno za računanje ΔE_{G0} u siliciju n -tipa za koncentracije donora do 10^{21} cm^{-3} . Ovdje treba uočiti različito značenje veličine E_{G0} u relacijama (2.51) ÷ (2.54) i tablici 2.1 u odnosu na veličinu E_{G0} u relaciji (2.165). U prvom slučaju E_{G0} ima točnu vrijednost $1,17 \text{ eV}$, a u drugom ekstrapoliranu vrijednost $1,2 \text{ eV}$.

II. Lanyon - Tuft [2.21]. Lanyon i Tuft izveli su teorijske izraze za suženje zabranjenog pojasa ΔE_G za umjereno visoke koncentracije primjesa do približno 10^{19} cm^{-3} i za vrlo visoke koncentracije primjesa iznad 10^{20} cm^{-3} . Pri koncentracijama primjesa do približno 10^{19} cm^{-3} suženje zabranjenog pojasa ΔE_G ovisi i o koncentraciji primjesa i o temperaturi u skladu s relacijom:

$$\Delta E_G = \frac{3q^3}{16\pi\epsilon} \sqrt{\frac{N}{\epsilon kT}}, \quad (2.168)$$

gdje je ϵ dielektrična konstanta silicija, a N koncentracija donora ili akceptora ovisno o tipu poluvodiča. Prema Lanyon-Tuftu u tom području suženje zabranjenog pojasa raste s drugim korijenom iz koncentracije primjesa i opada s drugim korijenom apsolutne temperature. To je u dobrom slaganju s eksperimentalnim opažanjima. Na sobnoj temperaturi ($T = 300$ K) relacija (2.168) prelazi u:

$$\Delta E_G(300 \text{ K}) = 22,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{N}{10^{18}}}, \text{ eV} \quad (2.169)$$

pri čemu se koncentracija primjesa izražava u cm^{-3} .

Pri koncentracijama primjesa iznad približno 10^{20} cm^{-3} , što odgovara vrlo jakoj degeneraciji, gubi se temperaturna ovisnost suženja zabranjenog pojasa. U tom je slučaju:

$$\Delta E_G = 0,62 \cdot \left(\frac{N}{10^{20}} \right)^{1/6}, \text{ eV}. \quad (2.170)$$

U tom području koncentracija rast veličine ΔE_G s porastom koncentracije primjesa osjetno je sporiji nego prema relaciji 2.168.

III. Del Alamo-Swirhun-Swanson [2.22], [2.23]. Del Alamo, Swirhun i Swanson daju za suženje zabranjenog pojasa u n -tipu silicija na sobnoj temperaturi relaciju:

$$\Delta E_G = E_0 \ln \frac{N_D}{N_{ref}}, \text{ eV}. \quad (2.171)$$

$$N_D > 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3},$$

gdje je:

$$E_0 = 18,7 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

$$N_{ref} = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Relacije koje su ovdje citirane daju relativno velike razlike u iznosima suženja zabranjenog pojasa za iste iznose koncentracija primjesa. To je posljedica različitih pretpostavki pri teorijskim analizama i različitih metoda eksperimentalnih određivanja ΔE_G . Kvalitativno međutim sve ovdje citirane relacije ispravno opisuju pojave suženja zabranjenog pojasa uz ispravan red veličine suženja toga pojasa.

2.13.1. Utjecaj degeneracije na intrinzičnu koncentraciju

Relacije za suženje zabranjenog pojasa mogu korisno poslužiti u određivanju utjecaja degeneracije na iznos intrinzične koncentracije. Ako se intrinzična koncentracija određuje na zadanoj temperaturi, treba izračunati pripadnu širinu zabranjenog pojasa i uvrstiti je u relaciju (2.46), pri čemu širinu zabranjenog pojasa nedegeneriranog silicija E_G treba zamijeniti širinom zabranjenog pojasa degeneriranog silicija E'_G prema relaciji (2.164). Dobiva se:

$$\begin{aligned} n_{i,\text{deg}}^2 &= CT^3 \exp \frac{-E'_G}{kT} = CT^3 \exp \frac{-(E_G - \Delta E_G)}{kT} = \\ &= CT^3 \exp \frac{-E_G}{kT} \exp \frac{\Delta E_G}{kT} = n_i^2 \exp \frac{\Delta E_G}{kT}, \end{aligned} \quad (2.172)$$

gdje je n_i intrinzična koncentracija u nedegeneriranom, a $n_{i,\text{deg}}$ u degeneriranom siliciju. Intrinzična koncentracija degeneriranog silicija veća je nego u nedegeneriranom siliciju. Porast je to veći što je zabranjeni pojas uži, odnosno koncentracija primjesa veća. Ako se za ΔE_G primjenjuje Del Alamo-Swirhun-Swansonov izraz, tada relacija (2.172) prelazi u:

$$n_{i,\text{deg}}^2 = n_i^2 \left(\frac{N_D}{N_{\text{ref}}} \right)^{\frac{E_0}{kT}}. \quad (2.173)$$

Na sobnoj temperaturi ($T = 300 \text{ K}$) uz $N_D = 7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gornji izraz daje $n_{i,\text{deg}} = 12 n_i$. U navedenom slučaju degeneracija izaziva porast intrinzične koncentracije za više od reda veličine.

Pri izvodu relacije (2.172) za intrinzičnu koncentraciju upotrebljava se izraz za n_i dobiven na temelju Maxwell-Boltzmannove statistike koja, strogo uzevši, u degeneriranom siliciju ne vrijedi. Međutim, pri određivanju položaja Fermijeva nivoa u degeneriranom siliciju pokazat ćemo da, osim na ekstremno visokim koncentracijama primjesa, to ne unosi znatniju pogrešku u proračun intrinzične koncentracije.

Ako se u proračunu intrinzične koncentracije upotrebljava linearna aproksimacija za E_G u obliku (2.165), tada izraz za intrinzičnu koncentraciju u nedegeneriranom slučaju dobiva oblik:

$$n_i^2 = CT^3 \exp \frac{-E_G}{kT} = C' \exp \frac{-E_{G0}}{kT}, \quad (2.174)$$

gdje je:

$$C' = C \exp \frac{a}{k}. \quad (2.174a)$$

U degeneriranom slučaju je $E'_{G0} = E_{G0} - \Delta E_{G0}$ prema relaciji (2.166), pa se za intrinzičnu koncentraciju dobiva:

$$n_{i,\text{deg}}^2 = C' \exp \frac{-E'_{G0}}{kT} = n_i^2 \exp \frac{\Delta E_{G0}}{kT}. \quad (2.175)$$

Relacija (2.175) omogućava određivanje intrinzične koncentracije u okolini sobne temperature, pri čemu za određivanje ΔE_{G0} treba iskoristiti Slotboom - De Graaffov izraz. Međutim, u većini praktičnih slučajeva, posebno kada su dostupni eksperimentalni rezultati za suženje zabranjenog pojasa na zadanoj temperaturi, najbolje je primijeniti opći oblik izraza za intrinzičnu koncentraciju prema relaciji (2.172).

Pri izvodu relacija za intrinzičnu koncentraciju degeneriranog silicija pretpostavljeno je da je to poluvodič kojem su dodani ili samo donori ili samo akseptori. Prilike su složenije kada u siliciju postoje obje vrste primjesa. Tada je ovisnost intrinzične koncentracije o suženju zabranjenog pojasa, odnosno o koncentracijama primjesa složenija od ovdje opisane. Međutim, analiza toga slučaja izvan okvira je ovog teksta.

2.13.2. Utjecaj degeneracije na položaj Fermijeva nivoa

Efekti degeneracije, osim što utječu na cijepanje donorskog i akceptorskog nivoa u pojase energija i na širinu zabranjenog pojasa, djeluju i na položaj Fermijeva nivoa koji u n -tipu može prijeći u vodljivi, a u p -tipu u valentni pojas. Točno određivanje položaja Fermijeva nivoa u tom slučaju nije jednostavno, no uz određene aproksimacije može se procijeniti njegov položaj dovoljno točno za praktičnu primjenu. Uzme li se u obzir iznos efektivne gustoće stanja u vodljivom pojasu na sobnoj temperaturi $N_c = 2,51 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ i relacija (2.152), tada će Fermijev nivo u siliciju n -tipa biti udaljen za $3 kT$ od dna vodljivog pojasa pri donorskoj koncentraciji određenoj uvjetom:

$$E_F = E_G - 3kT = E_G - kT \ln \frac{N_c}{N_D}, \quad (2.176)$$

odakle proizlazi iznos $N_D = 1,25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Kada je donorska koncentracija veća od gornjeg iznosa, Fermijev nivo leži za manje od $3 kT$ od dna vodljivog pojasa i Fermi-Diracova funkcija vjerojatnosti određena relacijom (2.82) ne može se više aproksimirati Maxwell-Boltzmannovom funkcijom vjerojatnosti oblika (2.111). U tom slučaju se slobodni elektroni u vodljivom pojasu ne vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj, već po Fermi-Diracovoj funkciji gustoće energije. Preslikavanjem Fermi-Diracove funkcije gustoće energija određene relacijom (2.94) u koordinatni sustav na slici 2.39. dobiva se za slobodne elektrone u vodljivom pojasu:

$$\frac{dn(E)}{dE} = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_n^{*3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E - E_G}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}. \quad (2.177)$$

Koncentracija slobodnih elektrona u vodljivom pojasu dobiva se integriranjem $dn(E)$ preko svih mogućih energija, a to su energije od E_G do neizmjereno:

$$n = 8\sqrt{2}\pi \frac{m_n^{*3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{E - E_G}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} dE. \quad (2.178)$$

Uvođenjem supstitucija:

$$Z = \frac{E - E_G}{kT} \quad (2.178a)$$

$$Z_F = \frac{E_F - E_G}{kT} \quad (2.178b)$$

dobiva se:

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c F_{1/2}(Z_F), \quad (2.179)$$

gdje je N_c efektivna gustoća stanja u vodljivom pojasu, a $F_{1/2}(Z_F)$ Fermijev integral reda jedne polovice:

$$F_{1/2}(Z_F) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{Z} dZ}{1 + \exp(Z - Z_F)}. \quad (2.180)$$

Fermijev integral reda jedne polovice nije analitički rješiv u općem slučaju. Obično se rješava numerički i prikazuje u grafičkom obliku (slika 2.47) ili se primjenjuju aproksimativni izrazi za pojedine intervale vrijednosti parametra Z_F . Razmotrit ćemo dva granična slučaja.

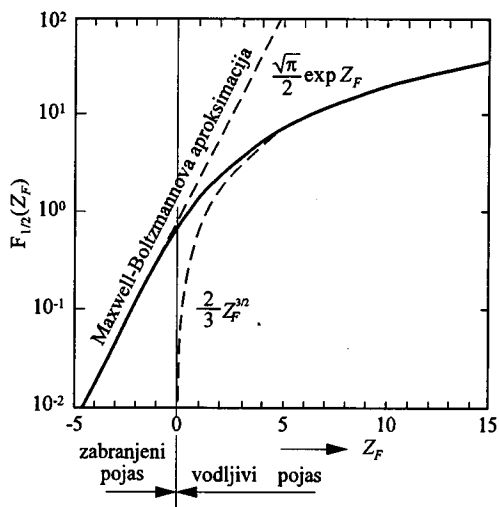
Slučaj I. Parametar Z_F ima iznos $Z_F \ll -1$ što je ekvivalentno uvjetu $E_F \ll E_G - kT$, pa Fermijev nivo u n -tipu leži u zabranjenom pojasu. U tom slučaju se jedinica u nazivniku podintegralne funkcije u Fermijevu integralu može zanemariti s obzirom na eksponencijalni član pa je približno:

$$F_{1/2}(Z_F) = \int_0^\infty \sqrt{Z} \exp(Z_F - Z) dZ. \quad (2.181)$$

Uvođenjem supstitucije:

$$Z = x^2 \quad (2.181a)$$

dobiva se oblik:



Slika 2.47. Fermijev integral reda jedne polovice s asimptotskim krivuljama

$$F_{1/2}(Z_F) = (2 \exp Z_F) \int_0^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx. \quad (2.182)$$

Prema Prilogu III. je:

$$F_{1/2}(Z_F) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp Z_F, \quad (2.183)$$

što je Maxwell-Boltzmannova aproksimacija Fermi-Diracova integrala koja vodi na Maxwell-Boltzmannovu funkciju gustoće energija. Gornja aproksimacija prikazana je na slici 2.47. crtkanim pravcem. Relacije (2.183) i (2.179) daju za koncentraciju slobodnih elektrona izraz:

$$n = N_c \exp Z_F = N_c \exp \frac{E_F - E_G}{kT}, \quad (2.184)$$

što je identično izrazu (2.141) dobivenom iz Maxwell-Boltzmannove statistike.

Slučaj II. U tom slučaju parametar Z_F ima iznos $Z_F \gg 1$, što vodi na uvjet $E_F \gg E_G + kT$, pa Fermijev nivo u n -tipu leži u vodljivom pojasu. U Fermijevu integralu može se zanemariti eksponencijalni član u nazivniku podintegralne funkcije pa je:

$$F_{1/2}(Z_F) = \int_0^{\infty} \sqrt{Z} dZ. \quad (2.185)$$

Tom se aproksimacijom dobiva raspodjela slobodnih elektrona bliska raspodjeli na slici 2.36. Pretpostavimo li temperaturu u blizini sobne, tada tek neznan broj elektrona ima

energiju veću od Fermijeve pa gornju granicu u integralu (2.185) treba zamijeniti sa Z_F . Tada je:

$$F_{1/2}(Z_F) = \int_0^{Z_F} \sqrt{Z} dZ = \frac{2}{3} Z_F^{3/2}. \quad (2.186)$$

Aproksimacija Fermijeva integrala relacijom (2.186) također je prikazana na slici 2.47. crtanom krivuljom. Uvrštenjem (2.186) u (2.179) dobiva se izraz za koncentraciju slobodnih elektrona:

$$n = \frac{16\sqrt{2} \pi m_n^{*3/2}}{3h^3} (E_F - E_G)^{3/2}, \quad (2.187)$$

što je identično relaciji (2.97). Razlika je jedino u energiji E_G kao referentnoj energiji.

U oba razmatrana rubna slučaja Fermijeva integrala dobiveni su izrazi za koncentraciju slobodnih elektrona pomoću kojih se lako može odrediti položaj Fermijeva nivoa na način opisan u dijelovima 2.10.1. i 2.12.2.

Kada se Z_F -u mogu pripisati vrijednosti između vrijednosti u prethodna dva slučaja, može se odrediti položaj Fermijeva nivoa numeričkim ili grafičkim postupkom. Pretpostavimo da u n -tipu silicija postoji koncentracija donora N_D . Prema Ghandhiju [2.5] i Szeu [2.7] koncentracija ioniziranih donora u općem slučaju je $N_D^{(+)}$:

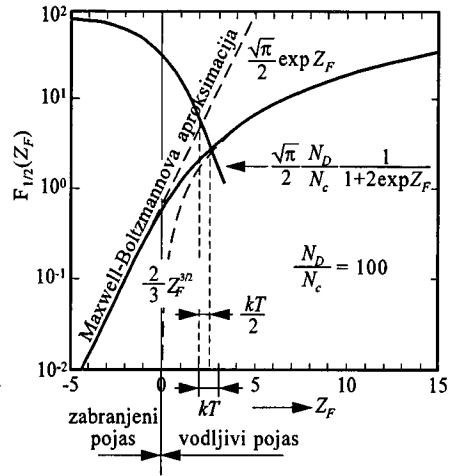
$$N_D^{(+)} = \frac{N_D}{1 + g_D \exp \frac{E_F - E_D}{kT}}, \quad (2.188)$$

gdje je g_D faktor degeneracije (engl. *degeneracy factor*) za donorske primjese koji računa spin elektrona i ima iznos $g_D = 2$. Izraz (2.188) vrijedi i za nedegenerirani i za degenerirani silicij n -tipa. U nedegeneriranom slučaju je redovito $E_D - E_F \gg kT$ te je $N_D^{(+)} \approx N_D$, što je znak da su praktički svi donori ionizirani. Uz tu pretpostavku analizirana su prije svojstva nedegeneriranog silicija n -tipa. U degeneriranom siliciju n -tipa Fermijev nivo prelazi u vodljivi pojas pa je $E_F > E_D$, što vodi na $N_D^{(+)} < N_D$, te više ne vrijedi pretpostavka o potpunoj ionizaciji atoma donora. Kako se pri visokim koncentracijama donora prema slici 2.44. donorski nivo cijepa u donorski pojas, u relaciji (2.188) pod energijom E_D treba podrazumijevati gornji rub donorskog pojasa prema vodljivom pojasu. Nepotpuna ionizacija donora u poluvodiču n -tipa u degeneriranom slučaju, uz zanemarenje koncentracije šupljina, daje zakonu električne neutralnosti oblik:

$$n = N_D^{(+)} \quad (2.189)$$

Iz (2.179), (2.188) i (2.189) proizlazi:

$$F_{1/2}(Z_F) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{N_D}{N_c} \cdot \frac{1}{1 + g_D \exp \frac{E_F - E_D}{kT}}. \quad (2.190)$$



Slika 2.48. Grafičko određivanje Fermijeva nivoa u degeneriranom siliciju n -tipa s koncentracijom donora $N_D = 100N_c$ (prema Ghandiu [2.5])

U uvjetima degeneracije stapa se donorski pojas energija s vodljivim pojasom pa se E_D može supstituirati s E_G . Tada argument eksponencijalnog člana u (2.190) prima vrijednost Z_F , pa je:

$$F_{1/2}(Z_F) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{N_D}{N_c} \cdot \frac{1}{1 + 2 \exp Z_F}, \quad (2.191)$$

pri čemu je za g_D uvršten iznos 2. Jednadžba (2.191) nije eksplicitno rješiva po Z_F pa nije ni moguće eksplicitno odrediti Fermijevu energiju u degeneriranom siliciju n -tipa. Moguće je međutim rješenje numeričkim ili grafičkim postupkom. Grafički postupak prikazan je na slici 2.48. za koncentraciju donora $N_D = 100 N_c$. Iznos veličine Z_F određen je sjecištem krivulje Fermijeva integrala reda jedne polovice i krivulje opisane funkcijom na desnoj strani znaka jednakosti u jednadžbi (2.191). Iz poznatog iznosa Z_F lako se određuje Fermijeva energija pomoću relacije (2.178.b). U zadanom slučaju rješenje je približno $Z_F \approx 2,5$, te je $E_F \approx E_G + 2,5 kT$, što znači da je Fermijev nivo u vodljivom pojasu na udaljenosti $2,5 kT$ od vrha zabranjenog pojasa. Ako se kao rješenje uzme sjecište funkcije na desnoj strani znaka jednakosti u relaciji (2.191) s pravcem koji daje Maxwell-Boltzmannovu aproksimaciju Fermijeva integrala reda jedne polovice, dobiva se $Z_F \approx 2$, odnosno $E_F = E_G + 2kT$. Pogreška je, s obzirom na točno rješenje s Fermijevim integralom, samo $0,5 kT$ ili $0,13 \text{ eV}$ na sobnoj temperaturi. Može se zaključiti da će u području koncentracije donora do $100 N_c$ iznos pogreške u položaju Fermijeva nivoa, kada se primjenjuje Maxwell-Boltzmannova statistika, biti ispod $0,13 \text{ eV}$ na sobnoj temperaturi. To je razlog zbog kojega se često u analizi svojstava degeneriranog silicija ipak primjenjuje Maxwell-Boltzmannova statistika, iako ona strogo formalno više ne vrijedi. Iz tog se razloga intrinzična koncentracija u degeneriranom siliciju u dijelu 2.12.1. računa prema Maxwell-Boltzmannovoj statistici. Kod primjene Maxwell-Boltzmannove aproksimacije Fermijeva integrala u određivanju Fermijeva nivoa u degeneriranom siliciju n -tipa moguće je i analitičko rješenje. Ono se dobiva pomoću relacije (2.152) ako se umjesto N_D uvrsti koncentracija ioniziranih donora $N_D^{(+)}$:

$$E_F = E_G - kT \ln \frac{N_c}{N_D^{(+)}}. \quad (2.192)$$

Uz pomoć relacija:

$$N_D^{(+)} = \frac{N_D}{1 + g_D \exp \frac{E_F - E_D}{kT}} \cong \frac{N_D}{1 + 2 \exp \frac{E_F - E_G}{kT}} = \frac{N_D}{1 + 2 \exp Z_F} \quad (2.193)$$

i relacije (2.178.b) dobiva se:

$$Z_F = \ln \frac{N_D}{N_c(1 + 2 \exp Z_F)}. \quad (2.194)$$

Rješenjem te jednadžbe po Z_F dobiva se:

$$Z_F = \ln \left[-\frac{1}{4} + \sqrt{\frac{N_D}{2N_c} + \frac{1}{16}} \right]. \quad (2.195)$$

Kada je $N_D = 100 N_c$, što se pretpostavlja pri grafičkom određivanju veličine Z_F , relacija (2.195) daje $Z_F = 1,92$ ili $E_F = E_G + 1,92 kT$. Grafičkim postupkom dobiveno je $Z_F \cong 2$, što je u granicama točnosti grafičkog rješenja isto. Budući da je sjecište krivulje Fermijeva integrala i krivulje opisane funkcijom na desnoj strani znaka jednakosti u jednadžbi (2.192) smješteno prema slici 2.48. uvijek desno od sjecišta iste krivulje s pravcem koji je Maxwell-Boltzmannova aproksimacija Fermijeva integrala, može se zaključiti da je u realnom slučaju degeneriranog silicija n -tipa veličina Z_F uvijek veća od veličine koju daje relacija (2.195), odnosno da je uvijek:

$$E_F > E_G + kT \ln \left[-\frac{1}{4} + \sqrt{\frac{N_D}{2N_c} + \frac{1}{16}} \right]. \quad (2.196)$$

Kod nedegeneriranog silicija n -tipa prema slici 2.48. krivulja Fermijeva integrala podudara se s Maxwell-Boltzmannovom aproksimacijom pa u relaciji (2.196) znak $>$ treba zamijeniti znakom $=$. U tom je slučaju $N_D \ll 2N_c$. S razvojem argumenta logaritamskog člana u red potencija i zanemarenjem svih članova reda osim prva dva relacija (2.196) izravno prelazi u relaciju (2.152) za nedegenerirani silicij.

Svojstva visokodopiranih ili degeneriranih poluvodiča p -tipa analiziraju se slično svojstvima degeneriranih poluvodiča n -tipa. U praktičnim primjenama češće se susreće degenerirani silicij n -tipa, ponajprije zato što se taj materijal upotrebljava kao emiter $nnpn$ -bipolarnih tranzistora. O emiserskim efektima uvelike ovise električna svojstva $nnpn$ -tranzistora u diskretnim i monolitnim integriranim mikroelektroničkim sklopovima, ponajprije efikasnost pri pojačanju električnih strujnih signala. Degenerirani silicij važan je materijal i u realizaciji nekih specifičnih poluvodičkih elemenata, kao što su npr. tunelske ili Esakijeve diode, kod kojih je Fermijev nivo smješten na n -strani u vodljivom pojasu, a na p -strani u valentnom. Time se omogućava tuneliranje slobodnih nosilaca kroz vrlo usku barijeru između p -strane i n -strane diode uz pojavu negativnog dinamičkog otpora.

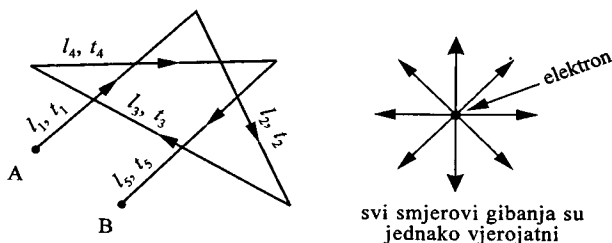
LITERATURA

- 2.1. W. Shockley, »Electrons and Holes in Semiconductors«, D. Van Nostrand, New York, 1950.
- 2.2. B. Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 2.3. R.B. Adler, A.C. Smith, R.L. Longini, »Introduction to Semiconductor Physics«, John Wiley, New York, 1964.
- 2.4. E.S. Yang, »Microelectronic Devices«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 2.5. S.K. Ghandhi, »The Theory and Practice of Microelectronics«, John Wiley, New York, 1968.
- 2.6. R.J. Webb, »Digital Technology with MOS Integrated Circuits«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 2.7. S.M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 2.8. D.J. Elliot, »Integrated Circuit Fabrication Technology«, McGraw-Hill, New York, 1989.
- 2.9. W.R. Runyan, K.E. Bean, »Semiconductor Integrated Circuit Processing Technology«, Addison-Wesley, Reading, 1990.
- 2.10. R.P. Nanavati, »An Introduction to Semiconductor Electronics«, McGraw-Hill, New York, 1963.
- 2.11. P.Biljanović, »Zbirka zadataka iz elektroničkih elemenata«, Sveučilište u Zagrebu, Zagreb, 1967.
- 2.12. W. Scot Ruska, »Microelectronic Processing - An Introduction to the Manufacture of Integrated Circuits«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 2.13. A. Bar-Lev, »Semiconductor and Electronic Devices«, Prentice Hall International, London, 1984.
- 2.14. R.S. Muller, T.I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 2.15. A.G. Milnes, »Deep Impurities in Semiconductor«, John Wiley, New York, 1973.
- 2.16. J.L. Moll, »Physics of Semiconductors«, McGraw-Hill, New York, 1964.
- 2.17. H.C. de Graaff, F.M. Klaassen, »Compact Transistor Modelling for Circuit Design«, Springer - Verlag, Wien, 1990.
- 2.18. B. El - Kareh, R.J. Bombard, »Introduction to VLSI Silicon Devices«, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1986.
- 2.19. A.S. Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 2.20. J.W. Slotboom, H.C. de Graaff, »Measurements of Bandgap Narrowing in Si Bipolar Transistors«, Solid - State Electronics, 19, 1976, 10, 857-862.
- 2.21. H.P.D. Lanyon, R.A. Tuft, »Bandgap Narrowing in Moderately to Heavily Doped Silicon«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-26, 1979, 7, 1014-1018.
- 2.22. J. del Alamo, S. Swirhun, R.M. Swanson, »Simultaneous Measurement of Hole Lifetime, Hole Mobility and Bandgap Narrowing in Heavily Doped n -Type Silicon«, IEDM. Tech. Digest, 290-293, 1985.
- 2.23. J. del Alamo, R.M. Swanson, »Measurement of Steady-State Minority-Carrier Transport Parameters in Heavily Doped n -Type Silicon«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1987, 1580-1589.

3. Mehanizmi vođenja struje u poluvodičima. Procesi generacije i rekombinacije nosilaca

3.1. Gibanje slobodnih nosilaca u uvjetima toplinske ravnoteže

Postojanje gibanja slobodnih nosilaca naboja bitan je uvjet rada poluvodičkih elektroničkih elemenata. U uvjetima toplinske ravnoteže, bez djelovanja vanjskog napona koji inducira električno polje, slobodni nosioci gibaju se kaotično, što znači da su svi smjerovi gibanja jednako vjerojatni, a zbog velikog broja nosilaca i jednako zastupljeni. To proizlazi iz činjenice da kroz poluvodički materijal ne teče struja kada na njega nije priključen vanjski napon. Kaotično gibanje slobodnog elektrona simbolizirano je slikom 3.1. pomoću većeg broja pravocrtnih segmenata različitih dužina i orijentacija u trodimenzionalnom prostoru. Na desnoj strani slike 3.1. prikazan je elektron s naznakom međusobno jednako vjerojatnih smjerova gibanja. Na termodinamičkoj temperaturi T atomi u pravilnoj kristalnoj rešetki zbog svojih toplinskih energija osciliraju oko svojih središnjih položaja. Slobodni elektroni i šupljine (dalje u tekstu pozivat ćemo se u pravilu samo na gibanje slobodnih elektrona jer su fizikalne pojave iste za obje vrste slobodnih nosilaca) kaotički se gibaju doživljavajući česte sudare s oscilirajućim atomima kristalne rešetke. Sudar slobodnog elektrona s oscilirajućim atomom može se shvatiti kao interferencija između elektronskog vala i vala oscilirajuće rešetke tako da gibanje elektrona nije više slobodno. U uvjetima toplinske ravnoteže kaotična gibanja mnoštva slobodnih elektrona međusobno se poništavaju pa je srednja vrijednost struje u bilo kojem smjeru, u konačnom intervalu vremena, jednaka nuli.



Slika 3.1. Prikaz kaotičnog gibanja slobodnog elektrona u poluvodiču

Međutim, u infinitezimalno kratkom intervalu vremena može broj slobodnih elektrona koji se gibaju u odabranom smjeru biti veći od broja elektrona koji se gibaju u ostalim smjerovima, pa dobivamo fluktuirajuću struju koju zovemo strujom **toplinskog** ili **termičkog šuma** ili **strujom Johnsonova šuma** (engl. *thermal noise current*, *Johnson noise current*). Međutim, srednja vrijednost te struje u konačnom intervalu vremena mora biti jednaka nuli. U opisanim uvjetima djelovanje periodičnog električnog polja izazvanog djelovanjem atoma u kristalnoj rešetki uzeto je u obzir pri opisu gibanja slobodnog elektrona uvođenjem pojma efektivne mase umjesto mase mirovanja. U tako stvorenom modelu periodično električno polje kristalne rešetke ne otklanja slobodne elektrone. Međutim, efektivna masa ne uzima u obzir djelovanje otklona atoma kristalne rešetke izazvanih toplinskom energijom sustava, s obzirom na njihove ravnotežne položaje. Toplinske oscilacije atoma kristalne rešetke mogu se shvatiti na kvantno-mehanički način kao diskretne čestice zvane **fononi**. Poput elektrona, i fonon ima dualnu prirodu vala i čestice. Njegova frekvencija osciliranja kvantizirana je tako da odgovara diskretnom iznosu energije. U čvrstom tijelu diskretni fononski energetski nivoi prelaze u fononske energetske pojase. Pri tome frekvencija kojom osciliraju fononi može ležati bilo u području akustičkih bilo u području optičkih frekvencija, pa govorimo o **akustičkim** i **optičkim fononima**. Sudare fonona sa slobodnim nosiocima elektriciteta zovemo **fononsko raspršenje** ili **raspršenje na rešetki** (engl. *phonon scattering*, *lattice scattering*). Intenzitet fononskog raspršenja raste s porastom temperature zbog jačeg osciliranja kristalne rešetke. Fononsko raspršenje prevladavajući je mehanizam raspršenja na sobnoj i na nešto višim temperaturama u slabo i umjereno dopiranim poluvodičima. Osim fononskog raspršenja postoje još tri moguća mehanizma raspršenja:

(1) Ionizirani atomi primjesa djeluju kao električki polarizirani centri koji mogu otklanjati slobodne nosioce. Utjecaj tog mehanizma na ukupno raspršenje ovisi o koncentraciji primjesa i o temperaturi.

(2) Neionizirani atomi primjesa mogu izazvati raspršenje ako je koncentracija tih atoma dovoljno visoka. Raspršenje se javlja kada su slobodni nosioci posebno pod utjecajem atomskih jezgri i elektronskog omotača. U većini slučajeva taj se efekt može zanemariti.

(3) Coulombova sila između parova slobodnih nosilaca može izazvati raspršenje pri visokim koncentracijama nosilaca.

Pri kaotičnom gibanju, u uvjetima toplinske ravnoteže slobodni nosioci distribuirani po Maxwell-Boltzmannovoj funkciji gustoće energija imaju srednju toplinsku energiju, koja prema relaciji (2.124) iznosi:

$$\overline{E} = \frac{3}{2} kT . \quad (3.1)$$

Srednjoj toplinskoj energiji $\overline{E}$ odgovara srednja kvadratna brzina $\overline{v^2}$ određena kinetičkom energijom nosioca:

$$\frac{1}{2} m^* \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT , \quad (3.2)$$

odnosno:

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m^*} , \quad (3.3)$$

gdje je m^* efektivna masa nosioca. Za razliku od srednje energije koja ne ovisi o masi nosioca, srednja kvadratna brzina ovisi o toj masi. Drugi korijen iz srednje kvadratne brzine je efektivna vrijednost brzine nosioca:

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}. \quad (3.4)$$

Na sobnoj temperaturi za slobodne elektrone i šupljine u siliciju efektivna vrijednost brzine je reda veličine 10^7 cm/s.

Efektivna vrijednost brzine slobodnih nosilaca nije jednaka srednjoj vrijednosti njihove brzine, već je, od nje nešto veća. To se može pokazati ako se Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija preslika u brzinski prostor transformiranjem kinetičke energije nosioca u pripadnu brzinu uz pretpostavku kvadratičnog odnosa između kinetičke energije i impulsa (v. rel. 2.80). U tom slučaju relacije (2.129) i (2.80) daju Maxwell-Boltzmannovu funkciju gustoće brzina (engl. *Maxwell-Boltzmann speed density function*) u obliku:

$$\frac{dn(v)}{dv} = 4\pi \left(\frac{m^*}{2\pi kT} \right)^{3/2} n v^2 \exp \frac{-v^2}{v_c^2}, \quad (3.5)$$

gdje je $dn(v)$ broj elektrona u jedinici volumena s brzinom u intervalu između v i $v + dv$, a m^* je efektivna masa nosioca. Brzina v_c je karakteristična brzina (engl. *characteristic velocity*) određena izrazom:

$$v_c = \sqrt{\frac{2kT}{m^*}}. \quad (3.6)$$

Izjednačavanjem prve derivacije izraza (3.5) s nulom lako se pokazuje da funkcija opisana tim izrazom ima ekstrem pri brzini v_c . Druga derivacija istog izraza za $v = v_c$ ima negativan predznak, što znači da brzini v_c odgovara maksimum funkcije, pa je v_c najvjerojatnija brzina nosioca distribuiranog po Maxwell-Boltzmannovoj funkciji gustoće brzina.

Prema relaciji (3.5) moguće su sve brzine nosilaca između 0 i ∞ , pa je srednja vrijednost brzine nosioca određena izrazom:

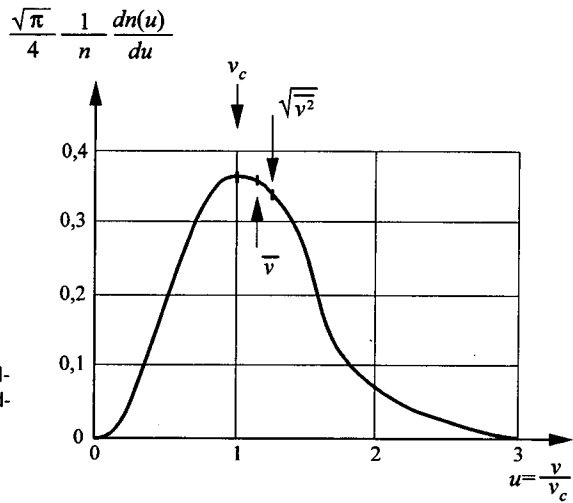
$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty v dn(v). \quad (3.7)$$

Uvrštenjem (3.5) u (3.7), uz primjenu integrala iz Priloga III., dobiva se:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_c = 1,128 v_c. \quad (3.8)$$

Također je:

Slika 3.2. Grafički prikaz Maxwell-Boltzmannove funkcije brzina slobodnih elektrona u poluvodiču



$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} v_c = 1,225 v_c . \quad (3.9)$$

Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće brzina prikazana je grafički na slici 3.2. u obliku:

$$\frac{\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn(u)}{du} = u^2 \exp(-u^2) , \quad (3.10)$$

gdje je $u = v/v_c$. Na slici su naznačene i brzine v_c , $\bar{v}$ i $\sqrt{v^2}$. Iako se te tri brzine razlikuju i po fizikalnom značenju i po iznosu, kvantitativna razlika među njima je mala i sve tri na sobnoj temperaturi imaju red veličine 10^7 cm/s. Brzinom $\bar{v}$ gibaju se u prosjeku slobodni elektroni kroz kristalnu rešetku silicija opisujući trajektorije prema slici 3.1. Na putu od točke *A* do točke *B* elektron prijeđe put $l = l_1 + \dots + l_5$. **Srednji slobodni put** (engl. *mean free path*) između dva sudara sa silama kristalne rešetke $\bar{l}$ iznosi:

$$\bar{l} = \frac{l_1 + \dots + l_5}{5} . \quad (3.11)$$

U općem slučaju, za točno određivanje srednjeg slobodnog puta, treba poznavati funkciju gustoće elektrona po putovima $dn(l)/dl$. Tada je:

$$\bar{l} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} l dn(l) . \quad (3.12)$$

Srednji slobodni put često se označava grčkim slovom λ umjesto $\bar{l}$. U siliciju, na temperaturama oko sobne, uz slabo ili umjereno dopiranje primjesama, srednji slobodni put obično iznosi $10^{-6} \div 10^{-4}$ cm.

Ako trajanje gibanja elektrona na pravocrtnim segmentima $l_1 \dots l_5$ iznosi $t_1 \dots t_5$ tada **srednje slobodno vrijeme** (engl. *mean free time*) $\bar{t}$ između dva sudara sa silama kristalne rešetke iznosi:

$$\bar{t} = \frac{t_1 + \dots + t_5}{5}. \quad (3.13)$$

U općem slučaju, ako je poznata funkcija gustoće elektrona po vremenu $dn(t)/dt$, srednje slobodno vrijeme može se izračunati pomoću integrala:

$$\bar{t} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} t \, dn(t). \quad (3.14)$$

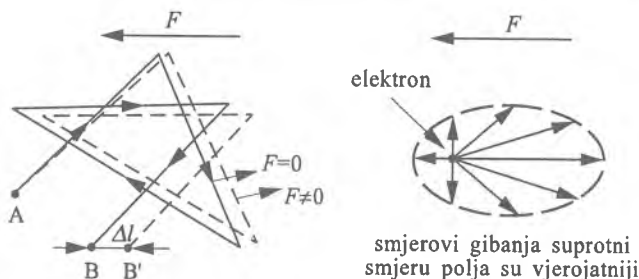
Srednje slobodno vrijeme $\bar{t}$ često se označava grčkim slovom τ . Funkcije gustoće elektrona po brzinama, putovima i vremenima općenito su različitog matematičkog oblika pa se u općem slučaju srednje slobodno vrijeme ne može računati kao omjer srednjeg slobodnog puta i srednje brzine. Srednje slobodno vrijeme ponekad se zove još i **srednje vrijeme raspršenja** (engl. *mean scattering time*).

3.2. Usmjereno gibanje slobodnih nosilaca pod djelovanjem električnog polja

Pretpostavimo da u poluvodiču u kojem se kaotično giba slobodan elektron prema slici 3.1. počne djelovati električno polje konstantnog iznosa F prema slici 3.3. Također pretpostavimo da je to polje iznosom relativno slabo. Elektron će se gibati u osnovi na isti način kao kada polje nije prisutno, po sličnoj trajektoriji, ali će pravocrtni segmenti te trajektorije biti pomaknuti malo udesno, suprotno smjeru polja. Taj pomak rezultat je ubrzanja što ga elektron dobiva zbog djelovanja polja na putu između dva uzastopna sudara sa silama kristalne rešetke. Kako su sudari vrlo česti, a polje relativno slabo, prirast brzine između dva uzastopna sudara je malen s obzirom na srednju brzinu $\bar{v}$ kojom se opisuje trajektorija na slici 3.1. Krajnja točka trajektorije slobodnog elektrona seli se zbog djelovanja polja iz položaja B u položaj B' smješten za Δl u smjeru suprotnom smjeru polja. Pomak Δl je zanemarivo malen s obzirom na ukupni put što ga prijede elektron između točaka A i B . Kako je promjena trajektorije elektrona izazvana djelovanjem polja mala, bit će mala i promjena brzine elektrona s obzirom na $\bar{v}$. Proizlazi i da će promjena iznosa srednjeg vremena između dva uzastopna sudara također biti mala. Brzina kojom elektron prijeđe put Δl zbog djelovanja polja F u intervalu vremena Δt zove se **driftna brzina** (engl. *drift velocity*) i označava se sa v_d . Budući da elektron dobiva prirast brzine u smjeru suprotnom smjeru polja, na njegovo posve kaotično gibanje izazvano toplinskom energijom superponira se usmjereno gibanje suprotno smjeru polja. To znači da kroz poluvodič počinje teći struja po smjeru suprotna smjeru polja. Smjerovi gibanja suprotni smjeru polja sada su vjerojatniji, što je simbolizirano dijagramom na desnoj strani slike 3.3.

Ovdje se uočava bitna razlika između gibanja slobodnog elektrona u vakuumu i poluvodiču u prisustvu električnog polja. U vakuumu je elektron posve slobodan i polje

Slika 3.3. Prikaz gibanja slobodnog elektrona u poluvodiču uz djelovanje električnog polja. Pomak Δl posljedica je djelovanja polja



vremenski neovisnog iznosa daje slobodnom elektronu konstantno ubrzanje što rezultira jednoliko ubrzanim gibanjem. U poluvodiču prilike su drukčije. Na pravocrtnim segmentima puta između dva uzastopna sudara na slici 3.3. elektron dobiva ubrzanje zbog djelovanja polja, pa mu se kinetička energija povećava. Međutim, ta se energija gubi pri prvom sljedećem sudaru sa silama kristalne rešetke, što daje srednju brzinu elektrona jednaku driftnoj brzini koja je pri konstantnom polju konstantna. Srednje ubrzanje je nula, iako u infinitezimalnim intervalima vremena elektron dobiva ubrzanje. Veza između driftne brzine i polja dobiva se izjednačavanjem impulsa sile elektrona za vrijeme gibanja po pravocrtnom segmentu trajektorije s količinom gibanja. Impuls sile je umnožak sile $-q \cdot F$ i srednjeg slobodnog vremena $\bar{t}_n$ elektrona između dva uzastopna sudara, dok je količina gibanja umnožak efektivne mase elektrona m_n^* i driftne brzine v_d . Izjednačavanjem impulsa sile i količine gibanja dobiva se:

$$-q F \bar{t}_n = m_n^* v_d. \quad (3.15)$$

Driftna brzina određena je izrazom:

$$v_d = \frac{\Delta l}{\Delta t} = -\frac{q \bar{t}_n}{m_n^*} F = -\mu_n F \quad (3.16)$$

Driftna brzina elektrona proporcionalna je jakosti polja. Faktor proporcionalnosti je veličina μ_n određena relacijom:

$$\mu_n = \frac{q \bar{t}_n}{m_n^*} \quad (3.17)$$

Ta se veličina zove **pokretljivost elektrona** (engl. *electron mobility*) i izražava se u cm^2/Vs . U relaciji (3.16) predznak minus označava činjenicu da je driftna brzina elektrona usmjerena suprotno smjeru polja. Pokretljivost elektrona proporcionalna je srednjem slobodnom vremenu između dva uzastopna sudara sa silama kristalne rešetke i obrnuto proporcionalna efektivnoj masi elektrona. Efektivnu masu u relaciji za pokretljivost zovemo **vodljivom efektivnom masom** (engl. *conductivity effective mass*) i po iznosu je razlikujemo od efektivne mase koju smo primjenjivali u određivanju efektivne gustoće dopuštenih stanja u vodljivom pojasu. Prema tablici u Prilogu II. vodljiva efektivna masa manja je od efektivne mase primjenjene u određivanju gustoće dopuštenih stanja u vodljivom pojasu.

Pokretljivost slobodnog elektrona može se, osim izrazom (3.17), definirati i pomoću (3.16) kao:

$$\mu_n = -\frac{v_d}{F}, \quad (3.18)$$

što znači da je pokretljivost elektrona jednaka **driftnoj brzini elektrona po jedinici polja**, tj. da je pokretljivost driftna brzina izazvana jediničnim poljem.

Sličnim razmatranjem dolazi se do izraza za driftnu brzinu šupljina i njihovu pokretljivost μ_p :

$$v_d = \mu_p F, \quad \mu_p = \frac{q \bar{t}_p}{m_p^*}, \quad (3.19)$$

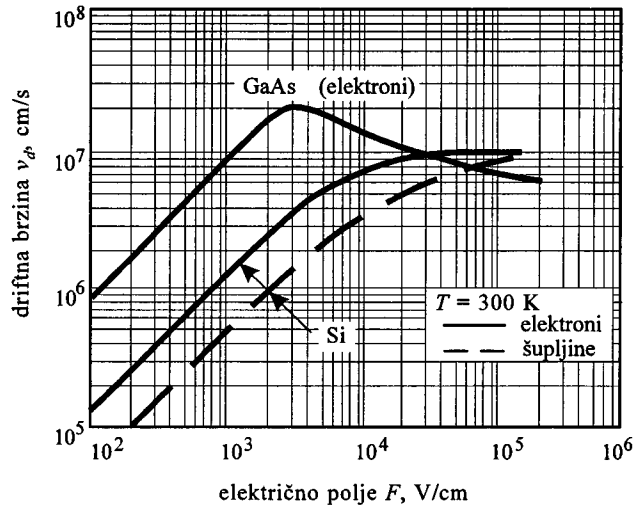
gdje je $\bar{t}_p$ srednje slobodno vrijeme šupljine između dva sudara sa silama kristalne rešetke, dok je m_p^* efektivna vodljiva masa šupljine.

Iznosi pokretljivosti slobodnih elektrona i šupljina za neke važnije poluvodiče u intrinzičnom slučaju sadržani su u Prilogu II. Pokretljivost elektrona veća je od pokretljivosti šupljina. U siliciju, kao najvažnijem poluvodičkom materijalu, intrinzična pokretljivost elektrona iznosi $1350 \pm 100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, a šupljina $480 \pm 15 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. U galij-arsenidu pokretljivost elektrona je $8800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, a šupljina $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Veća pokretljivost elektrona omogućava brži rad poluvodičkih elemenata, koji za transport elektriciteta koriste elektronske nosioce umjesto šupljinskih. Isto tako, veća pokretljivost elektrona u galij-arsenidu nego u siliciju omogućava brži rad galij-arsenidskih elemenata nego elemenata koji se temelje na siliciju.

Relacije (3.16) do (3.19) vrijede za relativno slaba polja. S porastom polja odstupa se od linearne veze između polja i driftne brzine, pa pokretljivost više nije konstantna, već počinje ovisiti o iznosu polja. Granična vrijednost driftne brzine pri ekstremno jakim poljima jednaka je približno brzini $\bar{v}$ određenoj toplinskom energijom elektrona, odnosno šupljine prema relaciji (3.8). Ta se brzina obično zove brzinom raspršenja (engl. *scattering limited velocity*). Usporenje rasta driftne brzine s rastom polja posljedica je činjenice da se kinetička energija koju elektron dobiva zbog djelovanja polja gubi kroz emisiju optičkih fonona, dakle kroz generiranje vibracija kristalne rešetke optičkog moda zbog sudara elektrona sa silama kristalne rešetke.

Ovisnost driftne brzine o jakosti električnog polja za slobodne elektrone i šupljine u intrinzičnom siliciju i galij-arsenidu prikazana je na slici 3.4. Iz slike je vidljiva linearna veza između driftne brzine i polja kod relativno niskih polja do iznosa nešto iznad 10^3 V/cm u siliciju i galij-arsenidu. Kod jačih polja nelinearna veza driftne brzine i polja sve je izrazitija, uz asimptotsku vrijednost driftne brzine reda veličine 10^7 cm/s . Zanimljivo je uočiti da u galij-arsenidu driftna brzina nije monotono rastuća funkcija polja kao u siliciju, već ima maksimum kod iznosa polja $3,5 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$, što je posljedica strukture vodljivog pojasa u galij-arsenidu¹. Dalji rast jakosti polja daje pad driftne brzine. Ta pojava omogućava generiranje oscilacija u mikrovalnom području. Pojava je poznata kao **Gunnov efekt** i temelj je rada **Gunnova oscilatora**.

¹ Više o tome npr. u S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, New York, 1981.



Slika 3.4. Ovisnost driftne brzine o jakosti električnog polja za slobodne elektrone i šupljine za intrinzični silicij i galij-arsenid

3.3. Pokretljivost slobodnih elektrona i šupljina

Pokretljivost nosilaca u volumenu poluvodiča određena je mehanizmima raspršenja. Prevladavaju dva mehanizma. Prvi je mehanizam raspršenja zbog djelovanja akustičnih fonona, što je posljedica vibriranja kristalne rešetke zbog njezine toplinske energije. Drugi je mehanizam raspršenja izazvan djelovanjem ioniziranih atoma primjesa. Ostale mehanizme raspršenja navedene u dijelu 3.1. možemo u većini slučajeva zanemariti. Doprinos akustičnih fonona pokretljivosti nosilaca određen je teorijskom relacijom:

$$\mu_L \sim (m^*)^{-5/2} T^{-3/2}, \quad (3.20)$$

gdje je m^* vodljiva efektivna masa nosioca, a T termodinamička temperatura. Pokretljivost određena djelovanjem akustičnih fonona opada s porastom vodljive efektivne mase i temperature. S porastom temperature raste intenzitet vibriranja kristalne rešetke, čime se povećavaju efekti raspršenja i smanjuje pokretljivost.

Doprinos ioniziranih atoma primjesa pokretljivosti može se opisati teorijskom relacijom:

$$\mu_I \sim (m^*)^{-1/2} N_I^{-1} T^{3/2}, \quad (3.21)$$

gdje je N_I koncentracija ioniziranih atoma primjesa. Ta pokretljivost opada s porastom vodljive efektivne mase i koncentracije ioniziranih atoma primjesa, a raste s porastom temperature. Porast temperature dovodi do porasta prosječne toplinske energije nosilaca, pa Coulombova sila nastala zbog međusobnog djelovanja ioniziranih atoma primjesa i nosilaca slabije dolazi do izražaja pa su i efekti raspršenja manji, što je ekvivalentno većoj pokretljivosti. S porastom koncentracije ioniziranih atoma primjesa pada pokretljivost jer je njihovo ukupno djelovanje na raspršenje nosilaca to veće što im je koncentracija veća.

Opisani mehanizmi raspršenja djeluju na nosioce simultano pa je rezultirajuća pokretljivost posljedica djelovanja svih pojedinačnih mehanizama. Pretpostavimo da je u i -tom procesu raspršenja srednje vrijeme raspršenja $\bar{t}_i$. Vjerojatnost raspršenja nosioca u infinitezimalnom vremenu dt zbog i -tog procesa raspršenja je $dt/\bar{t}_i$. Ukupna vjerojatnost raspršenja nosilaca u vremenu dt zbroj je vjerojatnosti raspršenja zbog djelovanja svih pojedinačnih mehanizama raspršenja:

$$\frac{dt}{\bar{t}} = \sum_i \frac{dt}{\bar{t}_i}, \quad (3.22)$$

gdje je $\bar{t}$ rezultirajuće srednje vrijeme raspršenja. Dijeljenjem sa dt , ta relacija prelazi u:

$$\frac{1}{\bar{t}} = \sum_i \frac{1}{\bar{t}_i}. \quad (3.23)$$

Prema relacijama (3.20) i (3.21) pokretljivost je razmjerna srednjem vremenu raspršenja za svaki mehanizam raspršenja, pa relacija (3.23) prelazi u:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i}. \quad (3.24)$$

U volumenu poluvodiča prevladavaju dva mehanizma raspršenja opisana relacijama (3.20) i (3.21), pa je:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I}. \quad (3.25)$$

Pokretljivost nosilaca ako postoji veći broj mehanizama raspršenja dobiva se zbrajanjem recipročnih vrijednosti pojedinih komponenti pokretljivosti. Rezultirajuća pokretljivost manja je od svake pojedinačne komponente. Pomoću relacija (3.20), (3.21), (3.25) dobiva se za pokretljivost nosilaca izraz:

$$\frac{1}{\mu} = C_L(m^*)^{5/2} T^{3/2} + C_I(m^*)^{1/2} N_I T^{-3/2}, \quad (3.26)$$

gdje su C_L i C_I konstante. Ta relacija kvalitativno dobro opisuje ovisnost pokretljivosti nosilaca o temperaturi i koncentraciji ioniziranih atoma primjesa u siliciju i germaniju. Kod galij-arsenida prevladava mehanizam raspršenja izazvan djelovanjem optičkih fonona. U tom je slučaju rezultirajuća pokretljivost opisana relacijom:

$$\mu \sim (m^*)^{-3/2} T^{1/2}. \quad (3.27)$$

Ovisnost pokretljivosti nosilaca u siliciju o koncentraciji atoma primjesa na sobnoj temperaturi prikazana je na slici 3.5. Za pokretljivost elektrona dane su dvije krivulje - jedna za silicij n -tipa dopiran fosforom P, druga za silicij n -tipa dopiran arsenom As. Za pokret-

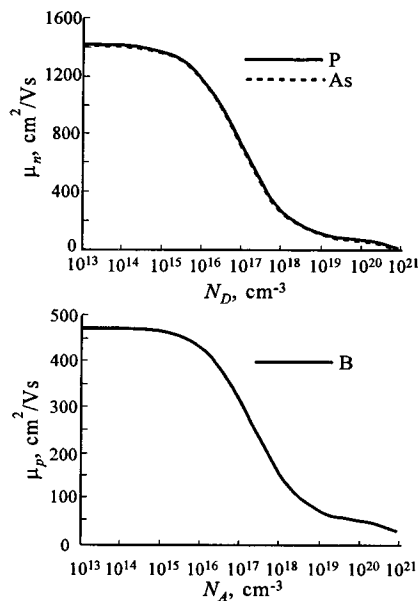
ljivost šupljina u siliciju p -tipa dana je jedna krivulja za najčešći akceptorski dopand bor B. Krivulje se dakle odnose na pokretljivosti većinskih nosilaca u siliciju. Na apscisama koordinatnih sustava na slici 3.5. nanese su koncentracije atoma primjesa iako su pokretljivosti određene koncentracijama ioniziranih atoma primjesa. Kod niskih i srednjih iznosa koncentracija atoma primjesa praktički svi atomi primjesa su ionizirani pa su koncentracije ioniziranih atoma primjesa jednake koncentracijama atoma primjesa. Kod koncentracija atoma primjesa iznad 10^{19} cm^{-3} svi atomi primjesa nisu više ionizirani pa su koncentracije atoma primjesa veće od koncentracija ioniziranih atoma primjesa. Zato su vrijednosti pokretljivosti nosilaca u dijagramima na slici 3.5. kod koncentracija primjesa iznad 10^{19} cm^{-3} samo orijentacijske. Krivulje pokretljivosti na slici 3.5. pokazuju da pri niskim koncentracijama primjesa pokretljivost praktički ne ovisi o koncentraciji primjesa. Tu prevladava utjecaj fononskog raspršenja, a ono ne ovisi o koncentraciji primjesa. S porastom koncentracije primjesa povećava se utjecaj raspršenja na ioniziranim primjesama, što izaziva pad pokretljivosti pri porastu koncentracije primjesa. Pri vrlo visokim koncentracijama primjesa djeluju efekti visokog dopiranja ili degenerativni efekti, i to teoriju pokretljivosti čini složenijom od ovdje izložene. U tom slučaju treba uzeti u obzir mehanizam raspršenja izazvan Coulombovom silom između parova slobodnih nosilaca (mehanizam pod brojem 3 u dijelu 3.1.). Ako taj mehanizam raspršenja daje komponentu pokretljivosti μ_0 , rezultat će ukupna pokretljivost u uvjetima visokih koncentracija primjesa oblika:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_0} \quad (3.28)$$

Djeluje li još neki rezidualni mehanizam raspršenja, njegovo djelovanje možemo tada opisati rezidualnom pokretljivošću μ_R , što vodi na ukupnu pokretljivost oblika:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_R} \quad (3.29)$$

Pri tome se pretpostavlja da vrijedi **Mathiessenovo pravilo**, koje podrazumijeva da su u pitanju međusobno neovisni fizikalni procesi.



Slika 3.5. Ovisnosti pokretljivosti nosilaca u siliciju o koncentraciji atoma primjesa na sobnoj temperaturi. Pokretljivost elektrona označena je sa μ_n , a šupljina sa μ_p

Prema Masettiju, Severiju i Solmiju [3.1] krivulje pokretljivosti većinskih nosilaca na slici 3.5. mogu se opisati numeričkim relacijama:

$$\mu_n = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N_D}{N_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{N_s}{N_D}\right)^\beta}, \quad (3.30)$$

$$\mu_p = \mu_{\min} \exp\left(-\frac{N_b}{N_A}\right) + \frac{\mu_{\max}}{1 + \left(\frac{N_A}{N_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{N_s}{N_A}\right)^\beta}. \quad (3.31)$$

Vrijednosti pojedinih parametara sadržane su u tablici 3.1.

Tablica 3.1.

	P	As	B
$\mu_{\min}, \text{ cm}^2/\text{Vs}$	68,5	52,2	44,9
$\mu_{\max}, \text{ cm}^2/\text{Vs}$	1414	1417	470,5
$\mu_1, \text{ cm}^2/\text{Vs}$	56,1	43,4	29,0
$N_r, \text{ cm}^{-3}$	$9,20 \cdot 10^{16}$	$9,68 \cdot 10^{16}$	$2,23 \cdot 10^{17}$
$N_s, \text{ cm}^{-3}$	$3,41 \cdot 10^{20}$	$3,43 \cdot 10^{20}$	$6,10 \cdot 10^{20}$
$N_b, \text{ cm}^{-3}$	—	—	$9,23 \cdot 10^{16}$
α	0,711	0,680	0,719
β	1,98	2,00	2,00

Manje točne iznose pokretljivosti daje jednostavniji numerički izraz po D. M. Caugheyu i R. E. Thomasu [3.2]:

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha}. \quad (3.32)$$

Vrijednosti pojedinih parametara dane su u tablici 3.2.

Za galij-arsenid vrijede slične krivulje ovisnosti pokretljivosti o koncentraciji primjesa kao kod silicija, ali s različitim numeričkim iznosima. Te su krivulje prikazane na slici 3.6.

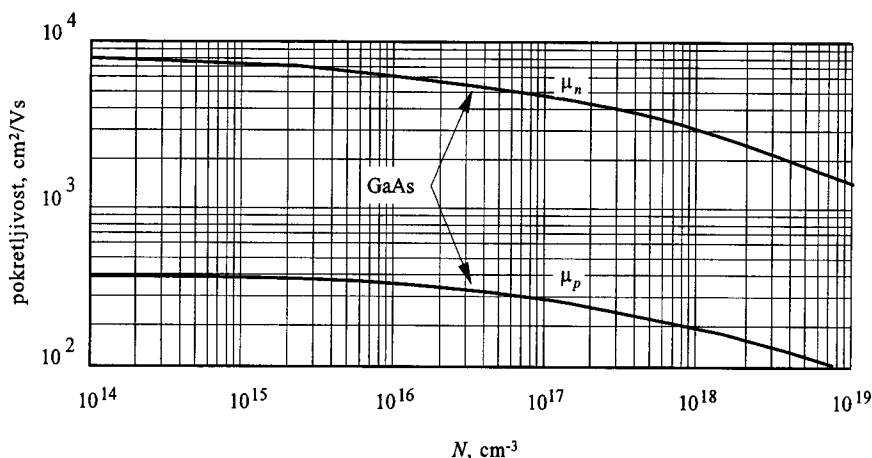
Pri upotrebi krivulja pokretljivosti na slici 3.5., kada je u pitanju silicij dopiran samo donorima ili samo akceptorima, pokretljivost se odčitava izravno pri zadanoj vrijednosti N_D

Tablica 3.2.

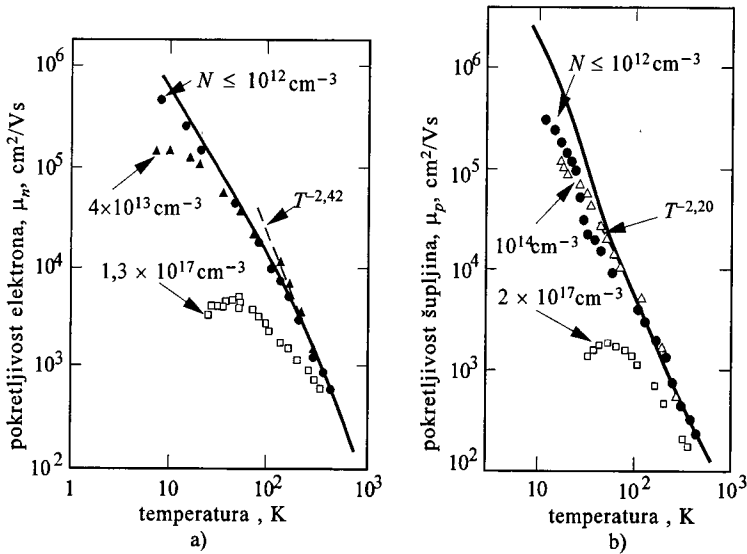
	P	As	B
$\mu_{\min}$, cm ² /Vs	68,5	52,2	44,9
$\mu_{\max}$, cm ² /Vs	1414	1417	470,5
N_{ref} , cm ⁻³	$9,20 \cdot 10^{16}$	$9,68 \cdot 10^{16}$	$2,23 \cdot 10^{17}$
α	0,711	0,680	0,719

ili N_A . Čest je slučaj dopiranja materijala n -tipa akceptorima ili materijala p -tipa donorima. Ako je pri tome $N_D \neq N_A$, materijal je djelomično kompenziran. U oba slučaja, uz pretpostavku da su svi donorski i akceptorski atomi ionizirani, oba tipa primjese pridonose raspršenju nosilaca djelujući na iznos pokretljivosti. U tom slučaju N_D i N_A na slici 3.5. treba zamijeniti pri istim iznosima na apscisi vrijednostima $N_D + N_A$. Iz padajućeg toka krivulja pokretljivosti očito je da će materijal koji je djelomično kompenziran imati manju pokretljivost većinskih nosilaca od nekompenziranog materijala s istom koncentracijom većinskih nosilaca. Ako je npr. u pitanju intrinzični silicij, tada je $\mu_n = 1350 \pm 100$ cm²/Vs i $\mu_p = 480 \pm 15$ cm²/Vs (vidi sliku 3.5. i Prilog II.). Ako je u pitanju potpuno kompenzirani silicij s koncentracijama primjese $N_D = N_A = 10^{17}$ cm⁻³, tada je koncentracija ioniziranih atoma primjese $N = N_D + N_A = 2 \cdot 10^{17}$ cm⁻³, a to prema slici 3.5. daje $\mu_n \approx 555$ cm²/Vs i $\mu_p \approx 260$ cm²/Vs, što su osjetno manji iznosi nego u intrinzičnom siliciju. U oba slučaja je međutim prema relacijama (2.69) i (2.70) ispunjena jednakost $n = n_i$ i $p = n_i$.

U skladu s relacijom (3.26) pokretljivost nosilaca u siliciju izrazita je funkcija temperature. Teorijska veza između pokretljivosti i temperature, kada prevladavaju mehanizmi raspršenja na ioniziranim atomima primjese i na kristalnoj rešetki silicija, sadržana je u relaciji (3.26). Eksperimentalno dobivene krivulje ovisnosti pokretljivosti slobodnih elektrona i šupljina u siliciju o temperaturi prikazane su na slici 3.7. prema C. Jacoboniju



Slika 3.6. Ovisnosti pokretljivosti nosilaca u galij-arzenidu o koncentraciji atoma primjese na sobnoj temperaturi



Slika 3.7. Eksperimentalne krivulje ovisnosti pokretljivosti slobodnih elektrona u siliciju *n*-tipa (a) i šupljina u siliciju *p*-tipa (b) o temperaturi uz koncentraciju primjesa *N* kao parametar. Punom crtom naznačene su teorijske krivulje ovisnosti za čisti mehanizam raspršenja na kristalnoj rešetki silicija

i ostalima [3.4]. Kod slabo dopiranih uzoraka vidljivo je da prevladava utjecaj raspršenja izazvan vibriranjem kristalne rešetke silicija jer pokretljivost kod svih temperatura opada s porastom temperature. Primjesa praktički nema pa ne dolaze do izražaja efekti raspršenja zbog njihova djelovanja. Kod viših koncentracija primjesa reda 10^{17} cm^{-3} važnu ulogu ima mehanizam raspršenja na ioniziranim atomima primjesa. Ta komponenta pokretljivosti raste s porastom temperature. Pri nižim temperaturama prevladava rast pokretljivosti s porastom temperature zbog raspršenja na ioniziranim atomima primjesa, dok pri višim temperaturama prevladava pad pokretljivosti s porastom temperature zbog raspršenja na kristalnoj rešetki silicija. Na određenoj temperaturi krivulja ovisnosti pokretljivosti o temperaturi ima maksimum, i tu je osjetljivost pokretljivosti o promjeni temperature jednaka nuli. Uz pretpostavku da vrijedi teorijska relacija (3.26) tada μ ima maksimum na temperaturi T_M :

$$T_M = \left(\frac{C_I}{C_L m^{*2}} \right)^{1/3} N_I^{1/3} \sim N_I^{1/3}. \quad (3.33)$$

S porastom koncentracije ioniziranih primjesa raste temperatura T_M , što je u skladu s krivuljama na slici 3.7.

U realnim uzorcima silicija odstupa se od teorijske relacije (3.26) za ovisnost pokretljivosti o temperaturi zbog djelomične prisutnosti ostalih mehanizama raspršenja koje relacija (3.26) ne uzima u obzir. Zato eksperimentalne krivulje na slici 3.7. u području gdje

prevladava raspršenje na ioniziranim atomima primjesa ne pokazuje pad pokretljivosti s temperaturom po zakonu $T^{-3/2}$, već po zakonu $T^{-2,42}$ za slobodne elektrone i $T^{-2,20}$ za šupljine.

Ovdje dana teorija pokretljivosti vrijedi za nosioce koji se gibaju u volumenu silicija daleko od njegove površine i njezina utjecaja. Ta pokretljivost je **izotropna** i obično se zove **volumna pokretljivost**. Ako se nosioci gibaju kroz vrlo tanke slojeve silicija ili tik ispod površine debelih slojeva silicija, dolaze do izražaja efekti raspršenja na površini. Taj mehanizam raspršenja je **anizotropan**. Pokretljivost nosilaca na površini obično se zove **efektivna pokretljivost** (engl. *effective mobility*) i može se izraziti u obliku:

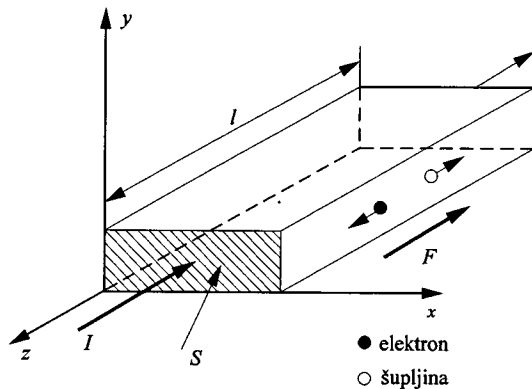
$$\frac{1}{\mu_{eff}} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_s}, \quad (3.34)$$

gdje je μ_s komponenta pokretljivosti određena raspršenjem na površini, dok je μ volumna pokretljivost određena relacijom (3.29). Relacije (3.29) i (3.34) vrijede uz pretpostavke da svi prisutni mehanizmi raspršenja međusobno ne ovise. Noviji rezultati istraživanja pokazuju da μ_s ne ovisi o koncentraciji primjesa. U tipičnim slučajevima μ_{eff} je obično upola manji od volumne pokretljivosti.

3.4. Driftna struja u poluvodičima

Zamislimo pravokutni uzorak homogenog poluvodičkog materijala prema slici 3.8. Uzorak je u stanju termodinamičke ravnoteže s koncentracijama slobodnih nosilaca n i p . Na uzorak djeluje električno polje F konstantnog iznosa u smjeru negativne osi z . Pretpostavit ćemo da polje ne prekoračuje iznos kod kojeg još uvijek vrijedi linearna veza između driftne brzine nosilaca i polja. Istosmjerna struja I teče kroz uzorak u smjeru polja i određena je relacijom:

$$I = \frac{Q_n}{t_n} + \frac{Q_p}{t_p}, \quad (3.35)$$



Slika 3.8. Definiranje uzorka poluvodičkog materijala za određivanje specifične vodljivosti

gdje su Q_n i Q_p naboji elektrona i šupljina koji se gibaju kroz uzorak pod djelovanjem polja, dok su t_n i t_p vremena potrebna da nosioci prijeđu udaljenost l u smjeru osi z . Elektroni i šupljine se pod djelovanjem tog polja gibaju u suprotnim smjerovima pa se njihovi doprinosi ukupnoj struji zbrajaju. Ako je površina presjeka uzorka okomita na smjer polja S , a dužina uzorka l , tada je:

$$Q_n = -qnSl, \quad Q_p = qpSl, \quad (3.36)$$

pri čemu su $-qn$ i qp gustoće prostornih naboja elektrona i šupljina, dok je Sl volumen što ga ti naboji zaposjedaju, odnosno volumen uzorka. Iz relacija (3.35) i (3.36) proizlazi:

$$I = -qnS \frac{l}{t_n} + qpS \frac{l}{t_p}. \quad (3.37)$$

Omjer dužine uzorka i vremena potrebnog da odgovarajući nosilac prijeđe tu dužinu je driftna brzina tog nosioca, pa je:

$$I = -qnSv_{dn} + qpSv_{dp}, \quad (3.38)$$

gdje su sa v_{dn} i v_{dp} označene driftne brzine elektrona i šupljina. Iz relacija (3.16), (3.19) i (3.38) proizlazi:

$$I = qS(n\mu_n + p\mu_p)F. \quad (3.39)$$

Gustoća struje J iznosi:

$$J = \frac{I}{S} = q(n\mu_n + p\mu_p)F = \sigma F, \quad (3.40)$$

gdje je σ specifična vodljivost poluvodičkog uzorka:

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p). \quad (3.41)$$

Struja I odnosno gustoća struje J posljedica je pojave drifta slobodnih nosilaca izazvanog djelovanjem električnog polja, pa se ta struja zove **driftna struja** (engl. *drift current*). Driftna struja određena je umnoškom specifične vodljivosti poluvodiča i jakosti polja.

Relaciju (3.41) možemo pisati i u obliku:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p, \quad (3.42)$$

gdje je $\sigma_n = qn\mu_n$ doprinos elektrona, a $\sigma_p = qp\mu_p$ doprinos šupljina specifičnoj vodljivosti poluvodiča. Uz istu koncentraciju elektroni više pridonose specifičnoj vodljivosti jer im je pokretljivost veća.

3.4.1. Specifična vodljivost intrinzičnog poluvodiča

U intrinzičnom slučaju je $n = p = n_i$ pa relacija (3.41) za specifičnu vodljivost intrinzičnog poluvodiča daje:

$$\sigma_i = q(\mu_{ni} + \mu_{pi})n_i, \quad (3.43)$$

gdje indeks »i« označava pripadnost odgovarajuće veličine intrinzičnom poluvodiču.

U siliciju na sobnoj temperaturi je $\mu_{ni} = 1350 \pm 100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ i $\mu_{pi} = 480 \pm 15 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, što uz $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ daje σ_i u granicama između približno $4 \cdot 10^{-6}$ i $4,5 \cdot 10^{-6} \text{ S cm}^{-1}$. U galij-arsenidu je $\mu_{ni} = 8800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ i $\mu_{pi} = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ i $n_i = (2 \div 9) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, što daje σ_i u granicama između približno $3 \cdot 10^{-9}$ i $14 \cdot 10^{-9} \text{ S cm}^{-1}$. Specifična vodljivost galij-arsenida u intrinzičnom stanju je za tri reda veličine manja od specifične vodljivosti silicija. S porastom temperature raste intrinzična koncentracija slobodnih elektrona i šupljina i padaju njihove pokretljivosti. Kako je međutim rast intrinzične koncentracije mnogo brži od pada pokretljivosti, specifična vodljivost intrinzičnog poluvodiča brzo raste s porastom temperature.

3.4.2. Poluvodič s uravnoteženom elektronskom i šupljinskom vodljivošću

Intrinzični poluvodič definirali smo kao čisti monokristalni materijal bez atoma primjesa, s pravilnom kristalnom rešetkom. Taj poluvodič karakteriziraju međusobno jednake koncentracije slobodnih elektrona i šupljina. Isto tako, kompenzirani poluvodič definirali smo kao poluvodič s međusobno jednakim koncentracijama donorskih i akceptorskih primjesa. Uz pretpostavku da su svi atomi donora i akceptora ionizirani, koncentracije slobodnih elektrona i šupljina iste su kao u intrinzičnom poluvodiču. Međutim, kompenzirani poluvodič je ekstrinzičan jer sadrži primjese. U intrinzičnom poluvodiču je elektronska komponenta vodljivosti σ_{ni} onoliko puta veća od šupljinske komponente vodljivosti σ_{pi} koliko je puta pokretljivost elektrona veća od pokretljivosti šupljina, pa je:

$$\frac{\sigma_{ni}}{\sigma_{pi}} = \frac{qn_i\mu_{ni}}{qp_i\mu_{pi}} = \frac{\mu_{ni}}{\mu_{pi}}. \quad (3.44)$$

U siliciju taj omjer iznosi 2,8, a u galij-arsenidu 22. Iako je broj elektrona jednak broju šupljina, elektronska komponenta vodljivosti, a time i struje, veća je od šupljinske, pa intrinzični poluvodič po načinu vođenja pokazuje karakteristike poluvodiča *n*-tipa. U kompenziranom poluvodiču je također broj slobodnih elektrona i šupljina međusobno jednak i ima istu vrijednost kao u intrinzičnom poluvodiču, pa je specifična vodljivost u tom slučaju:

$$\sigma_k = qn_i(\mu_{nk} + \mu_{pk}), \quad (3.45)$$

gdje indeks *k* označava pripadnost odgovarajuće veličine kompenziranom poluvodiču. Vodljivost kompenziranog poluvodiča na zadanoj temperaturi uvijek je manja od intrinzične vodljivosti jer su pokretljivosti nosilaca u kompenziranom poluvodiču manje.

Teorijski je zanimljiv slučaj poluvodiča koji ima jednaku elektronsku i šupljinsku komponentu vodljivosti pa je:

$$qn\mu_n = qp\mu_p. \quad (3.46)$$

Primjenom zakona termodinamičke ravnoteže $np = n_i^2$ dobiva se:

$$n = n_i \sqrt{\frac{\mu_p}{\mu_n}}, \quad p = n_i \sqrt{\frac{\mu_n}{\mu_p}}. \quad (3.47)$$

Uvrštenjem (3.47) u (3.41) dobiva se pripadajuća specifična vodljivost σ_0 :

$$\sigma_0 = 2qn_i \sqrt{\mu_n \mu_p}. \quad (3.48)$$

Da bi se ostvario uvjet (3.46), treba povećati p s obzirom na n da se nadoknadi razlika u iznosu pokretljivosti. To znači da intrinzičnom poluvodiču treba dodati odgovarajući broj akceptorskih atoma, npr. bora. Tada zakon električne neutralnosti glasi:

$$n + N_A = p. \quad (3.49)$$

Pomoću relacija (3.47) i (3.49) dobiva se iznos N_A potreban za izjednačavanje elektronske i šupljinske komponente vodljivosti:

$$N_A = \frac{\mu_n - \mu_p}{\sqrt{\mu_n \mu_p}} n_i. \quad (3.50)$$

Faktor ispred n_i je reda veličine jedinice u većine poluvodiča, pa je N_A reda veličine n_i . U tom je slučaju prevladavajući mehanizam raspršenja fononski mehanizam, dok je raspršenje na ioniziranim atomima primjesa zanemarivo. Zato je $\mu_n \approx \mu_{ni}$ i $\mu_p \approx \mu_{pi}$, pa je:

$$N_A \approx \frac{\mu_{ni} - \mu_{pi}}{\sqrt{\mu_{ni} \mu_{pi}}} n_i. \quad (3.51)$$

Kod silicija na sobnoj temperaturi u opisanom je slučaju $N_A \approx 1,08n_i$ i $\sigma_0 \approx 0,88\sigma_i$. Kod galij-arsenida je $N_A \approx 4,48n_i$ i $\sigma_0 \approx 0,41\sigma_i$. Uz navedene iznose N_A i silicij i galij-arsenid imaju jednake iznose elektronske i šupljinske vodljivosti. Specifična vodljivost silicija je u tom slučaju 12%, a kod galij-arsenida 59% manja od intrinzične.

Ako se intrinzičnom poluvodiču dodaju i donori uz akceptore, i tada je moguće postići jednakost elektronske i šupljinske komponente vodljivosti. U tom slučaju treba ispuniti uvjet:

$$N_A = N_D + \frac{\mu_n - \mu_p}{\sqrt{\mu_n \mu_p}} n_i > N_D. \quad (3.52)$$

Specifična vodljivost tada iznosi:

$$\sigma'_0 = 2qn_i \sqrt{\mu_n \mu_p}. \quad (3.53)$$

Ta je vodljivost manja od σ_0 jer N_D i N_A ne moraju biti relativno malog iznosa pa su pokretljivosti nosilaca u općem slučaju niže nego u intrinzičnom slučaju.

Specifična vodljivost σ_0 poluvodiča s jednakom elektronskom i šupljinskom komponentom vodljivosti ujedno je i minimalna vrijednost specifične vodljivosti u području niskih koncentracija akceptora dodanih intrinzičnom poluvodiču. To se može dokazati ako se primjenom zakona termodinamičke ravnoteže relacija (3.41) piše u obliku:

$$\sigma = q \left(n\mu_n + \frac{n_i^2}{n} \mu_p \right). \quad (3.54)$$

Izjednačavanjem prve derivacije gornje funkcije s nulom (uz μ_n i μ_p konstantno i jednako intrinzičnim iznosima) dobiva se:

$$n = n_i \sqrt{\frac{\mu_{pi}}{\mu_{ni}}}. \quad (3.55)$$

Uvrštenjem (3.55) u (3.54) dobiva se pripadni $\sigma_{\min}$:

$$\sigma_{\min} = 2qn_i \sqrt{\mu_{ni}\mu_{pi}} = \sigma_0. \quad (3.56)$$

Pomoću druge derivacije po koncentraciji elektrona dobiva se da je $\sigma_{\min}$ stvarno minimalna vrijednost specifične vodljivosti u području niskih koncentracija primjesa.

3.4.3. Specifična vodljivost poluvodiča u općem slučaju

Uvrštenjem relacija (2.69) i (2.70) u (3.41) dobiva se opći oblik izraza za specifičnu vodljivost poluvodiča u obliku:

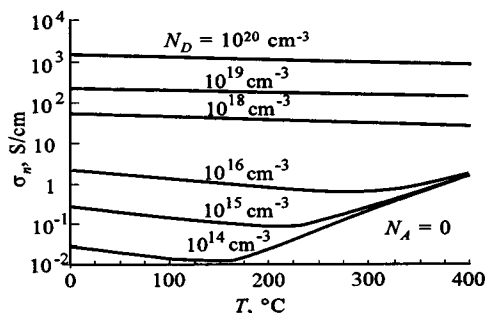
$$\sigma = \frac{q}{2} \left[(N_D - N_A)(\mu_n - \mu_p) + (\mu_n + \mu_p) \cdot \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right]. \quad (3.57)$$

Relacija (3.57) pretpostavlja da su svi akceptorski i donorski atomi ionizirani, što vrijedi na svim tehnički zanimljivim temperaturama i pri niskim, srednjim i umjereno visokim koncentracijama primjesa. Pokretljivosti nosilaca ovise o temperaturi i koncentracijama primjesa. Intrinzična koncentracija eksponencijalno raste s temperaturom, a pri koncentracijama primjesa iznad 10^{17} cm^{-3} sve jače ovisi i o koncentracijama primjesa. Specifična vodljivost zato izrazito ovisi o temperaturi i koncentracijama primjesa.

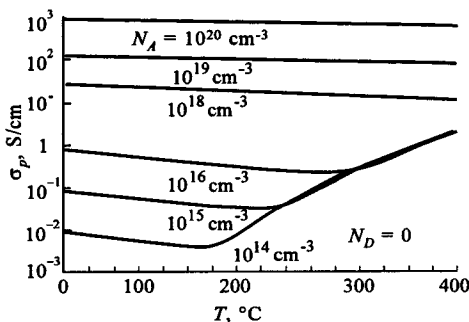
U intrinzičnom slučaju je $N_D = N_A = 0$ i $\mu_n = \mu_{ni}$, $\mu_p = \mu_{pi}$ pa relacija (3.57) izravno prelazi u (3.43). U slučaju kompenziranog poluvodiča je $N_D = N_A > 0$ i $\mu_n = \mu_{nk}$, $\mu_p = \mu_{pk}$ pa relacija (3.57) prelazi u (3.45).

U poluvodiču n -tipa, u ekstrinzičnom temperaturnom području je $N_D - N_A \gg 2n_i$ pa relacija (3.57) prelazi u:

$$\sigma \approx q\mu_n(N_D - N_A). \quad (3.58)$$



Slika 3.9. Ovisnost specifične vodljivosti σ_n silicija n -tipa o temperaturi uz koncentraciju donora N_D kao parametar



Slika 3.10. Ovisnost specifične vodljivosti σ_p silicija p -tipa o temperaturi uz koncentraciju akceptora N_A kao parametar (prema [3.4])

Slično za poluvodič p -tipa u ekstrinzičnom temperaturnom području proizlazi:

$$\sigma \approx q\mu_p(N_A - N_D). \quad (3.59)$$

U oba tipa poluvodiča u intrinzičnom temperaturnom području je $|N_D - N_A| \ll 2n_i$ pa je:

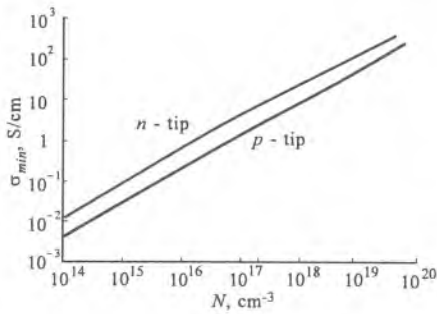
$$\sigma \approx q(\mu_n + \mu_p)n_i. \quad (3.60)$$

Specifična vodljivost ekstrinzičnog poluvodiča u intrinzičnom temperaturnom području određena je intrinzičnom koncentracijom, dakle temperaturom. Pri tome koncentracije primjesa utječu na specifičnu vodljivost samo neizravno, kroz utjecaj na iznos pokretljivosti nosilaca.

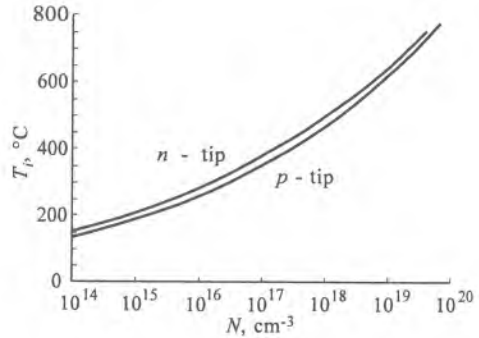
Ovisnost specifične vodljivosti silicija n -tipa o temperaturi, temeljena na relaciji (3.57) prikazana je na slici 3.9. za područje temperatura od 0° do 400° C kada je $N_A = 0$ uz N_D kao parametar u granicama od $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ do 10^{20} cm^{-3} . Pri proračunu krivulja na slici 3.9. uzeta je u obzir ovisnost pokretljivosti nosilaca o koncentraciji donora i o temperaturi, te ovisnost intrinzične koncentracije o temperaturi i degenerativnim efektima pri visokim koncentracijama donora. Slične krivulje prikazane su na slici 3.10. za silicij p -tipa.

Na krivuljama na slikama 3.9. i 3.10. jasno se uočava postojanje područja ekstrinzičnih temperatura u kojem specifična vodljivost opada pri porastu temperature kao i područja intrinzičnih temperatura u kojem specifična vodljivost raste s porastom temperature. Pad vodljivosti u području ekstrinzičnih temperatura pripisujemo padu pokretljivosti nosilaca pri porastu temperature. U području intrinzičnih temperatura vodljivost raste pri porastu temperature zbog rasta intrinzične koncentracije. Ekstrinzično temperaturno područje odijeljeno je od intrinzičnog onom temperaturom pri kojoj krivulje vodljivosti imaju minimum. Taj minimum nije vidljiv za krivulje vodljivosti s koncentracijama primjesa iznad 10^{18} cm^{-3} jer leži na temperaturama iznad 400° C. Iznos minimalne vrijednosti specifične vodljivosti $\sigma_{\min}$ kao funkcija koncentracije primjesa prikazan je na slici 3.11². Pripadna

² Uočiti razliku u značenju veličine $\sigma_{\min}$ u relaciji (3.56) i na slici 3.9.



Slika 3.11. Ovisnost minimalnog iznosa specifične vodljivosti $\sigma_{\min}$ silicija o koncentraciji primjese N u tipovima n i p silicija (prema [3.4])

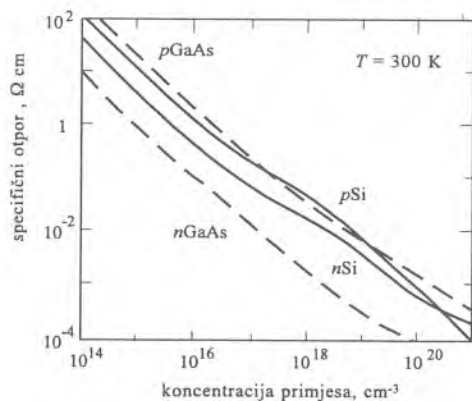


Slika 3.12. Ovisnost intrinzične temperature T_i o koncentraciji primjese N u tipovima n i p silicija (prema [3.4])

temperatura zove se **intrinzična temperatura** T_i i ona je kao funkcija koncentracije primjese prikazana na slici 3.12. Ovdje definirana intrinzična temperatura kvantitativno se razlikuje od intrinzične temperature definirane u dijelu 2.8. i prikazane na slici 2.29. Tamo je intrinzična temperatura određena na temelju ovisnosti koncentracija primjese o temperaturi, a ona ne ovisi o pokretljivosti nosilaca, pa se i za n -tip i za p -tip silicija dobiva ista ovisnost T_i o koncentraciji primjese. Međutim, vodljivosti poluvodiča ovise, osim o koncentracijama nosilaca i o pokretljivosti, pa se na slici 3.12. dobivaju različite krivulje za n -tip i p -tip silicija.

Osim krivulja ovisnosti specifične vodljivosti o temperaturi poučne su i krivulje ovisnosti specifičnog otpora o koncentraciji primjese. Na slici 3.13. prikazane su te krivulje za silicij i galij-arsenid n -tipa i p -tipa na sobnoj temperaturi.

Vidljivo je da se s promjenom koncentracije primjese u granicama od približno 10^{14} do 10^{20} cm^{-3} specifični otpor mijenja u granicama od približno 100 do $10^{-4} \Omega\text{cm}$. Taj raspon proizlazi i iz relacija (3.58) i (3.59) jer su to dopirani poluvodiči u području ekstrinzičnih temperatura. Poluvodički materijali imaju svojstvo da se specifični otpor može **tehnološki programirati** u širokim granicama izborom odgovarajuće koncentracije primjese. Metali i



Slika 3.13. Ovisnost specifičnog otpora o koncentraciji primjese za silicij i galij-arsenid na temperaturi $T = 300\text{K}$ (prema Szeu [3.7] i Yangu [3.6])

dielektrici nemaju mogućnost tako jednostavnog programiranja svojstava, i to je jedan od razloga vrlo različitih primjena poluvodičkih materijala.

3.5. Difuzijska struja u poluvodičima

U poluvodičkom materijalu postojanje električnog polja izaziva driftno gibanje slobodnih nosilaca, što rezultira pojavom driftne struje. Kod relativno niskih iznosa električnog polja postoji linearna veza između driftne brzine nosilaca i jakosti električnog polja, što za posljedicu ima linearnu vezu između gustoće struje i jakosti polja. Drugim riječima, u opisanom slučaju vrijedi Ohmov zakon. Kod većih iznosa polja, tipično iznad 10^3 V/cm, nema proporcionalnosti između driftne brzine i jakosti polja, pa Ohmov zakon više ne vrijedi. Međutim, za razliku od metala, u poluvodičima postoji osim driftne struje još jedna komponenta struje. To je **struja difuzije** ili **difuzijska struja** (engl. *diffusion current*). Ta komponenta struje izazvana je promjenljivim iznosom koncentracije nosilaca u volumenu poluvodiča. Zbog njihove visoke specifične vodljivosti, u metalima ne može postojati promjena koncentracije elektrona u volumenu metala, pa difuzijska struja ne može postojati.

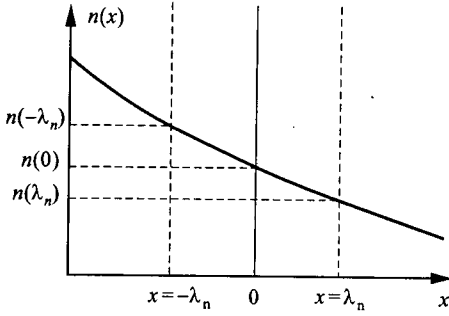
Da bismo shvatili podrijetlo i karakter difuzijske struje, zamislimo poluvodič u kojem se koncentracija slobodnih nosilaca, npr. elektrona, mijenja samo u smjeru osi x (slika 3.14). Pretpostavimo također da je temperatura u poluvodiču uniformna pa se srednja energija elektrona ne mijenja s x -om. Mijenja se samo koncentracija elektrona n , pa je označavamo s $n(x)$. Pogledajmo broj slobodnih elektrona koji prođu kroz ravninu kojoj odgovara $x = 0$ u jedinici vremena po jedinici površine. Taj se broj izražava u broju elektrona po cm^2 u sekundi ili u $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ i zove se **tok nosilaca** ili **fluks nosilaca**. Zbog konačne temperature elektroni se gibaju u poluvodiču koristeći se za to gibanje svojom toplinskom energijom. Pri tome ćemo pretpostaviti da u poluvodiču ne postoji električno polje pa nema driftnog gibanja elektrona. Ta pretpostavka nije principijelno važna, ali olakšava analizu pojava povezanih s difuzijom. U prosjeku, slobodni elektroni koji prolaze kroz ravninu $x = 0$, dolazeći s lijeve strane, polaze s približne udaljenosti $x = -\lambda_n$ nakon sudara, gdje je λ_n srednji slobodni put elektrona između dva uzastopna sudara sa silama kristalne rešetke. Pri tome je:

$$\lambda_n = v_n \bar{t}_n, \quad (3.61)$$

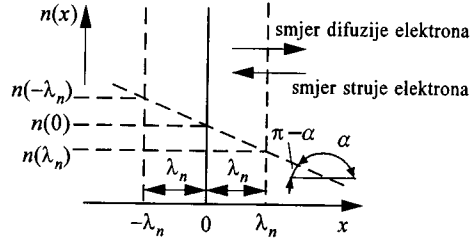
gdje je v_n srednja vrijednost toplinske brzine elektrona, a $\bar{t}_n$ srednje slobodno vrijeme između dva uzastopna sudara. Srednja vrijednost toka slobodnih elektrona koji prolaze kroz ravninu $x = 0$ dolazeći s lijeve strane određena je koncentracijom elektrona na mjestu $x = -\lambda_n$ i iznosi:

$$f_{-\lambda} = \frac{1}{2} v_n n(-\lambda_n), \quad \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (3.62)$$

pri čemu faktor $1/2$ uzima u obzir činjenicu da je vjerojatnost da elektron koji doživi sudar na mjestu $x = -\lambda_n$ i krene na desnu stranu prema ravnini $x = 0$ jednaka 50%. Slično je tok elektrona koji dolaze s desne strane polazeći s udaljenosti λ_n jednak:



Slika 3.14. Promjena koncentracije slobodnih elektrona u smjeru x kao uzrok difuzijskog gibanja



Slika 3.15. Linearizacija krivulje koncentracije slobodnih elektrona u blizini ravnine $x = 0$

$$f_{\lambda} = \frac{1}{2} v_n n(\lambda_n), \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}. \quad (3.63)$$

Rezultirajući tok elektrona f kroz ravninu $x = 0$ određen je razlikom tokova $f_{-\lambda}$ i f_{λ} :

$$f = \frac{1}{2} v_n [n(-\lambda_n) - n(\lambda_n)]. \quad (3.64)$$

Kako je $n(-\lambda_n) \neq n(\lambda_n)$, tok će biti različit od nule. Samo kada je $n(-\lambda_n) = n(\lambda_n)$, tj. kada nema promjene koncentracije elektrona između $x = -\lambda_n$ i $x = \lambda_n$, tok će biti nula. Ako je $n(-\lambda_n) > n(\lambda_n)$, tok je pozitivan jer više elektrona dolazi do ravnine $x = 0$ s lijeve nego s desne strane. Obrnuto, ako je $n(-\lambda_n) < n(\lambda_n)$, tok je negativan jer više elektrona dolazi do ravnine $x = 0$ s desne strane. Kako je λ_n vrlo malen, ne može se očekivati znatnija promjena $n(x)$ između $x = 0$ i $x = \pm\lambda_n$ pa se krivulja $n(x)$ na slici 3.14. u intervalu $[-\lambda_n, \lambda_n]$ može aproksimirati tangentom prema slici 3.15. Iz geometrijskih odnosa na slici 3.15. proizlazi izravno:

$$n(0) - n(\lambda_n) = \lambda_n \operatorname{tg}(\pi - \alpha) = -\lambda_n \operatorname{tg}(\alpha) = -\lambda_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.65)$$

$$n(-\lambda_n) - n(0) = n(0) - n(\lambda_n) = -\lambda_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.66)$$

pri čemu se derivacija n po x uzima na mjestu $x = 0$. Iz relacija (3.65) i (3.66) proizlazi:

$$n(-\lambda_n) = n(0) - \lambda_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.67)$$

$$n(\lambda_n) = n(0) + \lambda_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.68)$$

što s relacijom (3.64) daje:

$$f = -v_n \lambda_n \frac{dn}{dx} . \quad (3.69)$$

Relacija (3.69) izvedena je za tok elektrona na mjestu $x = 0$ na kojem se računa derivacija n po x . Međutim, analiza se može odnositi na bilo koji $x \neq 0$, pa relaciju (3.69) možemo pisati u općem obliku za proizvoljni x :

$$f(x) = -v_n \lambda_n \frac{dn(x)}{dx} . \quad (3.70)$$

Množenjem toka elektrona s nabojem elektrona $-q$ dobiva se gustoća difuzijske struje elektrona J_n :

$$J_n = -qf(x) = qv_n \lambda_n \frac{dn(x)}{dx} . \quad (3.71)$$

Gustoća difuzijske struje elektrona razmjerna je gradijentu koncentracije elektrona. Ako koncentracija elektrona opada s x -om, kao na slici 3.14., tada je gradijent koncentracije elektrona negativan i J_n je negativan, što je u skladu s činjenicom da se elektroni gibaju s mjesta više koncentracije prema mjestu niže koncentracije, dakle u smjeru pozitivne osi x .

Relaciju (3.71) možemo pisati u uobičajenom obliku koristeći se ekviparticijskim teoremom za energiju elektrona. U jednodimenzionalnom slučaju taj teorem glasi:

$$\frac{1}{2} m_n^* v_n^2 = \frac{1}{2} kT . \quad (3.72)$$

Za razliku od relacije (3.2) ovdje je ispred kT faktor $1/2$ umjesto $3/2$ jer relacija (3.72) uzima u obzir samo x -smjer gibanja, pa tom smjeru može pripadati samo jedna trećina ukupne toplinske energije elektrona. Pomoću relacija (3.61) i (3.72) dobiva se (3.71) u obliku:

$$J_n = q \left(\frac{kT}{q} \cdot \frac{q \bar{t}_n}{m_n^*} \right) \frac{dn(x)}{dx} . \quad (3.73)$$

Pomoću relacije (3.17) za pokretljivost elektrona dobiva se:

$$J_n = q \left(\frac{kT}{q} \cdot \mu_n \right) \frac{dn(x)}{dx} . \quad (3.74)$$

Veličina u zagradi zove se **difuzijska konstanta** (engl. *diffusion constant*) ili **difuzivnost**. Označava se sa D_n i određena je relacijom:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = U_T \mu_n, \quad \text{cm}^2 \text{s}^{-1}, \quad (3.75)$$

gdje je U_T naponski ekvivalent temperature. Indeks n znači da se difuzijska konstanta, kao i pokretljivost, odnosi na elektrone. Slična relacija vrijedi i za šupljine:

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p = U_T \mu_p, \quad \text{cm}^2 \text{s}^{-1}, \quad (3.76)$$

gdje indeks p označava da je riječ o šupljinama. Relacija koja povezuje difuzijsku konstantu s pokretljivošću zove se **Einsteinova relacija**. Kako pokretljivost ovisi o koncentraciji primjese i temperaturi, i difuzijska konstanta ovisi o istim parametrima, pa bi je bolje bilo zvati difuzijskim koeficijentom nego konstantom. No kako je naziv difuzijska konstanta uobičajen u literaturi, primjenjivat će se i ovdje.

Relacija (3.74) pomoću relacije (3.75) dobiva konačni oblik:

$$J_n = qD_n \frac{dn(x)}{dx}. \quad (3.77)$$

Slično vrijedi i za gustoću difuzijske struje šupljina J_p :

$$J_p = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}. \quad (3.78)$$

Predznak minus uvažava činjenicu da uz isti gradijent koncentracije elektrona i šupljina gibanje oba tipa nosilaca ima isti smjer, pa struja pozitivnih šupljina mora imati suprotan predznak od struje negativnih elektrona.

Relacije (3.75) i (3.76) vrijede u nedegeneriranom poluvodiču, gdje se slobodni nosioci vladaju po Maxwell-Boltzmannovoj statistici. U degeneriranom poluvodiču Fermijev nivo prelazi u vodljivi ili u valentni pojas, ovisno o tipu poluvodiča, pa počinje vrijediti Fermi-Diracova statistika za većinske nosioce. U tom slučaju Einsteinova relacija prelazi u [3.8]:

$$D_n = 2 \left(\frac{kT}{q} \mu_n \right) \frac{F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_G}{kT} \right)}{F_{-1/2} \left(\frac{E_F - E_G}{kT} \right)}, \quad (3.79)$$

gdje su $F_{1/2}$ i $F_{-1/2}$ Fermijevi integrali reda jedne polovice i reda minus jedne polovice. E_G je širina zabranjenog pojasa. Relacija (3.79) može se prikazati redom potencija [3.9]:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \left[1 + 0,35355 \left(\frac{n}{N_c} \right) - 9,9 \cdot 10^{-3} \left(\frac{n}{N_c} \right)^2 + 4,45 \cdot 10^{-4} \left(\frac{n}{N_c} \right)^3 + \dots \right], \quad (3.80)$$

gdje je n koncentracija elektrona, a N_c efektivna gustoća dopuštenih stanja u vodljivom pojasu. Sličan red potencija vrijedi i za šupljine. U specijalnom slučaju, kada je $n \ll N_c$, što odgovara nedegeneriranom poluvodiču, relacija (3.80) prelazi u (3.75).

Ovdje izvedene relacije za gustoće difuzijskih struja elektrona i šupljina odnose se na jednodimenzionalni slučaj kada su koncentracije nosilaca ovisne samo o x -u. U općem slučaju n i p ovise o x, y i z te je $n = n(x, y, z)$ i $p = p(x, y, z)$. Tada se relacije za gustoću difuzijskih struja mogu pisati u općem obliku:

$$\vec{J}_n = qD_n \left[\frac{\partial n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial n}{\partial z} \vec{k} \right] = qD_n \nabla n, \quad (3.81)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \left[\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right] = -qD_p \nabla p, \quad (3.82)$$

gdje su $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ jedinični vektori u x, y i z smjeru.

3.6. Ukupna struja u poluvodiču

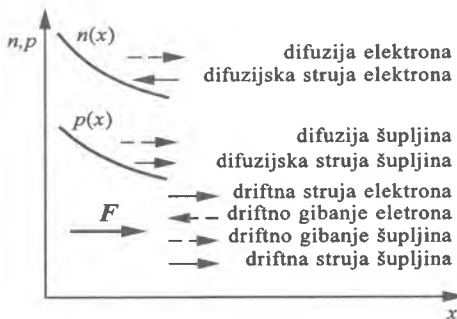
U općem slučaju u poluvodičkom materijalu može istodobno postojati i električno polje i gradijent koncentracije slobodnih nosilaca. Tada je ukupna struja zbroj driftne i difuzijske komponente. U jednodimenzionalnom slučaju gustoće struje elektrona i šupljina iznose:

$$J_n = qn\mu_n F + qD_n \frac{dn(x)}{dx}, \quad (3.83)$$

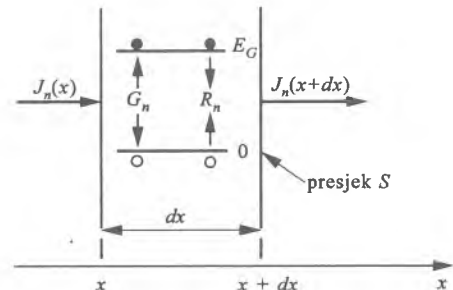
$$J_p = qp\mu_p F - qD_p \frac{dp(x)}{dx}. \quad (3.84)$$

Smjerovi gibanja nosilaca i predznaci pojedinih komponenti jasni su iz prikaza na slici 3.16.

U općem trodimenzionalnom slučaju te se relacije mogu pisati u vektorskom obliku:



Slika 3.16. Prikaz smjerova gibanja nosilaca i komponenti struja u poluvodiču kada postoji električno polje F i gradijent koncentracije nosilaca u smjeru osi x



Slika 3.17. Porast gustoće struje elektrona u infinitezimalnom uzorku debljine dx uz uključene procese generacije G_n i rekombinacije R_n

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{F} + qD_n\nabla n, \quad (3.85)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p\vec{F} - qD_p\nabla p, \quad (3.86)$$

gdje je $\vec{F} = F_x\vec{i} + F_y\vec{j} + F_z\vec{k}$, pri čemu su F_x , F_y i F_z komponente polja u smjeru x , y i z .

3.7. Jednadžba kontinuiteta i difuzijska jednadžba

Jednadžbe (3.83) i (3.84) prikazuju ovisnost gustoće struje slobodnih elektrona i šupljina o jakosti električnog polja i o gradijentu koncentracije slobodnih nosilaca. Za praktičnu primjenu tih jednadžbi potrebno je uz ostalo poznavati i prostornu raspodjelu koncentracija slobodnih nosilaca. U tu svrhu može poslužiti **jednadžba kontinuiteta** (engl. *continuity equation*), koja u osnovi određuje tok slobodnih nosilaca koji ulaze u infinitezimalni uzorak poluvodičkog materijala i izlaze iz njega. Jednadžbu kontinuiteta moguće je napisati i za većinske i za manjinske nosioce, međutim, u analizi realnih poluvodičkih struktura, kao što je *pn*-spoj, rješavaju se jednadžbe kontinuiteta za manjinske nosioce. Pri određivanju jednadžbe kontinuiteta za slobodne elektrone polazi se od infinitezimalno uskog uzorka poluvodičkog materijala smještenog između x i $x + dx$ u smjeru osi x , s površinom S okomitom na tu os (slika 3.17). U uzorak ulazi elektronska struja gustoće $J_n(x)$, a izlazi elektronska struja gustoće $J_n(x + dx)$. U uzorku je proces generacije elektrona simboliziran brzinom generacije G_n , a proces rekombinacije brzinom rekombinacije R_n . Veličine G_n i R_n izražavaju se u broju generacija, odnosno rekombinacija po jedinici volumena i jedinici vremena, dakle u $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. Pri tome nije bitno koji mehanizmi generacije i rekombinacije postoje, bitno je samo da se mogu iskazati veličinama G_n i R_n .

Pretpostavit ćemo zbog općenitosti da se koncentracija slobodnih elektrona n osim x -om mijenja i s vremenom t , tj. da je $n = n(x, t)$ što će omogućiti dobivanje jednadžbe kontinuiteta, koja će svojim rješenjem određivati koncentraciju slobodnih elektrona i u statičkim i u dinamičkim uvjetima.

Brzina promjene broja slobodnih elektrona u uzorku na slici 3.17. u intervalu dx po definiciji je parcijalna derivacija broja elektrona u uzorku po vremenu. Broj elektrona je umnožak koncentracije elektrona i volumena uzorka Sdx , pa je brzina promjene broja slobodnih elektrona jednaka:

$$\frac{\partial n}{\partial t} S dx, \quad \text{s}^{-1}. \quad (3.87)$$

Ta brzina promjene broja slobodnih elektrona ima dvije komponente. Prva komponenta određena je razlikom gustoća struja na mjestu $x + dx$ i mjestu x i iznosi:

$$\left[\frac{J_n(x + dx)}{q} - \frac{J_n(x)}{q} \right] S, \quad \text{s}^{-1}. \quad (3.88)$$

Član u zagradi razlika je broja slobodnih elektrona na mjestu $x + dx$ i mjestu x po jedinici površine presjeka i jedinici vremena. Množenjem površinom presjeka uzorka S dobiva se

brzina promjene broja slobodnih elektrona u volumenu Sdx zbog razlike iznosa struja na kraju i početku uzorka. Druga komponenta je određena razlikom brzine generacije G_n i rekombinacije R_n i iznosi:

$$(G_n - R_n)Sdx, \quad s^{-1}. \quad (3.89)$$

Pomoću relacija (3.87), (3.86) i (3.89) dobiva se:

$$\frac{\partial n}{\partial t} Sdx = \left[\frac{J_n(x+dx)}{q} - \frac{J_n(x)}{q} \right] S + (G_n - R_n)Sdx. \quad (3.90)$$

S razvojem člana $J_n(x+dx)$ u Taylorov red uz zanemarenje nelinearnih članova dobiva se:

$$J_n(x+dx) = J_n(x) + \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} dx, \quad (3.91)$$

pa jednačba (3.90) prelazi u:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + G_n - R_n. \quad (3.92)$$

U trodimenzionalnom slučaju dobiva se opći oblik jednačbe kontinuiteta za elektrone:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \nabla \cdot \vec{J}_n + G_n - R_n. \quad (3.93)$$

Slično se dobiva i za šupljine:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \nabla \cdot \vec{J}_p + G_p - R_p, \quad (3.94)$$

gdje je $\vec{J}_p$ gustoća struje šupljina, a G_p i R_p brzine generacije i rekombinacije šupljina u $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$.

Relacija (3.92) može se modificirati pomoću relacije (3.83) za gustoću struje elektrona kada postoji i električno polje F i gradijent koncentracije elektrona. Tada je:

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} = \mu_n F \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n \frac{\partial F}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (3.95)$$

pa relacija (3.92) prelazi u:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n F \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n \frac{\partial F}{\partial x} + G_n - R_n. \quad (3.96)$$

Jednadžba (3.96) je jednadžba kontinuiteta za elektrone. Izvedena je uz pretpostavku da je $n = n(x, t)$, te da μ_n i D_n ne ovise o x -u, što znači da je poluvodič u smjeru x uniformno dopiran.

Slično se dobiva i za šupljine:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p F \frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p \frac{\partial F}{\partial x} + G_p - R_p . \quad (3.97)$$

Jednadžbe kontinuiteta (3.96) i (3.97) su parcijalne diferencijalne jednadžbe jer koncentracije nosilaca ovise i o x -u i o t -u. Zato one imaju nebrojeno mnogo mogućih rješenja, ovisno o rubnim i početnim uvjetima. Kada se razmatraju statičke raspodjele nosilaca, nema ovisnosti koncentracije o vremenu, lijeva strana jednadžbi (3.96) i (3.97) jednaka je nuli i parcijalne diferencijalne jednadžbe prelaze u obične diferencijalne jednadžbe.

U specijalnom slučaju, kada je $F = 0$, nestaju iz jednadžbi kontinuiteta članovi koji ovise o polju i njegovu gradijentu, pa je:

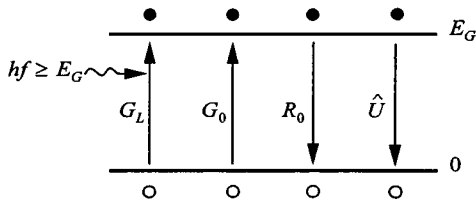
$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G_n - R_n , \quad (3.98)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G_p - R_p . \quad (3.99)$$

Jednadžbe kontinuiteta opisane tim relacijama bez članova koji ovise o jakosti električnog polja zovu se **difuzijske jednadžbe** (engl. *diffusion equation*). Jednadžbe kontinuiteta i difuzijske jednadžbe vrlo su korisno sredstvo u određivanju karakteristika poluvodičkih elemenata.

3.8. Mehanizmi generacije i rekombinacije

S pojavom generacije i rekombinacije upoznali smo se u dijelu 2.6. pri izvodu zakona termodinamičke ravnoteže u obliku $np = n_i^2$. Pri tome smo razmatrali samo jedan od mogućih mehanizama generacije i rekombinacije - izravan prijelaz elektrona iz valentnog pojasa u vodljivi pojas, čime se u vodljivom pojasu stvara jedan slobodan elektron, a u valentnom šupljina. Obrnutim procesom, procesom rekombinacije - »pada« slobodni elektron iz vodljivog pojasa u valentni pojas pa se slobodni elektron i šupljina poništavaju. Proces generacije i rekombinacije u opisanom slučaju ilustrirani su slikama 2.14. i 2.23. U stanju termodinamičke ravnoteže oba su procesa u međusobnoj ravnoteži pa se koncentracije slobodnih nosilaca održavaju na konstantnom iznosu tako dugo koliko traje ravnoteža. Ravnotežno stanje može se narušiti uvođenjem u poluvodič slobodnih nosilaca iznad ravnotežnog iznosa koncentracije. Proces stvaranja koncentracije slobodnih nosilaca iznad ravnotežnog iznosa zove se **injekcija nosilaca** (engl. *carrier injection*). Razlika neravnotežne i ravnotežne koncentracije zove se **ekscresna koncentracija** (engl. *excess concentration*). Postoje različiti načini injekcije nosilaca. Jedan način je djelovanje svjetlosti odgovarajuće valne duljine na poluvodič, čime se energija valentnih elektrona može povećati



Slika 3.18. Procesi generacije i rekombinacije u uvjetima djelovanja optičkog signala

do te mjere da oni prijeđu u vodljivi pojas i postanu slobodni elektroni. Budući da se proces **optičke generacije** nosilaca događa istodobno s normalnom **toplinskom generacijom**, u poluvodiču se stvara ekscesna koncentracija nosilaca. Da bi došlo do optičke generacije, potrebno je da energija fotona bude jednaka ili veća od E_G , tj. da bude ispunjen uvjet:

$$hf \geq E_G, \quad (3.100)$$

gdje je h Planckova konstanta, a f frekvencija fotona. Pomoću valne duljine može se pisati:

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_G} \leq \frac{1,24}{E_G}, \quad \mu\text{m}, \quad (3.101)$$

gdje je c brzina svjetlosti. Širinu procjepa E_G treba u relaciji (3.101) izraziti u eV. Opisani proces stvaranja ekscesne koncentracije ilustriran je slikom 3.18. Veličine G_0 i R_0 označavaju brzine generacije i rekombinacije u uvjetima toplinske ravnoteže. Veličina G_L je brzina generacije izazvane optičkom pobudom, dok je $\hat{U}$ brzina rekombinacije ekscesnih nosilaca. Kada se dogodi rekombinacija para slobodan elektron - šupljina oslobađa se energija E_G .

Ovisno o prirodi procesa rekombinacije moguća su dva mehanizma. Ako pri rekombinaciji dođe do emisije fotona, tada imamo **radijativnu rekombinaciju** (engl. *radiative recombination*). Ako pri rekombinaciji dođe do emisije fonona, tada imamo **neradijativnu rekombinaciju** (engl. *nonradiative recombination*). Ako je u uvjetima toplinske ravnoteže koncentracija slobodnih elektrona n_0 , a šupljina p_0 , tada je $n_0 p_0 = n_i^2$. Kada djeluje svjetlosni signal koji ispunjava uvjet sadržan u relaciji (3.101), tada poraste koncentracija slobodnih elektrona s iznosa n_0 na iznos $n > n_0$ i šupljina s iznosa p_0 na iznos $p > p_0$. U tom slučaju je $np > n_0 p_0$ odnosno $np > n_i^2$, pa više ne vrijedi zakon termodinamičke ravnoteže. Ekscesne koncentracije elektrona $n - n_0$ i šupljina $p - p_0$ moraju pri tome biti međusobno jednake da bi se očuvala električna neutralnost. Osim svjetlosnim signalom injekcija slobodnih nosilaca može se izazvati i djelovanjem ionizirajućih zraka određene valne duljine ili ubacivanjem npr. slobodnih nosilaca iz poluvodiča p -tipa u poluvodič n -tipa, kada ti poluvodiči čine pn -spoj, na čemu se temelji rad bipolarnih dioda i tranzistora. Injekcija se može osigurati i pomoću spoja metala i poluvodiča.

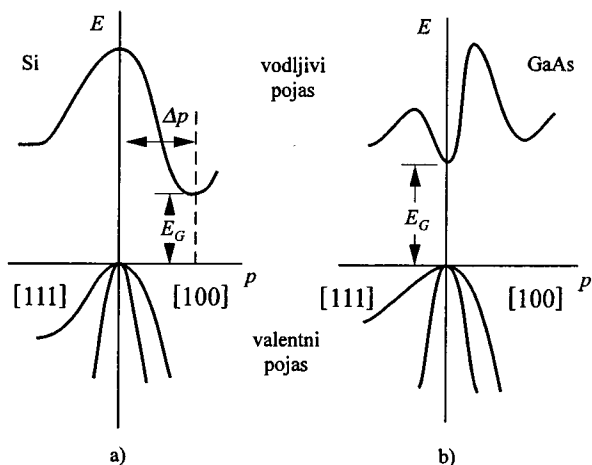
3.8.1. Nizak i visok nivo injekcije

Broj injektiranih nosilaca uvelike određuje svojstva poluvodičkih elemenata. Zamislimo silicij n -tipa dopiran s koncentracijom donora N_D . U uvjetima termodinamičke ravnoteže je $n_0 = N_D$ i $p_0 = n_i^2 / N_D$. Pretpostavimo da se u određenom trenutku uključi svjetlosni izvor koji emitira fotone na površinu silicija. Moguća su dva karakteristična slučaja. U prvom slučaju

koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca šupljina je mnogo manja od ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca. Tada poraste koncentracija manjinskih nosilaca bez vidljive promjene koncentracije većinskih. Taj se slučaj zove **niski nivo injekcije** (engl. *low-level injection*). U drugom slučaju koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca šupljina je reda veličine koncentracije većinskih nosilaca pa zbog očuvanja električne neutralnosti uz porast koncentracije manjinskih nosilaca mora porasti koncentracija većinskih nosilaca. To je slučaj **visokog nivoa injekcije** (engl. *high-level injection*). Kao primjer za ilustraciju nivoa injekcije može poslužiti *n*-silicij s koncentracijom donora $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. U stanju termodinamičke ravnoteže na sobnoj temperaturi bit će $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i $p_0 = n_i^2/N_D = 2,1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. U stanju termodinamičke ravnoteže nema eksczesnih nosilaca. Pretpostavimo da na silicij djeluje odgovarajući izvor zračenja koji u siliciju generira $n' = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ slobodnih elektrona iznad ravnotežne koncentracije. Veličina n' je po definiciji eksczesna koncentracija. Zbog očuvanja električne neutralnosti mora i koncentracija manjinskih šupljina porasti za iznos $p' = n' = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Rezultirajuća ukupna koncentracija većinskih elektrona sada je zbroj ravnotežne i eksczesne koncentracije, pa je $n = n' + n_0 = 10^{13} + 10^{15} \approx 10^{15} \approx n_0$. Istodobno je rezultirajuća koncentracija manjinskih nosilaca $p = p' + p_0 = n' + p_0 = 10^{13} + 2,1 \cdot 10^5 \approx 10^{13} = n'$. U razmatranom je slučaju $n \approx n_0$ i $p \gg p_0$ pa se znatno mijenja koncentracija manjinskih nosilaca bez promjene koncentracije većinskih, što odgovara režimu niske injekcije. U drugom slučaju pretpostavimo da izvor zračenja generira u istom silicijskom uzorku eksczesnu koncentraciju slobodnih elektrona $n' = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Rezultirajuća koncentracija slobodnih elektrona sada iznosi $n = n' + n_0 = 10^{16} + 10^{15} = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \gg n_0$. Rezultirajuća koncentracija manjinskih šupljina je $p = p' + p_0 = n' + p_0 = 10^{16} + 2,1 \cdot 10^5 \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3} \gg p_0$. U tom slučaju, uz znatan porast koncentracije manjinskih nosilaca, postoji i znatan porast koncentracije većinskih nosilaca pa je riječ o režimu visoke injekcije. Rad u režimu visoke injekcije čini matematičku analizu rada poluvodičkih elemenata kompliciranijom nego rad u režimu niske injekcije. Na sreću, rad u režimu visoke injekcije nije normalan režim rada i on daje samo efekte višeg reda, što znači da ne utječe znatnije na osnovna električna svojstva poluvodičkih elemenata. Zato ćemo režim visoke injekcije u analizi elektroničkih elemenata u pravilu zanemariti.

3.8.2. Direktna rekombinacija nosilaca

Slobodni elektroni i šupljine smješteni su u različitim energetske pojaseima, što omogućava različite načine njihove rekombinacije. Da bismo bolje opisali proces rekombinacije, prikazat ćemo energetske dijagrame na način uobičajen u kvantnoj mehanici. Prikaz je dan na slici 3.19. za silicij i galij-arsenid. Ti energetske dijagrami pokazuju ovisnost energije E o količini gibanja p . Kristali su anizotropni te $E - p$ dijagrami duž glavnih kristalnih osi nisu nužno isti pa je potrebna trodimenzionalna slika da se prikažu sva svojstva modela energetske pojasa. U praksi se radi jednostavnosti primjenjuju dvodimenzionalni prikazi energetske dijagrama. Prema slici 3.19.b u galij-arsenidu je minimum energije u vodljivom pojasu smješten direktno iznad maksimuma energije u valentnom pojasu. Zato se galij-arsenid i ostali poluvodiči s istim svojstvom zovu poluvodičima s **direktnim zabranjenim pojasom** (engl. *direct-gap semiconductor*). U ovom slučaju prijelaz slobodnog elektrona iz vodljivog pojasa u valentni pojas pri procesu rekombinacije dovodi do promjene energije elektrona za iznos E_G , dok količina gibanja elektrona ostaje ista. U siliciju (slika 3.19.a) se minimum energije vodljivog pojasa ne podudara s maksimumom energije valentnog pojasa, već postoji razlika



Slika 3.19. Kvantno mehanički prikaz energetske strukture silicija (a) i galij-arsenida (b)

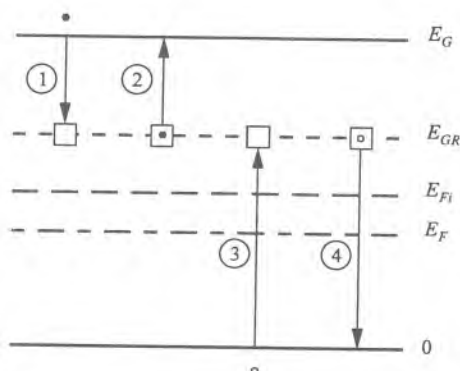
u količini gibanja elektrona. Taj tip poluvodiča zove se poluvodič s **indirektnim zabranjenim pojasom** (engl. *indirect-gap semiconductor*). Prijelaz elektrona iz vodljivog pojasa u valentni podrazumijeva u ovom slučaju promjenu energije za E_G i količine gibanja za Δp .

Napominjemo još da je ovisnost energije o količini gibanja u valentnom pojasu dvoznačna jer svakoj količini gibanja odgovaraju dva energetska nivoa. To upućuje na dvije vrijednosti efektivne mase. Vanjska krivulja odgovara većoj efektivnoj masi, a unutarnja manjoj. Ta se činjenica u analizi elektroničkih elemenata može zanemariti.

U osnovi postoje tri vrste rekombinacije: **direktna**, **indirektna** i **Augerova**. Kada elektron prelazi direktno iz vodljivog pojasa u valentni, prema slici 2.23. događa se **direktna rekombinacija** (engl. *direct recombination*). Taj je mehanizam čest u poluvodičima s direktnim procjepom, kao što su galij-arsenid i galij-arsenid-fosfid. Prelazeći iz vodljivog pojasa u valentni, elektron oslobađa energiju E_G i potom zauzima prazno stanje - šupljinu - u valentnom pojasu bez promjene količine gibanja. To je najdjelotvorniji način za anihilaciju para slobodan elektron-šupljina u poluvodičima s direktnim procjepom. Kada se to dogodi, oslobođena energija emitira se u obliku kvanta svjetlosti-fotona. Na toj pojavi temelji se rad **svijetlećih dioda** (engl. *light-emitting diodes*, LED) i **lasera** uz upotrebu poluvodiča s direktnim procjepom. Intenzitet te pojave može se zanemariti u poluvodičima s indirektnim procjepom kao što je silicij, osim kod vrlo visokih koncentracija nosilaca, što vodi na Augerovu rekombinaciju o kojoj će kasnije biti više rečeno.

3.8.3. Indirektna rekombinacija nosilaca

Dominirajući mehanizam rekombinacije u siliciju događa se posredovanjem **generacijsko-rekombinacijskih centara** (engl. *generation-recombination centers*), koji unose duboke lokalizirane energetske nivoe ili energetska stanja u blizinu sredine zabranjenog pojasa. Ti su centri posljedica djelovanja različitih činilaca. Jedan činilac za nesavršenosti kristalne rešetke izazvane atomima silicija smještenim na neregularna mjesta u kristalnoj rešetki silicija. Drugi činilac su atomi nečistoća koji su na bilo koji način slučajno dospjeli u silicij. Treći činilac mogu biti atomi primjesa smješteni intersticijski u kristalnoj rešetki silicija.



Slika 3.20. Prikaz djelovanja generacijsko-rekombinacijskih centara: 1. zahvat elektrona iz vodljivog pojasa, 2. emisija elektrona u vodljivi pojas, 3. zahvat šupljine iz valentnog pojasa, 4. emisija šupljine u valentni pojas

Koncentracija lokaliteta koji djeluju kao generacijsko-rekombinacijski centri dovoljno je visoka tako da procesi rekombinacije koji se događaju njihovim posredovanjem u siliciju u većini slučajeva prevladavaju. Lokalizirani energetske nivoi koje u zabranjeni pojas unose generacijsko-rekombinacijski centri djeluju kao kamenje bačeno u potok. Skačući s kamena na kamen, lakše je stići do druge obale nego izravnim skokom. U procesu rekombinacije slobodan elektron »pada« iz vodljivog pojasa u lokalizirani energetske nivo u zabranjenom pojasu, a potom iz toga nivoa u valentni pojas, gdje rekombinira sa šupljinom. U tom slučaju generacijsko-rekombinacijski centar posreduje u procesu rekombinacije te se javlja kao **rekombinacijski centar**. Moguća je i simetrična uloga tog centra. Iz valentnog pojasa valentni elektron »skače« u lokalizirani energetske nivo, a potom iz toga nivoa u vodljivi pojas, gdje postaje slobodan elektron. Iza njega u valentnom pojasu ostaje šupljina da se očuva električna neutralnost. Generacijsko-rekombinacijski centar posreduje ovdje u procesu generacije te se javlja kao **generacijski centar**. Zato se ti centri općenito zovu generacijsko-rekombinacijski centri.

Slobodni nosioci mogu doći u interakciju s lokaliziranim energetske nivoima induciranim generacijsko-rekombinacijskim centrima na četiri osnovna načina opisana slikom 3.20. Ti su načini označeni brojevima 1 do 4 s pripadnim brzinama procesa R_1 do R_4 . Pretpostavlja se koncentracija N_{GR} generacijsko-rekombinacijskih centara koji u zabranjeni pojas unose lokalizirani energetske nivo E_{GR} . Nivo E_{GR} na slici 3.20. odgovara akceptorskim stanjima jer su ta stanja negativna kada zahvate elektron i neutralna kada ga ne zahvate. Prvi proces na slici 3.20. je **zahvat elektrona** (engl. *electron capture*) iz vodljivog pojasa. Proces se sastoji u »padu« slobodnog elektrona iz vodljivog pojasa u lokalizirani energetske nivo E_{GR} . Brzina R_1 toga procesa razmjerna je koncentraciji slobodnih elektrona u vodljivom pojasu, koncentraciji nepopunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara i vjerojatnosti da se slobodan elektron nađe u zoni djelovanja nepopunjenog generacijsko-rekombinacijskog centra. Koncentracija nepopunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara određena je umnoškom koncentracije tih centara i vjerojatnosti da je centar nepopunjen. Ako je vjerojatnost da je generacijsko-rekombinacijski centar popunjen $f(E_{GR})$, tada je vjerojatnost da je isti centar nepopunjen $1 - f(E_{GR})$. Tada je koncentracija nepopunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara jednaka $[1 - f(E_{GR})]N_{GR}$. Vjerojatnost da slobodan elektron bude zahvaćen nepopunjenim generacijsko-rekombinacijskim centrom određena je **koeffcijentom zahvata elektrona** c_n (engl. *electron capture coefficient*). Taj koeffcijent određen je umnoškom brzine v elektrona zbog njegove toplinske energije i **poprečnog zahvatnog**

presjeka za elektrone S_n (engl. *electron-capture cross section*). Poprečni zahvatni presjek opisuje djelotvornost generacijsko-rekombinacijskog centra u procesu zahvata slobodnog elektrona. Pri tome je brzina v određena relacijom (3.4). Koeficijent zahvata elektrona je dakle:

$$c_n = vS_n, \quad \text{cm}^3 \text{s}^{-1}. \quad (3.102)$$

Dimenzija $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ kazuje da se koeficijent zahvata elektrona može shvatiti kao volumen kojega poprečni presjek S_n opiše u jedinici vremena. Poprečni presjek S_n određuje se eksperimentalno. Za atome zlata i željeza on iznosi oko 10^{-15} cm^2 . Iznimno velik S_n pripada beriliju - oko 10^{-10} cm^2 . Kako je na sobnoj temperaturi v reda veličine 10^7 cm s^{-1} , c_n za željezo i zlato iznosi oko $10^{-8} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$, a za berilij čak $10^{-3} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$. U skladu s rečenim brzina zahvata R_1 slobodnog elektrona iz vodljivog pojasa od strane generacijsko-rekombinacijskog centra može se opisati relacijom:

$$R_1 = c_n n N_{GR} [1 - f(E_{GR})], \quad \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}. \quad (3.103)$$

Dimenzija $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ upućuje na činjenicu da R_1 označava koliko se zahvata slobodnih elektrona događa u jedinici vremena po jedinici volumena.

Drugi proces na slici 3.20. inverzan je zahvatu elektrona iz vodljivog pojasa. To je **emisija elektrona** (engl. *electron emission*) iz popunjenog generacijsko-rekombinacijskog centra u vodljivi pojas brzinom R_2 . Ta je brzina određena umnoškom koncentracije popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara i **koeficijenta emisije elektrona e_n** (engl. *electron emission coefficient*) iz generacijsko-rekombinacijskog centra u vodljivi pojas:

$$R_2 = e_n [N_{GR} f(E_{GR})], \quad \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}. \quad (3.104)$$

Član u uglatoj zagradi je umnožak koncentracije generacijsko-rekombinacijskih centara i vjerojatnosti da je centar popunjen, a to je zapravo koncentracija popunjenih centara.

U termodinamičkoj ravnoteži brzina zahvata elektrona od strane generacijsko-rekombinacijskih centara mora biti jednaka brzini emisije elektrona iz popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara u vodljivi pojas, pa mora biti ispunjen uvjet:

$$R_1 = R_2. \quad (3.105)$$

Relacije (3.103), (3.104) i (3.105) uz pomoć relacija (2.82) i (2.161) prikazuju vezu koeficijenta emisije elektrona e_n i koeficijenta zahvata elektrona c_n u obliku:

$$e_n = c_n n_i \exp \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT}. \quad (3.106)$$

Za funkciju vjerojatnosti $f(E_{GR})$ ovdje je iskorištena Fermijeva funkcija vjerojatnosti. Relacija (3.106) kazuje da je emisija elektrona iz popunjenog generacijsko-rekombinacijskog centra u vodljivi pojas to djelotvornija što je lokalizirani energetske nivo induciran generacijsko-rekombinacijskim centrom bliži vodljivom pojasu.

Treći proces opisan slikom 3.20. je **zahvat šupljine** (engl. *hole capture*) iz valentnog pojasa od strane popunjenog generacijsko-rekombinacijskog centra. Brzina procesa

određena je umnoškom koncentracije šupljina i elektronom popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara:

$$R_3 = c_p p [N_{GR} f(E_{GR})], \quad \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (3.107)$$

Član u uglatoj zagradi je umnožak koncentracije generacijsko-rekombinacijskih centara i vjerojatnosti da je centar popunjen, a to je zapravo koncentracija popunjenih centara. Veličina c_p je **koeficijent zahvata šupljine** (engl. *hole capture coefficient*) jednak umnošku brzine šupljine zbog toplinskog gibanja v i poprečnog zahvatnog presjeka za šupljine S_p (engl. *hole capture cross section*). Strogo uzevši, brzina v ovisi o efektivnoj masi nosioca i obrnuto je razmjerna drugom korijenu iz te mase, te nije ista za elektrone i za šupljine. Međutim, u praksi se ta razlika može zanemariti pa se općenito uzima da je v isti za oba nosioca.

Četvrti proces na slici 3.20. je **emisija šupljine** (engl. *hole emission*) iz praznog generacijsko-rekombinacijskog centra u valentni pojas što je ekvivalentno pobuđivanju valentnog elektrona da prijeđe u nepopunjeni generacijsko-rekombinacijski centar. Brzina R_4 toga procesa određena je umnoškom koncentracije generacijsko-rekombinacijskih centara i vjerojatnosti da je centar prazan:

$$R_4 = e_p N_{GR} [1 - f(E_{GR})], \quad \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}, \quad (3.108)$$

pri čemu je e_p **koeficijent emisije šupljina** (engl. *hole emission coefficient*).

U termodinamičkoj ravnoteži mora biti zadovoljen uvjet $R_3 = R_4$ odakle proizlazi:

$$e_p = c_p n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_{GR}}{kT} \quad (3.109)$$

Vjerojatnost emisije šupljine to je veća što je lokalizirani energetska nivo induciran generacijsko-rekombinacijskim centrom bliži valentnom pojasu.

Ovdje iskorištene relacije za $R_1 \dots R_4$ primjenjuju se u analizi kinetike interakcije između valentnog i vodljivog pojasa preko generacijsko-rekombinacijskih centara. U termodinamičkoj ravnoteži je $R_1 = R_2$ i $R_3 = R_4$ jer je riječ o međusobno inverznim procesima koji međusobno moraju biti uravnoteženi. Kada se termodinamička ravnoteža naruši tada je $R_1 \neq R_2$ i $R_3 \neq R_4$, jer jedan od dva međusobno inverzna procesa prevladava. Zamislamo da u siliciju n -tipa koncentracija manjinskih šupljina naglo poraste iznad ravnotežnog iznosa. To znači da i R_3 naglo poraste jer je R_3 izravno razmjeran s_p . Posljedica je istodoban porast R_1 i R_4 jer oba procesa odstranjuju šupljine iz lokaliziranog nivoa E_{GR} . Ako većina šupljina nestaje iz nivoa E_{GR} djelovanjem R_1 , taj će proces odstranjivati elektrone iz vodljivog pojasa pa će lokalizirani nivo djelovati kao vrlo djelotvoran rekombinacijski centar. Ako je dominirajući mehanizam odstranjivanja šupljina iz lokaliziranog energetskog nivoa R_4 , tada se šupljine vraćaju u valentni pojas i lokalizirani nivo djeluje kao **zamka za šupljine** (engl. *hole trap*). Lokalizirani nivo je općenito djelotvoran ili kao zamka, ili kao rekombinacijski centar. Naš interes ovdje je usmjeren u prvom redu ka djelovanju lokaliziranih nivoa kao rekombinacijskih centara. U literaturi se pojmovi **zamka** i **rekombinacijski centar** upotrebljavaju kao sinonimi. Međutim, među tim pojmovima postoji neka razlika. Kada lokalizirani nivo djeluje kao zamka, tada se nosilac koji dođe u taj nivo u njemu zadrži

određeno vrijeme, nakon čega se reemitira u pojas energija iz kojega je stigao ili se gubi rekombinacijom sa suprotnim tipom nosioca.

3.8.4. Shockley - Hall - Readova rekombinacija

Relacije koje opisuju procese 1...4 na slici 3.20. originalno su izveli W. Shockley i W. T. Read, te R. N. Hall 1952. godine, pa se opisani model rekombinacije zove Shockley – Hall – Readova ili kraće **SHR rekombinacija**. Suglasno SHR modelu, kada dođe do neravnotežnog stanja, ukupna popunjenost generacijsko-rekombinacijskih centara nije bitnije promijenjena. Razlog tome je činjenica da ti centri brzo zahvaćaju većinske nosioce kojih je mnogo u blizini centara pa je i vjerojatnost njihova zahvata visoka. Međutim, zahvaćeni većinski nosioci moraju čekati na dolazak manjinskog nosioca. Proizlazi da su generacijsko-rekombinacijski centri uvijek popunjeni većinskim nosiocima bilo da se radi o stanju termodinamičke ravnoteže bilo da je ona narušena. Da pojasnimo to ponašanje, pogledajmo tipičan slučaj n -poluvodiča s generacijsko-rekombinacijskim centrima akceptorskog tipa. U termodinamičkoj ravnoteži Fermijev nivo bliži je vodljivom pojasu i smješten je iznad E_{GR} . Svi generacijsko-rekombinacijski centri su dakle popunjeni elektronima pa su R_1 i R_2 mnogo veći od R_3 i R_4 . Kada se naruši termodinamička ravnoteža, u uvjetima niske injekcije, koja je karakterizirana velikim porastom koncentracije manjinskih nosilaca bez znatnijeg porasta koncentracije većinskih nosilaca, tada će R_1 za mali iznos nadmašiti R_2 kako bi se pratio porast brzine zahvata šupljina R_3 . Popunjenost lokaliziranih stanja ostaje konstantna, dok je neto brzina zahvata elektrona $R_1 - R_2$ jednaka neto brzini zahvata šupljina $R_3 - R_4$. Neto brzina rekombinacije $\hat{U}$ je po definiciji:

$$\hat{U} = R_{sp} - G_{sp} = R_1 - R_2 = R_3 - R_4, \quad (3.110)$$

pri čemu indeks sp označava da je proces spontan. Postoje i procesi koji nisu spontani već su stimulirani npr. djelovanjem radijativnog izvora. Ako se pomoću relacije $R_1 - R_2 = R_3 - R_4$ eliminira funkcija vjerojatnosti $f(E_{GR})$, tada se za neto brzinu rekombinacije dobiva:

$$\hat{U} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{n0} \left(p + n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_{GR}}{kT} \right) + \tau_{p0} \left(n + n_i \exp \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT} \right)}, \quad (3.111)$$

gdje je

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N_{GR} v S_n}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{N_{GR} v S_p}. \quad (3.112)$$

Veličine τ_{n0} i τ_{p0} su vremenske konstante elektrona i šupljina u mehanizmu rekombinacije preko generacijsko-rekombinacijskih centara. Te vremenske konstante opadaju pri porastu koncentracije generacijsko-rekombinacijskih centara.

U termodinamičkoj ravnoteži je $np = n_i^2$ i relacija (3.111) daje neto-brzinu rekombinacije $\hat{U} = 0$, što znači da je zahvat elektrona iz vodljivog pojasa uravnotežen emisijom

elektrona iz popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara u vodljivi pojas. Kada je $np > n_i^2$, tada je neto-brzina rekombinacije $\hat{U} > 0$ i zahvat elektrona iz vodljivog pojasa od strane generacijsko-rekombinacijskih centara je intenzivniji nego emisija elektrona iz popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara u vodljivi pojas. Kada je $np < n_i^2$, tada je neto brzina rekombinacije $\hat{U} < 0$, što znači da je to zapravo generacija jer je emisija elektrona iz popunjenih generacijsko-rekombinacijskih centara u vodljivi pojas intenzivnija od zahvata elektrona iz vodljivog pojasa od strane generacijsko-rekombinacijskih centara.

Ako se zanemari razlika u iznosima S_n i S_p te je $S_n = S_p = S_0$, tada je:

$$\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0 = \frac{1}{N_{GR} v S_0}, \quad (3.113)$$

i relacija (3.111) prelazi u:

$$\hat{U} = \frac{np - n_i^2}{\tau_0 \left(n + p + 2n_i \operatorname{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT} \right)}. \quad (3.114)$$

Funkcija (3.114) ima maksimum kada je $E_{GR} = E_{Fi}$, tj. kada generacijsko-rekombinacijski centri unose lokalizirani energetske nivo u sredinu zabranjenog pojasa. To je posljedica činjenice da je u tom slučaju vjerojatnost zahvata slobodnog elektrona od strane generacijsko-rekombinacijskog centra jednaka vjerojatnosti zahvata šupljine od istog centra, što vodi na maksimalni iznos neto-brzine rekombinacije $\hat{U}_M$:

$$\hat{U}_M = \frac{np - n_i^2}{\tau_0 (n + p + 2n_i)}. \quad (3.115)$$

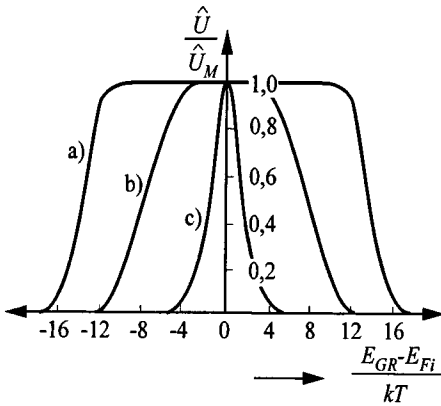
Razmotrit ćemo dva rubna slučaja. Prvi slučaj je $np \gg n_i^2$ i $n + p \gg 2n_i$. Tada je proces rekombinacije intenzivan i relacije (3.114) i (3.115) prelaze u:

$$\hat{U} = \frac{np}{\tau_0 \left(n + p + 2n_i \operatorname{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT} \right)}, \quad (3.116)$$

$$\hat{U}_M = \frac{np}{\tau_0 (n + p)}. \quad (3.117)$$

Drugi slučaj je $np < n_i^2$ i $n + p \ll 2n_i$. Tada je $\hat{U} < 0$ što znači da su procesi generacije intenzivniji od procesa rekombinacije. Relacije (3.114) i (3.115) prelaze u:

$$\hat{U} = - \frac{n_i}{2\tau_0 \operatorname{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT}}, \quad (3.118)$$



Slika 3.21. Ovisnost neto brzine rekombinacije o položaju lokaliziranog energetskeg nivoa u normiranom obliku: a) $np - n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-6}$, b) $np - n_i^2 = 5,25 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-6}$, c) $np - n_i^2 = -2,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-6}$

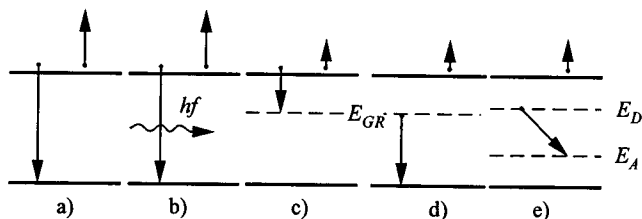
$$\hat{U}_M = -\frac{n_i}{2\tau_0} \quad (3.119)$$

Relacija (3.114) prikazana je grafički na slici 3.21. tako da je na ordinati $\hat{U}$ normiran s obzirom na $\hat{U}_M$, a na apscisi $E_{GR} - E_{Fi}$ normiran s obzirom na kT . Na slici su prikazane tri krivulje za silicij na sobnoj temperaturi što podrazumijeva intrinzičnu koncentraciju $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Krivulja a) odnosi se na slučaj $np - n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-6}$ uz $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i $p = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. U tom je slučaju $\hat{U} > 0$ te postoji jaka rekombinacija. Krivulja b) odnosi se na slučaj $np - n_i^2 = 5,25 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-6}$ uz $n = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ i $p = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Ovdje je također $\hat{U} > 0$, ali je rekombinacija slabijeg intenziteta nego u prethodnom slučaju. Krivulja c) odnosi se na slučaj $np - n_i^2 = -2,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-6}$, odnosno $np \ll n_i^2$ i $n + p \ll 2n_i$. Ovdje je $\hat{U} < 0$ te postoji generacija nosilaca kao dominirajući proces.

3.8.5. Augerova rekombinacija

U uvjetima visokih koncentracija slobodnih nosilaca, što odgovara degeneriranim poluvodičima ili nedegeneriranim poluvodičima u režimu visoke injekcije, vjerojatnost direktne rekombinacije slobodnih elektrona sa šupljinama nije u siliciju više zanemariva s obzirom na SHR mehanizam rekombinacije. Proces direktne rekombinacije u poluvodičima s indirektnim zabranjenim pojasom zove se **Augerova rekombinacija**. Kada u poluvodiču ne postoje generacijsko-rekombinacijski centri koji izazivaju SHR mehanizam rekombinacije, tada je mehanizam Augerove rekombinacije jednostavan i sastoji se u interakciji triju čestica: dvaju slobodnih elektrona i jedne šupljine ili dviju šupljina i jednog slobodnog elektrona. U oba slučaja jedan slobodan elektron i jedna šupljina rekombiniraju, pri čemu preostala treća čestica, u procesu preuzima moment i energiju oslobođenu u trenutku rekombinacije. Augerova rekombinacija je točno inverzan proces procesu **lavinske multiplikacije** (engl. *avalanche multiplication*) koji ćemo upoznati u analizi reverzno polariziranog pn-spoja. U procesu lavinske multiplikacije jedan slobodan elektron ili šupljina predaju svoj moment i energiju elektronu vezanom za silicijski atom razarajući jednu valentnu vezu i generirajući par slobodan elektron-šupljina. Zbog potrebe za simultanom interakcijom triju čestica može se očekivati da mehanizam Augerove rekombinacije

Slika 3.22. Pet osnovnih Augerovih procesa: a) direktni; b) potpomognut fotonom; c) i d) potpomognut djelovanjem zamke; e) potpomognut donorskim i akceptorskim nivoom



prevladava u emiteru *npn*-bipolarnog tranzistora. Augerova rekombinacija postaje složenija kada su u siliciju prisutni lokalizirani energetske nivoi u zabranjenom pojasu koji djeluju kao zamke za slobodne elektrone i šupljine. Na slici 3.22. pokazano je pet bazičnih Augerovih procesa u kojima slobodan elektron predaje svoju energiju. Prvi proces (slika 3.22.a) je direktna Augerova rekombinacija u kojoj se slobodan elektron rekombinira sa šupljinom predajući energiju trećem elektronu. Taj proces postoji i u poluvodiču s direktnim i u poluvodiču s indirektnim zabranjenim pojasom, pa se govori o direktnom i indirektnom Augerovu procesu. Kod indirektnog procesa uz energiju se trećoj čestici predaje i moment. Drugi Augerov proces (slika 3.22.b) potpomognut je fotonom, koji svojim momentom pomaže u procesu rekombinacije. Treći proces (slika 3.22.c), kao i četvrti (slika 3.22.d), uključuje zamke u proces. Peti proces (slika 3.22.e) teče na relaciji između donorskog i akceptorskog nivoa u zabranjenom pojasu. Uz Augerove procese na slici 3.22., gdje je čestica koja inicira rekombinaciju elektron, postoji pet analognih procesa u kojima rekombinaciju inicira šupljina. To daje ukupno deset Augerovih procesa. Deset inverznih procesa daje lavinsku multiplikaciju.

Neto-brzina Augerove rekombinacije $\hat{U}_A$ je kod direktnih procesa jednaka razlici brzine rekombinacije i generacije i iznosi:

$$\hat{U}_A = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2), \quad (3.120)$$

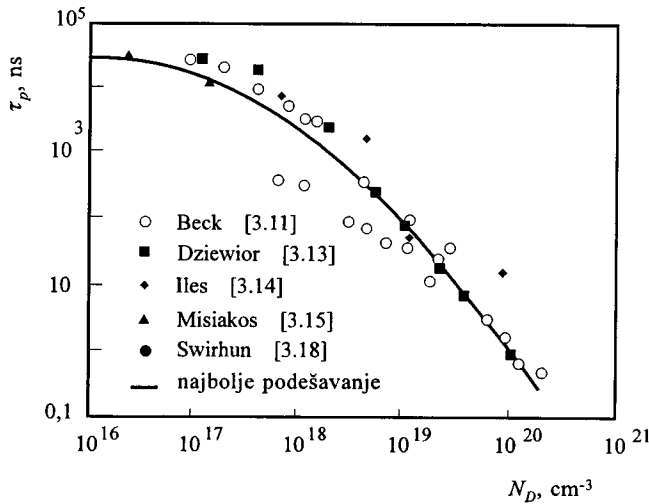
gdje je C_n koeficijent koji se odnosi na slučaj kada je treća čestica u procesu elektron, a C_p koeficijent koji se odnosi na slučaj kada je treća čestica u procesu šupljina. Tipični iznosi tih koeficijenata su $C_n = 2,8 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ i $C_p = 9,9 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$.

Kao primjer primjene relacije (3.120) odredit ćemo vrijeme života ekscesnih šupljina u uvjetima dominirajuće Augerove rekombinacije u visokodopiranom siliciju *n*-tipa s koncentracijom donora N_D . Ako je ekscesna koncentracija šupljina $p' = p - p_0$, gdje je p_0 ravnotežna koncentracija, tada je vrijeme života ekscesnih šupljina τ_{pA} po definiciji omjer ekscesne koncentracije i neto-brzine Augerove rekombinacije:

$$\tau_{pA} = \frac{p'}{\hat{U}_A} = \frac{p - p_0}{\hat{U}_A}. \quad (3.121)$$

Kod visokodopiranog *n*-tipa je $n \gg p$, pa se relacija (3.120) može pisati u obliku:

$$\hat{U}_A \approx C_n n(np - n_i^2). \quad (3.122)$$



Slika 3.23. Ovisnost vremena života ekscesnih šupljina τ_p o koncentraciji donora N_D u siliciju n -tipa. Pretpostavlja se djelovanje SHR i Augerova mehanizma rekombinacije

Pretpostavimo neravnotežnu situaciju u kojoj je $np \gg n_i^2$ i $p \gg p_0$. Tada relacije (3.121) i (3.122) daju:

$$\tau_{pA} \cong \frac{1}{C_n n^2} \cong \frac{1}{C_n N_D^{(+)^2}}, \quad (3.123)$$

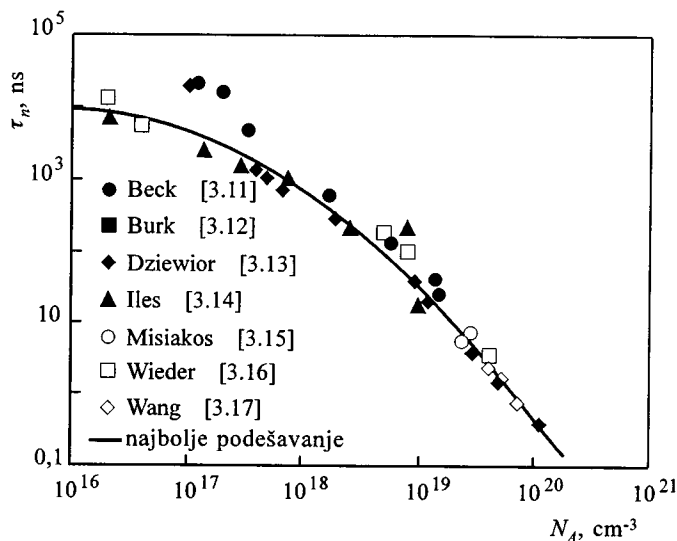
gdje je $N_D^{(+)}$ koncentracija ioniziranih donora. Vrijeme života ekscesnih šupljina τ_{pA} obično iznosi nekoliko desetaka ns.

Ako u poluvodiču simultano djeluje SHR i Augerov mehanizam rekombinacije, tada je vrijeme života ekscesnih nosilaca određeno relacijom:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SHR}} + \frac{1}{\tau_A}, \quad (3.124)$$

gdje je τ_{SHR} vrijeme života određeno SHR procesom, a τ_A vrijeme života određeno Augerovim procesom. Pri tome se pretpostavlja da vrijedi **Mathiessenovo pravilo** koje podrazumijeva da su u pitanju dva međusobno neovisna fizikalna procesa. Ako je u poluvodiču prisutan uz navedene još neki mehanizam rekombinacije, tada na desnoj strani relacije (3.124) treba biti dodana recipročna vrijednost odgovarajućeg vremena života. Ako se polazi od relacije (3.124) i relacija za SHR i Augerovu rekombinaciju, moguće je procijeniti vremena života ekscesnih manjinskih nosilaca u siliciju. Polazeći od radova većeg broja autora, moguće je ovisnost vremena života ekscesnih šupljina o koncentraciji donora u siliciju n -tipa prikazati prema slici 3.23. Sličan prikaz za ekscesne elektrone u siliciju p -tipa dan je na slici 3.24. Prikazi se odnose na koncentracije primjesa od 10^{16} do 10^{21} cm^{-3} . Ispod koncentracije primjesa 10^{16} cm^{-3}

Slika 3.24. Ovisnost vremena života ekscesnih elektrona τ_n o koncentraciji akceptora N_A u siliciju p -tipa. Pretpostavlja se djelovanje SHR i Augerova mehanizma rekombinacije



u oba dijagrama vrijede vremena života za koncentraciju primjesa 10^{16} cm^{-3} . Krivulje izvučene punom crtom najbolja su aproksimacija eksperimentalnih rezultata većeg broja autora.

3.8.6. Površinska rekombinacija

Svi do sada analizirani mehanizmi rekombinacije i generacije povezani su s pojavama u volumenu poluvodiča. Međutim, svojstva površine i pojave na površini poluvodiča znatno utječu na generacijske i rekombinacijske procese. Na površini postoji diskontinuitet kristalne rešetke, što rezultira u nezasićenim kovalentnim vezama. Te nezasićene kovalentne veze velikim dijelom djeluju kao generacijsko-rekombinacijski centri, koje obično zovemo **površinskim stanjima** (engl. *surface states*). Površinska gustoća nezasićenih kovalentnih veza u siliciju iznosi oko 10^{15} cm^{-2} . Kada se površina silicija oksidira, tada atomi u oksidu popunjavaju najveći dio nezasićenih kovalentnih veza, i gustoća površinskih stanja se smanjuje od 10^{15} cm^{-2} na manje od 10^{11} cm^{-2} . Međutim, i u tom slučaju postoje generacijsko-rekombinacijski centri, odnosno površinska stanja putem kojih se odigrava proces površinske rekombinacije. Osim tih površinskih stanja pojave generacije i rekombinacije povezane su i s površinskim stanjima pridruženim adsorbiranim ionima u oksidnom sloju. Ta stanja su zamke za slobodne nosioce. Rezultat djelovanja svih različitih vrsta površinskih stanja je ukupna gustoća površinskih stanja N_{SS} reda oko 10^{10} cm^{-2} . Rezultirajući naboj je pozitivan, iako neke komponente površinskih stanja daju negativan naboj.

Kinetika generacijsko-rekombinacijskih procesa na površini poluvodiča slična je kinetici volumnih procesa jer površinska stanja također unose u zabranjeni pojas lokalizirane energetske nivoe. Iz tog razloga može se napisati izraz za neto brzinu površinske rekombinacije $\hat{U}_{SS}$, polazeći od relacije (3.111) za volumnu rekombinaciju:

$$\hat{U}_{SS} = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\tau_{ns} \left(p_s + n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_{SS}}{kT} \right) + \tau_{ps} \left(n_s + n_i \exp \frac{E_{SS} - E_{Fi}}{kT} \right)}, \quad (3.125)$$

pri čemu indeks s označava da se dotična veličina odnosi na površinu silicija. Veličina E_{SS} je lokalizirani energetska nivo induciran površinskim stanjima uz pretpostavku da ona unose jedan diskretan nivo u zabranjeni pojas. Veličine τ_{ns} i τ_{ps} su određene izrazima:

$$\tau_{ns} = \frac{1}{N_{SS} v S_n}, \quad \tau_{ps} = \frac{1}{N_{SS} v S_p}, \quad (3.126)$$

pri čemu se N_{SS} izražava u cm^{-2} pa τ_{ns} i τ_{ps} nisu vremena već recipročne vrijednosti brzine jer imaju dimenziju s cm^{-1} . Neto-brzina rekombinacije na površini ima zato dimenziju $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ za razliku od volumne brzine rekombinacije s dimenzijom $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Veličina $\hat{U}_{SS}$ kazuje koliko se slobodnih nosilaca gubi po cm^2 površine u sekundi zbog površinske rekombinacije.

Pretpostavimo da su u pitanju površinska stanja s lokaliziranim energetska nivoom $E_{SS} = E_{Fi}$ i da je $\tau_{ns} = \tau_{ps} = \tau_0$ i $S_n = S_p = S_0$. Tada relacija (3.125) prelazi u:

$$\hat{U}_{SS} = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\tau_0 (n_s + p_s + 2n_i)}. \quad (3.127)$$

Ako se radi o režimu niske injekcije, tada je u siliciju n -tipa $n_s \gg p_s + 2n_i$ pa je:

$$\hat{U}_{SS} \approx \frac{n_s p_s - n_i^2}{\tau_0 n_s} = N_{SS} v S_0 (p_s - p_{0n}), \quad (3.128)$$

gdje je p_{0n} ravnotežna koncentracija šupljina u n -tipu. Relacija (3.128) može se pisati u obliku:

$$\hat{U}_{SS} = s(p_s - p_{0n}), \quad \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (3.129)$$

gdje je:

$$s = N_{SS} v S_0, \quad \text{cm s}^{-1} \quad (3.130)$$

karakteristična brzina površinske rekombinacije (engl. *surface recombination velocity*). Iako s ima dimenziju brzine, on ne označava neku stvarnu brzinu gibanja nosilaca. Fizikalna interpretacija veličine s može se dobiti usporedbom relacije (3.130) s relacijom (3.113). Veličina s povezana je s brzinom kojom ekscesni nosioci rekombiniraju na površini, kao što je $1/\tau_0$ povezan s brzinom kojom oni rekombiniraju u volumenu.

3.8.7. Vrijeme života ekscesnih nosilaca

Radi boljeg razumijevanja fizikalnog smisla pojma neto-brzine rekombinacije $\hat{U}$, zamislimo poluvodički uzorak kroz koji ne teče struja i koji se nalazi u termodinamičkoj ravnoteži. Pretpostavimo da je to homogeni poluvodič p -tipa s ravnotežnim koncentracijama slobodnih elektrona i šupljina n_0 i p_0 pri čemu je $p_0 \gg n_0$. Pretpostavimo da je u jednom trenutku stanje termodinamičke ravnoteže naglo narušeno i da je u cijelom volumenu poluvodiča skokovito došlo do generacije ekscesne koncentracije manjinskih elektrona n' . Da se očuva električna neutralnost poluvodiča, mora doći i do pojave ekscesne koncentracije većinskih šupljina p' , pri čemu mora biti $n' = p'$. Kada prestane djelovati uzrok koji je narušio stanje termodinamičke ravnoteže, javlja se proces rekombinacije, kojim se odstranjuje ekscesna koncentracija jer je to uvjet ponovne uspostave ravnotežnog stanja. Do uspostave termodinamičke ravnoteže ne može doći trenutačno jer proces odstranjivanja ekscesnih nosilaca preko generacijsko-rekombinacijskog centra ili nekog sličnog mehanizma rekombinacije zahtijeva određeno vrijeme. Rješavanjem jednadžbe kontinuiteta za taj slučaj dobiva se vremenska ovisnost koncentracije ekscesnih manjinskih nosilaca u volumenu poluvodiča. Pretpostavimo rad u režimu **niske injekcije** pa se porast koncentracije većinskih šupljina u fazi generacije može zanemariti s obzirom na ravnotežnu koncentraciju većinskih nosilaca ($p' \ll p_0$). Ako se trenutne vrijednosti koncentracija nosilaca označe sa n i p , tada su ekscesne koncentracije:

$$n' = n - n_0, \quad p' = p - p_0. \quad (3.131)$$

Također je:

$$p' = n', \quad p' \ll p_0, \quad n_0 \ll p_0, \quad n_0 p_0 = n_i^2. \quad (3.132)$$

Ovdje nas zanima samo kvalitativna strana pojave pa ćemo radi jednostavnije interpretacije pretpostaviti da je $S_n = S_p = S_0$. U pretpostavljenom slučaju u jednadžbi kontinuiteta za slobodne elektrone nestaju članovi koji sadrže derivacije po x , kao i članovi ovisni o jakosti polja. Izvor ionizacijskog zračenja koji je inducirao pojavu generacije slobodnih nosilaca djelovao je po cijelom volumenu poluvodiča pa su koncentracije slobodnih nosilaca u svakom trenutku u cijelom volumenu iste. Ostaju samo članovi koji su ovisni o vremenu i članovi koji opisuju proces rekombinacije. Tada jednadžba kontinuiteta (3.96) prelazi u:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n = -\hat{U}. \quad (3.133)$$

U režimu niske injekcije, uvažavajući relacije (3.131) i (3.132), dobiva se nakon kraćeg računanja:

$$np - n_i^2 \cong n' p_0. \quad (3.134)$$

Također je

$$\tau_0(n + p + 2n_i \text{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT}) \cong \tau_0(p_0 + 2n_i \text{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT}). \quad (3.135)$$

Pomoću relacija (3.134) i (3.135) relacija (3.114) prelazi u:

$$\hat{U} \cong \frac{n'p_0}{\tau_0 \left(p_0 + 2n_i \operatorname{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT} \right)} = \frac{n'}{\tau_n}, \quad (3.136)$$

gdje je:

$$\tau_n = \tau_0 \left(1 + 2 \frac{n_i}{p_0} \operatorname{ch} \frac{E_{GR} - E_{Fi}}{kT} \right). \quad (3.137)$$

Veličina τ_n je vrijeme života ekscesnih manjinskih nosilaca kada ga određuju generacijsko-rekombinacijski centri u poluvodiču. Ono je veće od τ_0 . Kada se lokalizirani energetske nivo E_{GR} približava Fermijevu nivou, tada se τ_n smanjuje, i kada je $E_{GR} = E_{Fi}$, tada ima najmanji iznos, jer su pojave rekombinacije najvjerojatnije. U tom je slučaju :

$$\tau_n = \tau_0 \left(1 + 2 \frac{n_i}{p_0} \right) \cong \tau_0, \quad (3.138)$$

zbog $p_0 \gg n_i$. U tom slučaju relacija (3.136) prelazi u:

$$\hat{U} \cong \frac{n'}{\tau_0}. \quad (3.139)$$

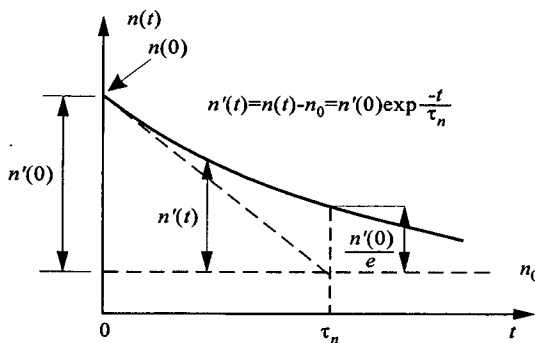
Fizikalni smisao vremena života ekscesnih manjinskih nosilaca jasan je iz rješenja diferencijalne jednačbe (3.133) koja nakon uvrštenja relacije (3.136) prima oblik:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n'}{\tau_n} = \frac{\partial n'}{\partial t}. \quad (3.140)$$

Rješenje te jednačbe je:

$$n'(t) = n'(0) \exp \frac{-t}{\tau_n}, \quad (3.141)$$

odnosno:



Slika 3.25. Ovisnost koncentracije manjinskih elektrona u p -tipu poluvodiča o vremenu u uvjetima opisanim u tekstu

$$n(t) = n_0 + [n(0) - n_0] \exp \frac{-t}{\tau_n}, \quad (3.142)$$

gdje je n_0 ravnotežna koncentracija manjinskih elektrona, $n(0)$ koncentracija elektrona u $t = 0$, a $n'(0)$ ekscesna koncentracija elektrona u $t = 0$. Relacija (3.142) prikazana je grafički na slici 3.25. Proces rekombinacije počeo je u trenutku $t = 0$, kada je $n'(t) = n'(0)$. Nakon vremena $t = \tau_n$ je $n'(t) = n'(\tau_n) = n'(0)/e$. Proizlazi da se vrijeme života može definirati kao vrijeme potrebno da u procesu rekombinacije ekscesna koncentracija padne na $1/e$ -ti dio početne vrijednosti. Polazeći pak od definicijskog izraza (3.14), dobiva se pomoću relacije (3.141) srednje vrijeme života ekscesnih manjinskih nosilaca $\bar{t}$:

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t \, dn'}{\int_0^{\infty} dn'} = \tau_n, \quad (3.143)$$

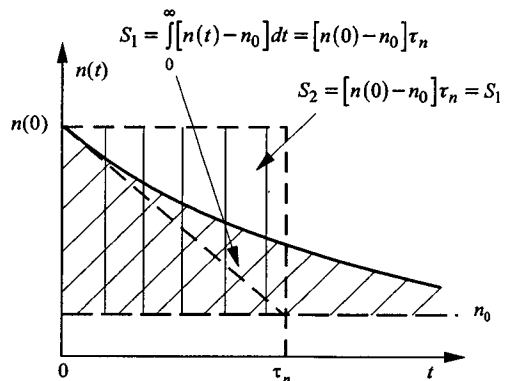
što znači da je τ_n prosječno vrijeme prije rekombinacije. Tome se rezultatu može dati i jednostavna geometrijska interpretacija. Površina između krivulje $n(t)$ i n_0 (slika 3.26) određena je relacijom:

$$S_1 = \int_0^{\infty} n'(t) \, dt = [n(0) - n_0] \tau_n, \quad (3.144)$$

pri čemu je upotrijebljena relacija (3.141). Površina pravokutnika sa stranicama $[n(0) - n_0]$ i τ_n iznosi:

$$S_2 = [n(0) - n_0] \tau_n = S_1. \quad (3.145)$$

S obzirom na jednakost površina S_2 i S_1 može se dati jednostavna interpretacija veličine τ_n . Kada bi svi ekscesni elektroni stvoreni u procesu generacije u poluvodiču p -tipa rekombinirali istodobno, tada bi njihovo vrijeme života iznosilo τ_n , odnosno oni bi rekombinirali u vremenu τ_n nakon početka procesa rekombinacije.



Slika 3.26. Uz geometrijsku interpretaciju vremena života ekscesnih manjinskih elektrona u p -tipu kao prosječnog vremena prije rekombinacije

Prema relaciji (3.138) vrijeme života ekscesnih manjinskih elektrona u p -tipu poluvodiča, kada se rekombinacija događa zbog djelovanja generacijsko-rekombinacijskih centara, ne ovisi o koncentraciji većinskih nosilaca. To se može lako objasniti. U tom su slučaju generacijsko-rekombinacijski centri prazni, jer je Fermijev nivo smješten ispod sredine zabranjenog pojasa s kojom se poklapa lokalizirani energetske nivo E_{GR} . Proces rekombinacije ograničen je zahvatom elektrona iz vodljivog pojasa. Kada se to dogodi, jednu od većinskih šupljina brzo će zahvatiti generacijsko-rekombinacijski centar, pri čemu će doći do rekombinacije elektrona sa šupljinom. Proces dakle ne ovisi o koncentraciji većinskih nosilaca.

Vrijeme života manjinskih ekscesnih nosilaca može se mijenjati u širokim granicama ovisno o koncentraciji generacijsko-rekombinacijskih centara i položaju lokaliziranog energetskeg nivoa što ga ti centri unose u zabranjeni pojas. Kod poluvodičkih elemenata koji služe kao detektori zračenja traži se veliko vrijeme života ekscesnih manjinskih nosilaca da bi se moglo identificirati postojanje zračenja. Odgovarajućim tehnološkim metodama tu se mogu postići vremena života 10^{-3} s ili još duža. U poluvodičkim integriranim sklopovima vremena života ekscesnih manjinskih nosilaca od 10^{-3} s do ispod 10^{-6} s su uobičajena. Atomi zlata generiraju generacijsko-rekombinacijske centre koji su vrlo djelotvorni u procesu rekombinacije i reduciraju vrijeme života čak i ispod 10^{-9} s. Dodavanjem atoma zlata osiguravala se vrlo velika brzina rada bipolarnih tranzistora. Međutim, ta je metoda napuštena jer su atomi zlata loše djelovali na pouzdanost tranzistora. Danas se za osiguranje velikih brzina rada bipolarnih tranzistora upotrebljava spoj metal-poluvodič između baze i kolektora tranzistora, čime se reducira akumulirani naboj manjinskih nosilaca u bazi i kolektoru, što automatski povećava brzinu rada tranzistora. Istodobno je očuvana visoka pouzdanost tranzistora i integriranih sklopova.

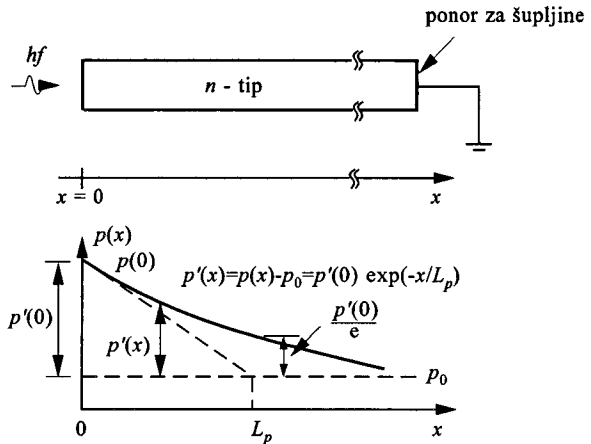
Vrijeme života ekscesnih manjinskih nosilaca važan je parametar poluvodičkih monokristalnih pločica koje služe kao polazni materijal u proizvodnji tranzistora i integriranih sklopova. Ako je prisutan velik broj kristalnih defekata, što znači da je pločica loše kvalitete, vrijeme života je kratko. Vrijeme života je dakle mjera kvalitete pločice. Kristalni defekti izravno djeluju na svojstva bipolarnih elemenata. Isto vrijedi i za unipolarne tranzistore jer kristalni defekti djeluju na odvodne struje, probojne napone i pouzdanost u cjelini. Zato je neobično važno da polazni materijal ima što duže vrijeme života ekscesnih manjinskih nosilaca.

Budući da u režimu niske injekcije vrijedi relacija (3.136), jednadžbe kontinuiteta (3.96) i (3.97) mogu se pisati i u obliku:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + n\mu_n \frac{\partial F}{\partial x} + F\mu_n \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (3.146)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} - p\mu_p \frac{\partial F}{\partial x} - F\mu_p \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (3.147)$$

Jednadžbe kontinuiteta u gornjem obliku uključuju i difuzijsko i driftno gibanje slobodnih nosilaca. Ako je prisutno samo difuzijsko gibanje, tada su članovi ovisni o polju jednaki nuli pa te jednadžbe dobivaju jednostavniji oblik:



Slika 3.27. Polubeskonačni uzorak poluvodičkog materijala n -tipa u smjeru x i djelovanje fotona na njegovu površinu. Ovisnost koncentracije $p(x)$ i ekscesne koncentracije $p(x)$ o x -u

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (3.148)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (3.149)$$

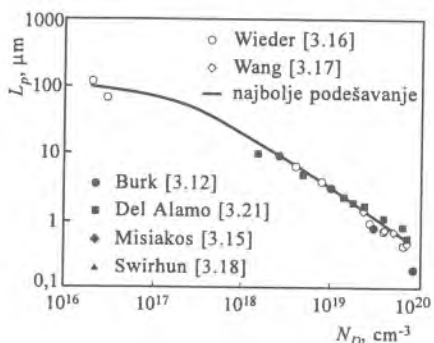
Te su jednadžbe alternativni oblik **difuzijskih jednadžbi** (3.98) i (3.99). Primjenom jednadžbi kontinuiteta i difuzijskih jednadžbi mogu se izvesti strujno-naponske jednadžbe poluvodičkih elemenata u statičkim (istosmjernim) i dinamičkim uvjetima, i to im je osnovna namjena.

3.8.8. Difuzijska dužina

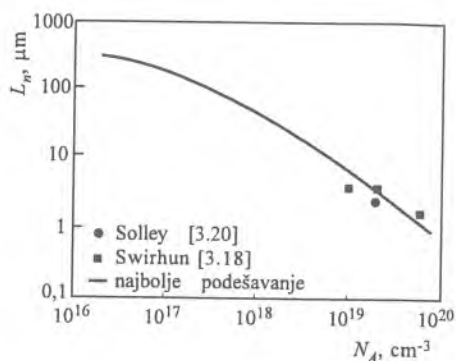
Zamislmo polubeskonačni uzorak poluvodičkog materijala n -tipa u smjeru osi x prema slici 3.27. Na mjestu $x = 0$ na površinu poluvodiča djeluju fotoni energije $hf \geq E_G$ dovoljne da se izazove generacija slobodnih nosilaca u vrlo tankom površinskom sloju. Porast koncentracije slobodnih nosilaca na samoj površini iznad ravnotežnog iznosa stvara gradijent koncentracije u smjeru x , što dovodi do difuzije slobodnih nosilaca. Uz pretpostavku rada u režimu niske injekcije može se zanemariti porast koncentracije većinskih elektrona. Ekscesne šupljine, stvorene generacijom na površini, difundiraju u smjeru x , susreću se s većinskim elektronima, rekombiniraju, tako da s porastom udaljenosti od površine poluvodiča koncentracija ekscesnih šupljina teži nuli. Na kraju uzorka nalazi se metalni kontakt iz kojega u poluvodič prelaze elektroni koji nadomještaju elektrone poništene u procesu rekombinacije. Zato metalni kontakt mora biti uzemljen.

Pretpostavimo da je intenzitet svjetlosnog izvora vremenski konstantan, pa je $\partial p / \partial t = 0$. Pretpostavimo također da je na površini poluvodiča koncentracija šupljina $p(0)$, a na udaljenosti x od površine $p(x)$. Tada difuzijska jednadžba za šupljine glasi:

$$\left[-\frac{p(x) - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} = 0. \right] \quad (3.150)$$



Slika 3.28. Ovisnost difuzijske dužine šupljina o koncentraciji donora u *n*-tipu silicija



Slika 3.29. Ovisnost difuzijske dužine elektrona o koncentraciji akceptora u *p*-tipu silicija

Član G_p je ispušten jer je pojava generacije uključena kroz rubni uvjet da je za $x = 0$ koncentracija šupljina $p(0)$ konstantna u vremenu tako dugo dok djeluje svjetlosni izvor. Rješenjem gornje difuzijske jednadžbe dobiva se:

$$p(x) = p_0 + C_1 \exp \frac{-x}{L_p} + C_2 \exp \frac{x}{L_p}, \quad (3.151)$$

gdje su C_1 i C_2 konstante integracije, a L_p je **difuzijska dužina** (engl. *diffusion length*) šupljina određena izrazom:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (3.152)$$

Analogna relacija vrijedi za difuzijsku dužinu elektrona:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (3.153)$$

Konstante integracije određene su rubnim uvjetima. S porastom x zbog djelovanja rekombinacijskih procesa broj manjinskih nosilaca sve je manji. Kada $x \rightarrow \infty$, tada koncentracija šupljina mora biti jednaka termodinamičkoj ravnotežnoj koncentraciji p_0 . To znači da drugi eksponencijalni član u relaciji (3.151) mora biti jednak nuli za svaki $x \geq 0$, a to je moguće samo ako je $C_2 = 0$. Na površini poluvodiča ($x = 0$) je $p(x) = p(0)$, što uvršteno u jednadžbu (3.151), uz $C_2 = 0$, daje $C_1 = p(0) - p_0$. Relacija (3.151) dakle glasi:

$$p(x) = p_0 + [p(0) - p_0] \exp \frac{-x}{L_p}. \quad (3.154)$$

Relacija (3.154) grafički je prikazana na slici 3.27. Po analogiji sa slikom 3.25. i relacijom (3.142) očito je da je difuzijska dužina šupljina **statistički srednji slobodni put** šupljine prije rekombinacije s elektronom. Difuzijska dužina ovisi o difuzijskoj konstanti i vremenu života. Difuzijska konstanta razmjerna je pokretljivosti i opada pri porastu koncentracije

primjesa. Vrijeme života također opada ako raste koncentracija primjesa. Iz oblika relacije (3.152) proizlazi da difuzijska dužina također mora opadati pri porastu koncentracije primjesa. Ta je ovisnost prikazana slikom 3.28. za difuzijsku dužinu šupljina u siliciju n -tipa i slikom 3.29. za difuzijsku dužinu elektrona u siliciju p -tipa. Prikazani su eksperimentalni rezultati različitih autora i krivulja najboljeg podešavanja. Iznosi difuzijskih dužina uz uobičajene koncentracije primjesa kreću se u rasponu od nekoliko desetinskih μm do iznad $100 \mu\text{m}$.

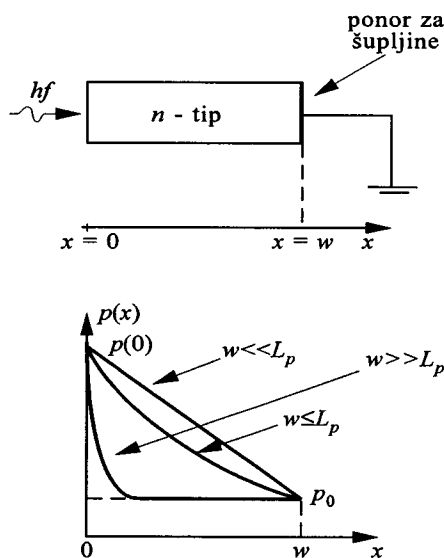
Slučaj opisan slikom 3.27. i relacijom (3.154), koji je poslužio za definiranje i fizikalnu interpretaciju difuzijske dužine manjinskih nosilaca, specijalni je slučaj općeg slučaja ilustriranog slikom 3.30., gdje je širina poluvodičkog uzorka w proizvoljna s obzirom na L_p . Opće rješenje difuzijske jednadžbe u uvjetima djelovanja svjetlosnog izvora na mjestu $x = 0$ isto je kao u slučaju na slici 3.27. i određeno je relacijom (3.151). Različiti su međutim rubni uvjeti. Na površini silicija je $x = 0$ i $p(x) = p(0)$. Na mjestu metalnog kontakta, koji je ponor za šupljine, koncentracija šupljina $p(w)$ jednaka je ravnotežnoj koncentraciji šupljina p_0 . Dakle je:

$$x = 0, \quad p(x) = p(0) \quad x = w, \quad p(w) = p_0. \quad (3.155)$$

Pomoću gornjih rubnih uvjeta relacija (3.151) prelazi u:

$$p(x) = p_0 + [p(0) - p_0] \frac{\text{sh} \frac{w-x}{L_p}}{\text{sh} \frac{w}{L_p}}. \quad (3.156)$$

Kod vrlo tankih uzoraka je $w \ll L_p$ pa je rekombinacija manjinskih nosilaca zanemariva.



Slika 3.30. Konačni uzorak poluvodičkog materijala širine w u smjeru x i djelovanje fotona na njegovu površinu. Ovisnost koncentracije $p(x)$ o x -u za slučajeve $w \ll L_p$, $w \leq L_p$ i $w \gg L_p$

S razvojem članova sa sinusom hiperboličkim u red potencija i zanemarivanjem svih potencija osim prve dobiva se:

$$p(x) \approx p_0 + [p(0) - p_0] \left(1 - \frac{x}{L_p}\right). \quad (3.157)$$

Kada je rekombinacija zanemarivo mala, jer je $w \ll L_p$, koncentracija manjinskih nosilaca linearno se smanjuje od iznosa $p(0)$ za $x = 0$ do iznosa p_0 za $x = w$, što je u skladu s rubnim uvjetima. Kada je $w \leq L_p$, tada vrijedi u integralnoj formi relacija (3.156). Kada je $w \gg L_p$ relacija (3.156) prelazi u (3.154). Ova tri slučaja prikazana su u donjem dijelu slike 3.30.

LITERATURA

- 3.1. G. Masetti, M. Severi, S. Solmi, »Modelling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic, Phosphorus and Boron Doped Silicon«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-30, 1983, 764-769.
- 3.2. D. M. Caughey, R. E. Thomas, »Carrier Mobilities in Silicon Empirically Related to Doping and Field«, Proc. IEEE, 55, 1967, 2192-2193.
- 3.3. C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, A. Alberigi Quaranta, »A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon«, Solid-State Electronics, 20, 1977, 77-89.
- 3.4. P. Biljanović, Z. Bendeković, Ž. Butković, »Silicon Thermal Properties Modelling«, Proc. Symposium on Electronics Technology, Budapest, 1990, 76-82.
- 3.5. R. S. Muller, T. I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 3.6. E.S. Yang, »Microelectronic Devices«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 3.7. S. M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 3.8. R. A. Smith, »Semiconductors«, Cambridge University Press, London, 1979.
- 3.9. H. Croemer, »The Einstein Relation for Degenerate Carrier Concentration«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-25, 1978, 850.
- 3.10. B. K. Ridley, »Quantum Processes in Semiconductors«, Oxford Science Publications, 1988.
- 3.11. J. D. Beck, R. Conradt, »Auger Recombination in Silicon«, Solid State Electronics, 13, 1973, 93.
- 3.12. D. E. Burk, V. Del La Torre, »An Empirical Fit to Minority Hole Mobilities«, IEEE Electron Device Lett., 5, 1984, 231.
- 3.13. J. Dziewior, W. Schmid, »Auger Coefficient for Highly Doped and Excited Silicon«, Appl. Phys. Lett., 31, 1977, 346.
- 3.14. P. A. Iles, S. I. Soclof, »Effect of Impurity Doping Concentration on Solar Cell Output«, prezentirano na 11th Photovoltaic Special Conf., 1976.
- 3.15. K. Masiakos, C. H. Wang, A. Neugroschel, »Method for Simultaneous Measurement of Diffusivity, Lifetime and Diffusion Length with Application to Heavily Doped Silicon«, IEEE Electron Device Lett., 10, 1989, 111.
- 3.16. A. W. Wieder, »Emitter Effects in Shallow Bipolar Devices: Measurements and Consequences«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-27, 1980, 1402.
- 3.17. C.H. Wang, A. Neugroschel, »Minority-Carrier Transport Parameters in Degenerate *n*-type Silicon«, IEEE Electron Device Lett., 11, 1990, 576.

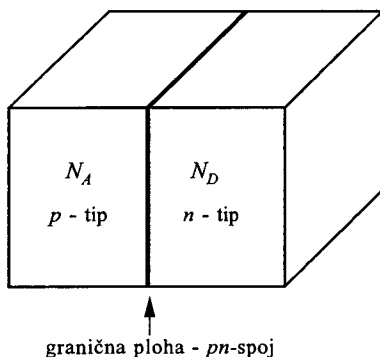
-
- 3.18. S. E. Swirhun, J. A. Del Alamo, R. M. Swanson, »Measurement of Electron Lifetime, Electron Mobility, and Band-Gap Narrowing in Heavily Doped p -type Silicon«, prezentirano na Int. Electron Devices Meeting, Los Angeles, CA, 1986.
 - 3.19. M. E. Law, E. Solley, M. Liang, D. E. Burk, »Self-Consistent Model of Minority-Carrier Lifetime, Diffusion Length, and Mobility«, IEEE Electron Device Lett., 12, 1991, 401-403.
 - 3.20. E. Solley, »Temperature Dependence of Physical Parameters for Improved Bipolar Device Simulation«, M. S. thesis, Univ. Florida, Gainesville, 1990.
 - 3.21. J.A. Del Alamo, R. M. Swanson, »Measurement of Steady-State Minority-Carrier Transport Parameters in Heavily Doped n -type Silicon«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1987, 1580.
 - 3.22. K. W. Böer, »Survey of Semiconductor Physics«, Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
 - 3.23. Ž. Butković, »Model visokodopiranog emitera i primjena u numeričkoj analizi bipolarnog tranzistora«, doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet, Zagreb, 1992.
 - 3.24. W. Kuzmic, W. Zagodzón-Wosik, »Heavy Doping Parameters Estimated from Transistor Measurements«, Solid-State Electronics, 31, 1988, 1, 911-919.
 - 3.25. M. B. Živanov, M. M. Jevtić, »Majority Carrier Mobility in Highly-Doped n -Type Si«, Solid-State Electronics, 35, 1992, 9, 1261-1268.
 - 3.26. Z. Bendeković, privatna komunikacija.

4. Planarna tehnologija na siliciju.

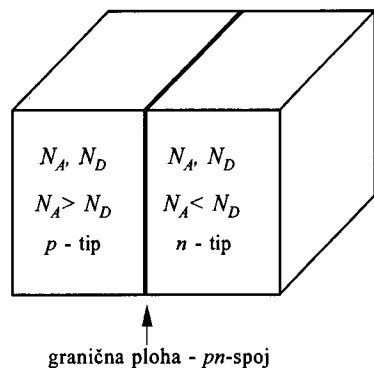
Formiranje *pn*-spoja

4.1. Definiranje *pn*-spoja

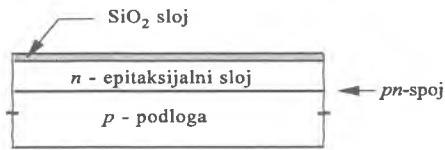
Kada je monokristal poluvodiča u jednom svom dijelu dopiran akceptorima, a u drugom donorima, tada postoji granična ploha na kojoj *p*-tip poluvodiča dopiran akceptorima prelazi u *n*-tip poluvodiča dopiran donorima. Ta se granična ploha zove ***pn*-spoj** (engl. *pn junction*) (slika 4.1). U općem slučaju cijeli volumen monokristala može biti dopiran i akceptorima i donorima. U tom je slučaju *pn*-spoj granična ploha koja odvaja područje u kojem postoji višak donora nad akceptorima (*n*-tip) od područja u kojem postoji višak akceptora nad donorima (*p*-tip) (slika 4.2). U geometrijskom smislu granična ploha može imati proizvoljan oblik, no najčešće je to ravnina, te približno cilindrična ili eliptična ploha ili kombinacija tih ploha. Tipičan silicijski *pn*-spoj dobiven epitaksijalnim rastom prikazan je na slici 4.3.,



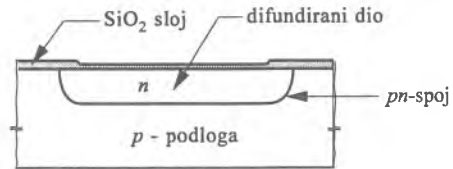
Slika 4.1. Monokristal poluvodiča dopiran u jednom dijelu akceptorima, u drugom dijelu donorima i granična ploha ili *pn*-spoj



Slika 4.2. Monokristal poluvodiča dopiran u cijelom volumenu i akceptorima i donorima i granična ploha ili *pn*-spoj između dijela u kojemu prevladavaju akceptori i dijela u kojemu prevladavaju donori



Slika 4.3. *pn*-spoj dobiven postupkom epitaksijalnog rasta *n*-silicija na *p*-podlozi. Struktura je zaštićena slojem SiO_2



Slika 4.4. *pn*-spoj dobiven difuzijom donora u *p*-podlogu

a tipičan *pn*-spoj dobiven difuzijom primjesa¹ na slici 4.4. U obje prikazane poluvodičke strukture površina pločice pokrivena je tankim slojem silicij-dioksida koji štiti površinu silicija od vanjskih utjecaja, te koji u procesu difuzije primjesa služi kao maska koja definira područja silicija u koje se difundiraju primjese. U oba slučaja *pn*-spoj ostvaren je tehnološkim metodama u silicijskoj monokristalnoj pločici postupcima planarne tehnologije na siliciju. Nemoguće je ostvariti *pn*-spoj jednostavnim mehaničkim kontaktom poluvodiča *p* i *n*. Kontakt se mora ostvariti u samoj monokristalnoj strukturi tehnološkim metodama.

Tehnološka, fizikalna i električna svojstva svih vrsta poluvodičkih elemenata uvelike ovise o svojstvima *pn*-spoja. Na njemu se temelji rad *pn*-dioda i bipolarnih tranzistora, a važnu ulogu ima i u radu i u svojstvima spojnih i MOS FET-ova. To je razlog zbog kojega se teoriji *pn*-spoja obraća izuzetna pažnja. Svojstva *pn*-spoja uvelike su uvjetovana tehnološkim metodama formiranja *pn*-spoja, pa će se tim metodama posvetiti uvodni dio u teoriju *pn*-spoja. Pri tome ćemo razmatrati samo one metode koje su osnovne i standardne u planarnoj tehnologiji na siliciju, jer je ta tehnologija danas temeljna poluvodička tehnologija, a silicij temeljni poluvodički materijal. Osim u monokristalu, *pn*-spoj može se formirati i u polikristalu. Međutim, monokristalni *pn*-spoj ima mnogo veće značenje i ulogu, pa će se ovdje razmatrati njegova svojstva i metode formiranja. Planarna tehnologija ne djeluje samo na svojstva *pn*-spoja, već i na svojstva svih dijelova poluvodičkih elemenata. Zato će se ovdje tehnološkim metodama obratiti veća pažnja od one koja bi bila dovoljna za razumijevanje teorije *pn*-spoja.

4.2. Epitaksijalni rast

Epitaksijalni proces - kraće epitaksija - tehnološki je postupak rasta monokristalnog poluvodičkog sloja na monokristalnoj podlozi. Sam naziv »epitaksija« preuzet je iz grčkog jezika i složen je od dviju riječi. U latiničnoj transkripciji prva je **epi**, što znači **iznad**, druga je **taxis**, što znači **uređen**. Drugim riječima, jedan sloj s pravilnim rasporedom atoma raste iznad drugog sloja koji služi kao podloga. Pri epitaksijalnom rastu nastavlja se, uz kristalnu strukturu podloge, i njezina kristalna orijentacija. Epitaksijalni sloj je u kristalografskom smislu kristalna ekstenzija podloge. Većina epitaksijalnih postupaka primjenjuje metodu **kemijske depozicije iz parne faze** (engl. *chemical vapor deposition*, kratica CVD). Drugi važan postupak je **epitaksijalni rast pomoću molekulskog snopa** (engl. *molecular beam*

¹ Postupci epitaksijalnog rasta i difuzije primjesa opisani su u dijelovima 4.4. i 4.2.

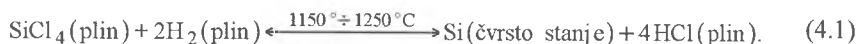
epitaxy, kratica MBE), koji je zapravo postupak naparavanja. Neovisno o samom tehnološkom procesu rasta epitaksijalnog sloja postoje dvije vrste epitaksije. Kada monokristalni epitaksijalni sloj raste na podlozi od istog materijala nastavljajući njegovu kristalnu strukturu i orijentaciju, tada je to **homoepitaksija**, **autoepitaksija** ili **izoepitaksija**. Kada su epitaksijalni sloj i podloga od različitih materijala, tada je to **heteroepitaksija**. U ovom slučaju oba materijala moraju imati sličnu kristalnu strukturu da bi epitaksijalni rast bio moguć. Tipični primjeri heteroepitaksije su rast $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epitaksijalnog sloja na GaAs podlozi. Heteroepitaksija također omogućuje rast slojeva silicija na podlozi od safira, na čemu se temelji tehnologija **silicija na safiru** (engl. *silicon on sapphire technology*, kratica SOS). U procesu epitaksijalnog rasta redovito se u atmosferu u kojoj se proces događa dovode kontrolirane količine atoma primjesa akceptorskog ili donorskog tipa. Tako se formiraju epitaksijalni slojevi *p* i *n*. Koncentracija atoma primjesa određuje specifičnu vodljivost epitaksijalnog sloja. Ta je vodljivost i po tipu i po iznosu invarijantna s obzirom na tip vodljivosti i iznos vodljivosti podloge. Drugim riječima, moguć je rast epitaksijalnog sloja tipa *n* i *p* na podlozi oba tipa, pri čemu epitaksijalni sloj može biti i vodljiviji i jednako i manje vodljiv s obzirom na podlogu. Prije procesa epitaksijalnog rasta podloga se jetka i polira da bi se poboljšala njezina svojstva potrebna za primjenu epitaksijalnog postupka. Zbog same prirode epitaksijalnog procesa teško je ostvariti više od dva epitaksijalna sloja jedan iznad drugog.

Ovdje nećemo dublje ulaziti u epitaksijalnu tehnologiju. Pozabavit ćemo se samo osnovnim činjenicama potrebnim za razumijevanje prirode procesa.

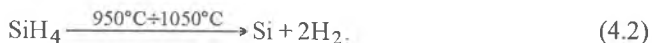
4.2.1. Kemijska depozicija iz parne faze

Postupci iz te skupine epitaksijalnih procesa obavljaju se pri atmosferskom tlaku ili pri tlaku 1300 do 13000 Pa na temperaturama između 950° i 1250° C. Temperatura procesa nastoji se sniziti radi eliminiranja difuzije primjesa za vrijeme procesa epitaksijalnog rasta. U tom pogledu u prednosti je postupak epitaksijalnog rasta molekulskim snopom jer se on obavlja na temperaturama od 600° do 800° C, pri kojima su pojave difuzije primjesa neznatne.

Epitaksijalni rast iz parne faze obično se obavlja vodikovom redukcijom silicij-tetraklorida na temperaturama od 1150° do 1250° C:



Drugi proces je pirolitička dekompozicija silana:



Ti se procesi obavljaju u uređajima koji se zovu epitaksijalni reaktori. Podloga na kojoj raste epitaksijalni sloj nalazi se na temperaturi obično oko 1000° C. Visoka temperatura podloge omogućava atomima silicija koji dolaze na površinu podloge da postaju dovoljno pokretljivi za nalaženje lokacija na kojima nastavljaju pravilnu kristalnu rešetku podloge. Da bismo dobili epitaksijalne slojeve tipa *p* ili *n*, u atmosferu u kojoj se obavlja epitaksijalni rast, dovodi se fosfor u obliku fosfina PH_3 ili bor u obliku diborana B_2H_4 ili arsen u obliku arsina AsH_3 . Ti su plinovi toksični pa se redovito upotrebljavaju razblaženi u vodik u ili inernom plinu.

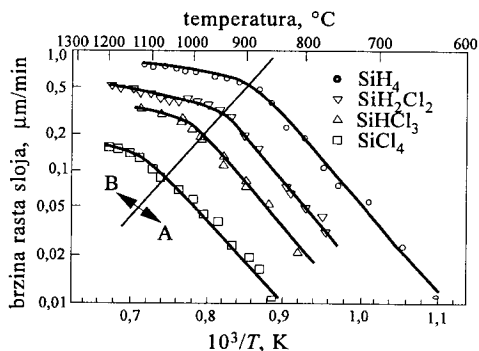
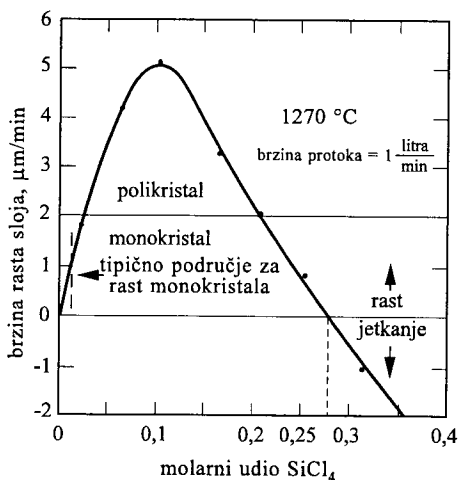
Važno svojstvo vodikove redukcije silicij-tetraklorida je reverzibilnost procesa. Ovisno o uvjetima i parametrima procesa rezultat redukcije može biti dvojak: epitaksijalni rast silicija

na podlozi ili jetkanje podloge. Ako je molarni udio SiCl_4 u H_2 ispod 0,28, raste epitaksijalni sloj. Ako je molarni udio SiCl_4 u H_2 iznad 0,28, dolazi do jetkanja podloge. Tipičan dijagram ovisnosti brzine rasta epitaksijalnog sloja u $\mu\text{m}/\text{min}$ o molarnom udjelu SiCl_4 u H_2 prikazan je na slici 4.5. Vidljivo je da se brzina rasta povećava s molarnim udjelom SiCl_4 u H_2 . Kod molarnog udjela 0,1 brzina rasta dostiže maksimum i iznosi oko $5 \mu\text{m}/\text{min}$. S daljim povećanjem molarnog udjela pada brzina epitaksijalnog rasta. Kod molarnog udjela 0,28 brzina rasta pada na nulu te proces rasta s daljim porastom molarnog udjela prelazi u proces jetkanja podloge.

Brzina epitaksijalnog rasta ovisi između ostalog i o temperaturi procesa. Obično se procesiraju slojevi debljine između $1 \mu\text{m}$ i $10 \mu\text{m}$. Kada se primjenjuje vodikova redukcija silicij-tetraklorida u temperaturnom području $1150^\circ\text{C} \div 1250^\circ\text{C}$, dobivaju se nominalne brzine rasta $0,4 \mu\text{m}/\text{min}$ do $1,5 \mu\text{m}/\text{min}$. Pirolitičkom dekompozicijom silana u području temperatura 950°C do 1250°C dobivaju se nominalne brzine rasta između $0,2 \mu\text{m}/\text{min}$ i $0,3 \mu\text{m}/\text{min}$. U gornjim uvjetima temperature i brzine rasta osigurana je dobra kontrola debljine epitaksijalnog sloja i kvalitete monokristala. Niže brzine rasta od navedenih prikazuju trajanje procesa koje je ekonomski neprihvatljivo. Veće brzine rasta povećavaju broj kristalnih defekata. Iz tog razloga u procesu na slici 4.5. pri brzinama rasta iznad $2 \mu\text{m}/\text{min}$ rezultira polikristalna struktura silicija umjesto monokristalne.

4.2.2. Arrheniusov zakon brzine rasta epitaksijalnog sloja

Ovisnost brzine rasta v epitaksijalnog sloja o temperaturi T procesa određena je poznatim Arrheniusovim zakonom brzine kemijske reakcije u obliku:



Slika 4.5. Tipičan dijagram ovisnosti brzine rasta epitaksijalnog sloja o molarnom udjelu SiCl_4 u H_2

Slika 4.6. Ovisnost brzine epitaksijalnog rasta o temperaturi za različite izvore silicija

$$v = v_0 \exp \frac{-E_A}{kT}, \quad \mu\text{m/min}, \quad (4.3)$$

gdje je v_0 hipotetska brzina rasta na beskonačno visokoj termodinamičkoj temperaturi, a E_A **aktivacijska energija** (engl. *activation energy*), potrebna za pokretanje procesa epitaksijalnog rasta. Iznosi obično 1,6 eV do 1,9 eV. Veličina k je Boltzmannova konstanta, a T termodinamička temperatura. Ovisnost brzine rasta o temperaturi, temeljena na eksperimentalnim podacima, za različite izvore silicija, prikazana je na slici 4.6. Krivulje koje trebaju eksperimentalno verificirati valjanost Arrheniusova zakona u određenoj kemijskoj reakciji crtaju se u obliku dobivenom logaritmiranjem jednadžbe (4.3):

$$\log v = \log v_0 - \frac{E_A \log e}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (4.4)$$

Ako se na ordinatu nanosi brzina rasta u logaritamskoj skali, a na apscisu vrijednosti $10^3/T$, tada se eksponencijalni zakon (4.3) pretvara u pravac s nagibom $-E_A \log e/k$, pa se iz nagiba toga pravca može odrediti aktivacijska energija. Usporedbom relacije (4.4) s krivuljama na slici 4.6. zaključuje se da se proces epitaksijalnog rasta događa prema Arrheniusovu zakonu u području A. U području B brzina rasta manja je od brzine koju predviđa Arrheniusov zakon, stoga djeluju neki drugi faktori koje Arrheniusov zakon ne uzima u obzir. U tom području brzina rasta slabije ovisi o temperaturi procesa, pa je ono zanimljivo sa stajališta primjene.

4.2.3. Epitaksijalni rast pomoću molekulskog snopa

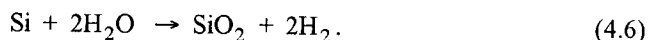
Postupak se sastoji u kontroliranom nanošenju poluvodičkog materijala i odgovarajućih primjesa na zagrijanu podlogu u uvjetima povoljnim za epitaksijalni rast. Taj postupak ima nekoliko prednosti s obzirom na postupak kemijske depozicije iz parne faze. Prva prednost je niža temperatura procesa, čime se reduciraju efekti difuzije primjesa. Druga je prednost mogućnost precizne kontrole raspodjele primjesa u epitaksijalnom sloju. Treća prednost je mogućnost dobivanja tanjih slojeva nego kod kemijske depozicije iz parne faze.

Tim se postupkom nanose tanki slojevi različitih poluvodičkih materijala, a najčešće slojevi silicija, galij-arsenida i aluminij-galij-arsenida. Postupak je u osnovi vrlo jednostavan, ali su realni uređaji za industrijsku primjenu komplicirani i skupi. Bit je procesa u kontroliranom isparavanju (efuziji) poluvodičkog materijala i jednog ili više dopanada i njihovu taloženju na zagrijanu monokristalnu podlogu. Isparene čestice gibaju se s velikom brzinom u ambijentu visokog vakuuma. Temperatura podloge na kojoj raste epitaksijalni sloj, zajedno s karakteristikama efuzijskih ćelija iz kojih isparava materijal za rast epitaksijalnog sloja, određuje karakteristike dobivenog sloja. Visoki vakuum (10^{-9} Pa ÷ 10^{-7} Pa) omogućava da se pare poluvodičkog materijala i primjesa kondenziraju na niskotemperaturnoj površini monokristalne podloge. Podešavanjem brzine isparavanja iz efuzijskih ćelija određuje se brzina epitaksijalnog rasta. Rast monokristala moguć je već pri temperaturi 400° C, dok je uobičajeno temperaturno područje procesa između 400° i 800° C. Brzina rasta obično je 0,01 μm/min do 0,6 μm/min. Kao primjese obično se upotrebljavaju antimon, galij i aluminij. U tehnologiji galij-arsenida kao primjese *n*-tipa najčešće se upotrebljavaju kositar i silicij, a kao primjese *p*-tipa mangan, magnezij, berilij i cink.

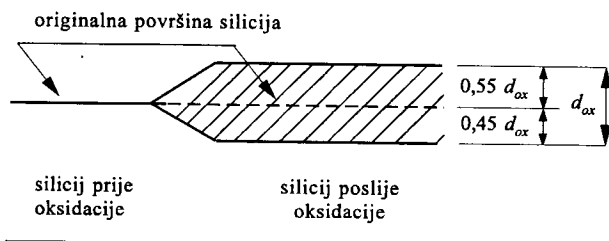
4.3. Oksidacija

Silicij-dioksid je bitan dio planarnih poluvodičkih struktura. Namjena mu je višestruka. Služi kao maska u procesu difuzije primjesa jer većina dopanada mnogo sporije i teže difundira kroz silicij-dioksid nego kroz silicij. Izuzetak su galij i aluminij. Silicij-dioksid odlično štiti površinu silicija od vanjskih utjecaja znatno pridonoseći pouzdanosti poluvodičkih elemenata i monolitnih integriranih sklopova. Upotrebljava se kao izolacijski materijal među komponentama integriranih sklopova u različitim vidovima oksidne izolacije. Kao dielektrik upotrebljava se u MOS-tranzistorima i MOS-kondenzatorima. U integriranim sklopovima upotrebljava se i kao izolacija među različitim slojevima metala u višeslojnoj izolaciji. Odlično štiti *pn*-spojeve tamo gdje oni dolaze na površinu silicijske pločice ispod oksidnog sloja (slika 4.4).

Postoji više metoda formiranja oksidnog sloja: termička oksidacija, vlažna anodizacija, anodizacija u plazmi, tehnika kemijskog naparavanja. Kada se zahtijeva niska gustoća površinskih stanja na međupovršini između silicija i silicij-dioksida, preferira se termička oksidacija. Kada se oksidni sloj nanosi iznad metalnih slojeva, preferira se tehnika kemijskog naparavanja. Ovdje ćemo se pozabaviti termičkom oksidacijom kao temeljnom metodom oksidacije u modernoj planarnoj tehnologiji. Površina silicija ima zbog svoje strukture visok afinitet prema oksidaciji, i kada se površina silicija nalazi u oksidacijskom ambijentu, dolazi do brze oksidacije i brzog rasta oksida. Oksidacija se može događati u **atmosferi kisika** ili u **atmosferi vodene pare**. U prvom slučaju to je **suha oksidacija** (engl. *dry oxidation*), a u drugom slučaju **mokra oksidacija** (engl. *wet oxidation*). Oba se postupka, da se dobije potrebna brzina rasta, obavljaju na temperaturama između 700° i 1300° C u skladu s kemijskim reakcijama:

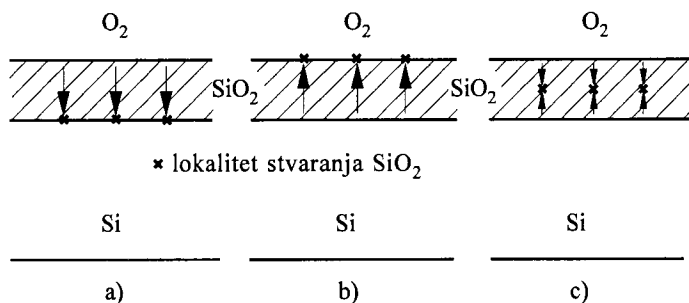


Prva relacija opisuje suhi postupak, druga mokri postupak. Za vrijeme oksidacije spušta se originalna površina silicija na kojoj raste oksid dublje u silicij. To znači da se za vrijeme oksidacijskog procesa dio silicija troši na stvaranje sloja silicij-dioksida. Za vrijeme procesa oksidacije raste debljina oksidnog sloja, a time i njegov volumen, tako da površina oksidnog sloja nije koplanarna s originalnom površinom silicijske pločice prije oksidacije. Polazeći od gustoće i molekulskih težina silicija i silicij-dioksida, može se izračunati da pri debljini oksidnog sloja d_{ox} oko 45% te debljine leži ispod originalne površine silicija, a 55% iznad nje (slika 4.7).



Slika 4.7. Pomak međupovršine između silicija i silicij-dioksida u procesu oksidacije

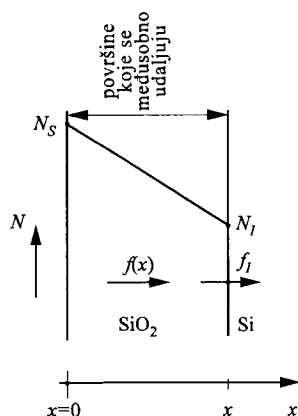
Slika 4.8. Mogući mehanizmi rasta oksidnog sloja na površini silicija: a) molekule kisika gibaju se kroz oksidni sloj prema međupovršini sa silicijem, b) atomi silicija gibaju se kroz oksidni sloj prema površini toga sloja, c) molekule kisika i atomi silicija gibaju se istodobno kroz oksidni sloj



U načelu postoje tri moguća mehanizma rasta oksidnog sloja opisana slikom 4.8. Prvi mehanizam (slika 4.8.a) pretpostavlja gibanje molekule kisika kroz oksidni sloj do međupovršine sa silicijem i reakciju s atomom silicija na toj međupovršini. Drugi mehanizam (slika 4.8.b) pretpostavlja gibanje atoma silicija s međupovršine kroz oksidni sloj do površine toga sloja i reakciju toga atoma s molekulom kisika. Treći mehanizam (slika 4.8.c) pretpostavlja da se kroz oksidni sloj istodobno giba i molekula kisika prema dolje i atom silicija prema gore i da reagiraju u oksidnom sloju. Brojni eksperimenti pokazuju da je mehanizam rasta opisan slikom 4.8.a najvjerojatniji.

4.3.1. Deal-Groveov model rasta oksidnog sloja [4.1.]

Ako oksid raste prema modelu na slici 4.8.a njegov se rast kao funkcija trajanja procesa oksidacije može u području temperatura $700^\circ \div 1300^\circ \text{C}$ dobro opisati Deal-Groveovim modelom rasta. Model će ovdje biti opisan u najkraćim crtama. Pretpostavit ćemo jediničnu



Slika 4.9. Prikaz rasta oksidnog sloja na površini silicija

površinu silicija na kojoj raste oksidni sloj pri čemu koncentracija N molekula kisika varira linearno s x -om od iznosa N_S na površini oksidnog sloja do iznosa N_I na međupovršini sa silicijem (slika 4.9). Pri tome je os x usmjerena od površine oksida ($x = 0$) ka međupovršini sa silicijem. Prema slici 4.7. za vrijeme procesa oksidacije oko 45% oksidnog sloja nalazi se ispod originalne površine silicija, a oko 55% iznad te površine. Zato se, gledano vremenski, obje rubne ravnine - površina oksidnog sloja i međupovršina između oksidnog sloja i silicija - za vrijeme procesa oksidacije međusobno udaljuju zbog porasta debljine oksidnog sloja. Zato je na slici 4.9. trenutni iznos debljine oksida u trenutku t označen s x , dok ćemo konačnu debljinu oksida po okončanom procesu oksidacije označiti s d_{ox} . Tok ili fluks molekula kisika (oksidanta) kroz oksidni sloj određen je gradijentom koncentracije molekula kisika. Po analogiji na slikama 3.14. i 3.15. i relacijom (3.70), te pomoću relacija (3.70), (3.71) i (3.77) dobiva se za tok elektrona zbog postojanja gradijenta njihove koncentracije izraz:

$$f(x) = -D_n \frac{dn(x)}{dx}. \quad (4.7)$$

Tok elektrona na slici 3.14. i tok molekula kisika na slici 4.9. imaju zajedničko svojstvo da ih izaziva gradijent koncentracija. Zato po analogiji s relacijom (4.7) možemo pisati za tok molekula kisika na slici 4.9. relaciju:

$$f(x) = -D_0 \frac{dN(x)}{dx}, \quad (4.8)$$

gdje je N koncentracija molekula, a D_0 njihova difuzijska konstanta. Relacija (4.8) poznata je kao **I. Fickov zakon difuzije**. Prema slici 4.9. tok molekula kisika iznosi:

$$f = D_0 \frac{N_S - N_I}{x} = \text{konst.} \quad (4.9)$$

Na slici 4.9. pretpostavljena je linearna promjena N s x -om, što prema relaciji 4.8. znači da f ne ovisi o x -u. To je opravdana pretpostavka jer tok molekula kisika u oksidnom sloju mora biti konstantan.

Tok f_I na međupovršini između silicija i silicij-dioksida određen je brzinom kojom molekule kisika nestaju na toj međupovršini za vrijeme procesa rasta oksida. Razumna je pretpostavka da je f_I razmjeran s N_I , pa je:

$$f_I = k_I N_I, \quad (4.10)$$

gdje je k_I konstanta proporcionalnosti. U ravnotežnom stanju je $f = f_I$, što u skladu s relacijama (4.9) i (4.10) daje vezu između N_I i N_S u obliku:

$$N_I = \frac{N_S}{1 + \frac{k_I}{D_0} x}. \quad (4.11)$$

Uvrštenjem N_I u (4.9) dobiva se:

$$f = \frac{N_S}{\frac{1}{k_I} + \frac{x}{D_0}}. \quad (4.12)$$

Ako je za stvaranje jediničnog volumena SiO_2 potrebna koncentracija N_M molekula kisika, tada je brzina rasta oksidnog sloja određena relacijom:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{f}{N_M} = \frac{N_S}{N_M} \cdot \frac{1}{\frac{1}{k_I} + \frac{x}{D_0}}. \quad (4.13)$$

Ta se relacija može pisati u obliku:

$$\left(1 + \frac{k_I}{D_0} x\right) dx = \frac{N_S}{N_M} k_I dt. \quad (4.14)$$

Integriranjem se dobiva:

$$x + \frac{k_I}{2D_0} x^2 = \frac{N_S}{N_M} k_I t + C, \quad (4.15)$$

gdje je C integracijska konstanta. U trenutku $t = 0$ u kojem počinje proces oksidacije, u općem slučaju već postoji neka početna debljina oksida d_0 , odakle proizlazi iznos konstante C :

$$C = d_0 + \frac{k_I}{2D_0} d_0^2. \quad (4.16)$$

Uvrštenjem C u (4.15) dobiva se:

$$x^2 + Ax = B(t + \tau_0), \quad (4.17)$$

gdje je:

$$A = \frac{2D_0}{k_I}, \quad B = \frac{2D_0 N_S}{N_M}, \quad \tau_0 = \frac{d_0^2 + Ad_0}{B}. \quad (4.18)$$

Rješenjem kvadratne jednadžbe (4.17) po x -u dobiva se debljina oksidnog sloja u trenutku t nakon početka procesa oksidacije. Tu debljinu označit ćemo sa d_{ox} pa je:

$$x = d_{ox} = \frac{A}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{t + \tau_0}{\frac{A^2}{4B}}} - 1 \right]. \quad (4.19)$$

U postupku mokre oksidacije je $d_0 = 0$, pa je i $\tau_0 = 0$. Pri suhoj oksidaciji redovito je $d_0 > 0$, pa je i $\tau_0 > 0$.

Relacija (4.19) može se u graničnim slučajevima pisati u jednostavnijem obliku. Pri vrlo malim debljinama oksida, kada je trajanje procesa oksidacije kratko, molekule kisika brzo difundiraju kroz oksidni sloj. Faktor koji ograničava brzinu procesa rasta je brzina kojom se stvaraju molekule SiO_2 na međupovršini između silicija i silicij-dioksida. U tom je slučaju:

$$t + \tau_0 \ll \frac{A^2}{4B}. \quad (4.20)$$

Kako je za $x \ll 1$ veličina $\sqrt{1+x} \cong 1+x/2$, relacija (4.19) prelazi u približnu relaciju:

$$d_{ox} \cong \frac{B}{A}(t + \tau_0), \quad (4.21)$$

gdje je B/A konstanta linearnog rasta, jer je u tom slučaju debljina oksida linearna funkcija trajanja procesa oksidacije.

Kod debljih slojeva oksida sve je teže gibanje molekula kisika kroz oksidni sloj pa je brzina toga gibanja ograničavajući faktor u brzini rasta oksida. Brzina rasta oksidnog sloja je dakle ograničena brzinom difuzije molekula kisika. U tom je slučaju:

$$t + \tau_0 \gg \frac{A^2}{4B}, \quad (4.22)$$

pa relacija (4.19) prelazi u:

$$d_{ox} \cong \sqrt{B(t + \tau_0)}, \quad (4.23)$$

gdje je B konstanta paraboličnog rasta. U tom slučaju debljina oksidnog sloja raste s trajanjem procesa oksidacije po zakonu drugog korijena.

Vrijednosti konstanti procesa oksidacije A , B i B/A za slučaj mokre oksidacije silicija dane su u tablici 4.1., a za slučaj suhe oksidacije u tablici 4.2.

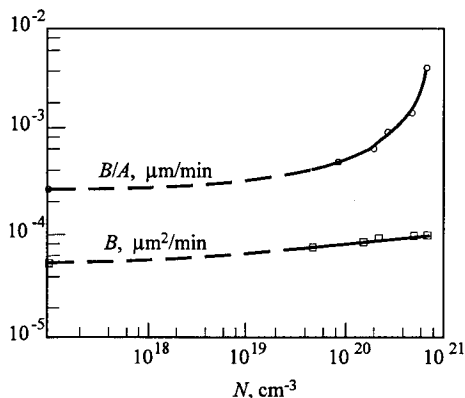
Konstanta B i B/A navedene u tablici 4.2. u uvjetima suhe oksidacije mijenjaju u izvjesnoj mjeri svoje iznose pri porastu početne koncentracije N atoma fosfora u siliciju.

Tablica 4.1. Konstante A , B i B/A za mokru oksidaciju

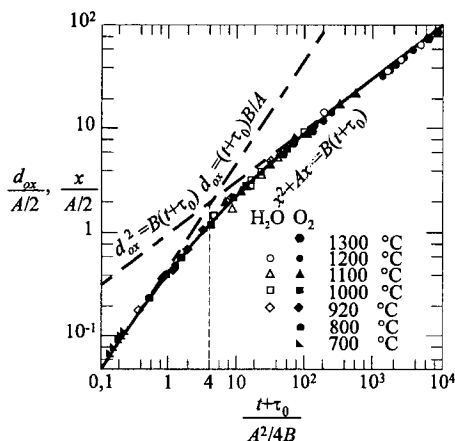
Temperatura °C	A μm	B $\mu\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$	B/A $\mu\text{m} \cdot \text{h}^{-1}$	τ_0 h
920	0,50	0,203	0,406	0
1000	0,226	0,287	1,27	0
1100	0,11	0,510	4,64	0
1200	0,05	0,720	14,40	0

Tablica 4.2. Konstante A , B i B/A za suhu oksidaciju

Temperatura °C	A μm	B $\mu\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$	B/A $\mu\text{m} \cdot \text{h}^{-1}$	τ_0 h
700	—	—	0,0026	81,0
800	0,370	0,0011	0,0030	9,0
920	0,235	0,0049	0,0208	1,40
1000	0,165	0,0117	0,071	0,37
1100	0,090	0,027	0,30	0,076
1200	0,040	0,045	1,12	0,027



Slika 4.10. Ovisnost konstanti linearnog (B/A) rasta i paraboličkog (B) rasta o početnoj koncentraciji fosfora u siliciju pri suhoj oksidaciji na 900°C

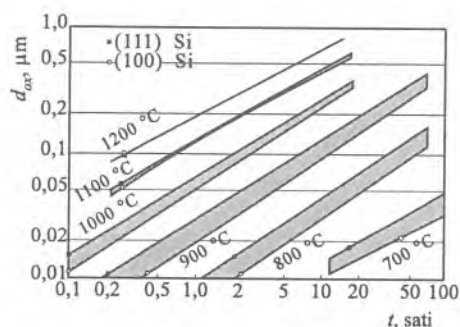


Slika 4.11. Normirani prikaz brzine rasta oksidnog sloja na površini silicija prema Deal-Groveovu modelu i relacijama (4.17), (4.21) i (4.23) u uvjetima mokre i suhe oksidacije, na različitim temperaturama oksidacije

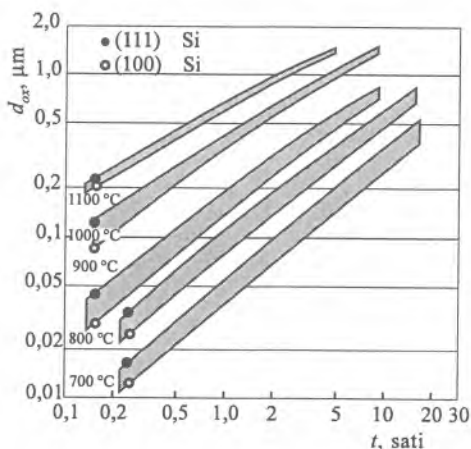
Taj efekt prikazan je na slici 4.10. koja se odnosi na suhu oksidaciju na temperaturi 900°C . Primjetan je znatan porast konstante linearnog rasta B/A pri početnim koncentracijama fosfora u siliciju većim od približno 10^{20} cm^{-3} . Konstanta paraboličnog rasta B ne pokazuje izrazitiju ovisnost o koncentraciji fosfora. Proizlazi zaključak da porast koncentracije fosfora u siliciju slabo djeluje na rast oksida kada je taj rast ograničen brzinom difuzije molekula kisika kroz oksidni sloj. Nasuprot tome, porast koncentracije fosfora u siliciju pri koncentracijama 10^{20} cm^{-3} i većim znatno djeluje na rast oksida kada je taj rast ograničen brzinom reagiranja molekula kisika s atomima silicija na međupovršini silicija i silicij-dioksida.

Ovisnost debljine oksida o trajanju procesa oksidacije prikazana je grafički na slici 4.11., u normiranom obliku, pa taj prikaz vrijedi univerzalno. Uz teorijsku krivulju opisanu relacijom (4.17) prikazane su i aproksimacije izrazima (4.21) i (4.23), te eksperimentalne točke dobivene mjerenjima pri različitim temperaturama oksidacije i različitim parcijalnim pritiscima oksidanta, u uvjetima mokre i suhe oksidacije. Uočljivo je odlično slaganje teorijskih i eksperimentalnih rezultata, što potvrđuje valjanost Deal-Groveova modela rasta oksida.

Debljina oksidnog sloja, u uvjetima suhe oksidacije, kao funkcija trajanja procesa oksidacije pri različitim temperaturama prikazana je na slici 4.12. Slična je ovisnost za mokru oksidaciju prikazana na slici 4.13. Usporedbom krivulja na slikama 4.12. i 4.13. može se zaključiti da na određenoj temperaturi oksidacije, uz isto trajanje procesa, u uvjetima mokre oksidacije naraste deblji sloj oksida nego pri suhoj oksidaciji.



Slika 4.12. Ovisnost debljine oksidnog sloja d_{ox} o trajanju oksidacije t za suhu oksidaciju, uz temperaturu kao parametar



Slika 4.13. Ovisnost debljine oksidnog sloja d_{ox} o trajanju oksidacije t za mokru oksidaciju, uz temperaturu kao parametar

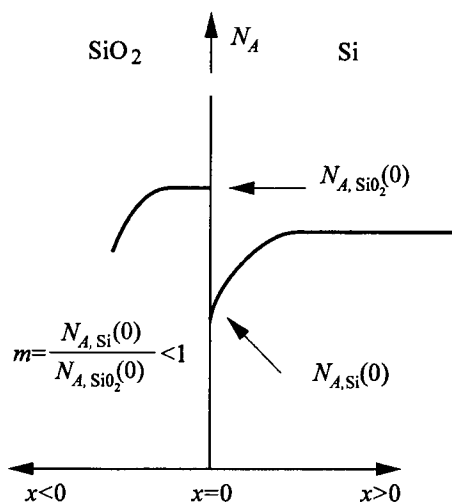
4.3.2. Preraspodjela primjese u siliciju za vrijeme termičke oksidacije

Postupak termičke oksidacije dopiranog silicija izaziva promjenu u iznosu koncentracije atoma primjese u siliciju u blizini međupovršine između silicija i silicij-dioksida. Procesom oksidacije silicij se kontinuirano pretvara u silicij-dioksid i međupovršina između silicija i silicij-dioksida putuje dublje u volumen silicija dovodeći do preraspodjele atoma primjese. Preraspodjela primjese u siliciju za vrijeme procesa termičke oksidacije ovisi između ostaloga i o brzini pomaka međupovršine između silicija i silicij-dioksida i o iznosu difuzijskog koeficijenta atoma primjese u oksidnom sloju.

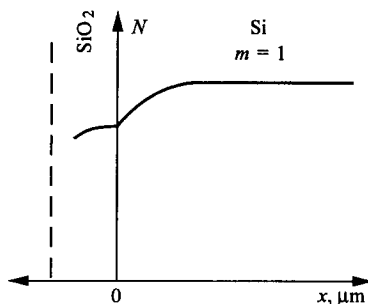
Karakter procesa preraspodjele atoma primjese može se ocijeniti na temelju iznosa **segregacijskog koeficijenta** m (engl. *segregation coefficient*). Segregacijski koeficijent definira se kao omjer ravnotežne koncentracije primjese na silicijskoj i na oksidnoj strani međupovršine. Pretpostavimo slučaj na slici 4.14., pri čemu oksidni sloj raste na siliciju dopiranom akceptorima. Na silicijskoj strani međupovršine ($x = 0$) nakon završenog procesa oksidacije je koncentracija akceptora $N_{A,Si}(0)$. Na oksidnoj strani međupovršine u istom slučaju je koncentracija akceptora $N_{A,SiO_2}(0)$. Segregacijski koeficijent je u tom slučaju:

$$m = \frac{N_{A,Si}(0)}{N_{A,SiO_2}(0)} < 1. \quad (4.24)$$

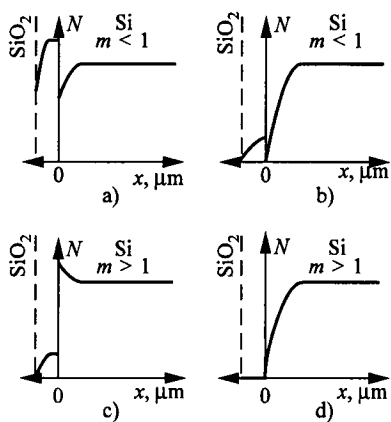
Četiri moguća slučaja segregacije ilustrirana su na slici 4.15. U dva slučaja ($m < 1$) oksid pokazuje težnju da prihvati primjese iz silicija (slika 4.15.a i b), a u dva slučaja ($m > 1$) da odbacuje primjese iz silicija (slika 4.15.c i d). U svakom od navedenih slučajeva situacija ovisi o tome je li to primjesa koja brzo ili sporo difundira kroz oksidni sloj. U slučaju na slici 4.15.a to je primjesa koja sporo difundira kroz oksidni sloj zbog niskog iznosa difuzijske konstante. To svojstvo pripada atomima bora. U slučaju na slici 4.15.b to je brzo difun-



Slika 4.14. Uz tumačenje pojma segregacijskog koeficijenta m . U slučaju na slici je $m < 1$



Slika 4.16. Preraspodjela atoma primjese u siliciju za vrijeme termičke oksidacije površine silicija u slučaju $m = 1$. Na površini silicija vidljivo je osiromašenje atomima primjese



Slika 4.15. Proces preraspodjele atoma primjese u siliciju za vrijeme termičke oksidacije površine silicija: a) $m < 1$, oksidni sloj prihvata atome primjese iz silicija, spori atomi primjese u oksidnom sloju, b) $m < 1$, oksidni sloj prihvata atome primjese, brzi atomi primjese u oksidnom sloju, c) $m > 1$, oksidni sloj odbacuje atome primjese, spori atomi primjese u oksidnom sloju, d) $m > 1$, oksidni sloj odbacuje atome primjese, brzi atomi primjese u oksidnom sloju

dirajuća primjesa u oksidnom sloju koja brzo stiže do vanjske površine oksidnog sloja i isparava u okolni prostor pa je koncentracija atoma te primjese u oksidu mala. To svojstvo pripada boru u H_2 ambijentu. U slučaju na slici 4.15.c to su atomi primjese koji sporo difundiraju kroz oksidni sloj. Taj slučaj nastupa kada su to atomi fosfora. U slučaju na slici 4.15.d to je brzo difundirajuća primjesa kroz oksid. Sve primjese iz oksida brzo odlaze u okolni prostor i primjesa u oksidu praktički nema. Tako se ponašaju atomi galija.

Kao poseban slučaj segregacije navodimo slučaj $m = 1$ (slika 4.16). Samo u tom slučaju nema diskontinuiteta u iznosu koncentracije primjese prilikom prelaska iz silicija u oksidni sloj. Međutim, zbog prelaska određenog broja atoma primjese u oksidni sloj, površina silicija

se osiromašuje atomima primjesa. Segregacijski koeficijent $m = 1$ ima bor u uvjetima vrlo suhe oksidacije.

Tipični iznosi segregacijskog koeficijenta m za neke tipične primjese i pripadni iznosi difuzijske konstante D_{ox} u silicij-dioksidu dani su u tablici 4.3.

Iz tablice je vidljivo da galij najbrže difundira kroz oksidni sloj jer mu je difuzijska konstanta za više redova veličine veća nego kod ostalih primjesa.

Tablica 4.3. Segregacijski koeficijent m i difuzijska konstanta D_{ox} u oksidnom sloju za različite primjese

Primjesa	m	D_{ox} , $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$	
		1100 °C	1200 °C
Ga	20	$5,3 \cdot 10^{-11}$	$5,8 \cdot 10^{-10}$
B	0,1 ÷ 2	$4,6 \cdot 10^{-17}$	$3,2 \cdot 10^{-16}$
In	>1	—	—
P	10	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$2,9 \cdot 10^{-15}$
Sb	10	$9,9 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$
As	10	$2,6 \cdot 10^{-16}$	$4,4 \cdot 10^{-15}$

4.4. Difuzija primjesa

Difuzija primjesa je osnovni tehnološki postupak kontroliranog unošenja primjesa u silicij i osnovni tehnološki postupak formiranja pn -spojeva. S fizikalnog gledišta taj je proces posve identičan procesu difuzije slobodnih nosilaca. Kvalitativna razlika ne postoji, ali je prisutna znatna kvantitativna razlika. Da bi došlo do imalo zamjetnije difuzije atoma primjesa kroz kristalnu rešetku silicija, potrebna je temperatura između 900° i 1200° C. To je posljedica mnogo veće mase atoma primjesa od mase slobodnih nosilaca i suglasno tome njihove neusporedivo manje pokretljivosti. Potrebna je velika toplinska energija, dakle i visoka temperatura da bi se osigurala potrebna pokretljivost atoma primjesa. U tipičnom difuzijskom sustavu (difuzijska peć) **poluvodičke pločice** (engl. *wafer*) tipa p ili n , u koje se difundiraju primjese, smještaju se u plinovitu atmosferu, koja sadrži atome primjesa. Ako se npr. difundira bor, kao izvor atoma bora služe pločice bor-nitrida, smještene između silicijskih pločica u koje se difundira bor.

Broj atoma primjesa koje mogu udifundirati u poluvodič ograničen je **topivošću primjesa** (engl. *solid solubility*). Topivost je najveći broj atoma neke primjese koji se može supstitucijski ugraditi u kristalnu rešetku poluvodiča na zadanoj temperaturi. Ovisnost topivosti o temperaturi difuzije za najčešće primjenjivane primjese u siliciju prikazana je na slici 4.17. Kod većine primjesa topivost raste s temperaturom, dostiže maksimalni iznos i potom opada s daljim porastom temperature. Maksimalni iznosi topivosti za tipične primjese u siliciju, kao i iznosi pripadnih temperatura difuzije, navedeni su u tablici 4.4.

Za razliku od postupka epitaksijalnog rasta, koji je u pravilu neselektivan proces koji se obavlja po cijeloj površini pločice, difuzija je u pravilu selektivan proces, koji se obavlja kroz otvore u oksidnom sloju koji pokriva površinu silicija (slika 4.18). Za većinu primjesa silicij-dioksid je u procesu difuzije nepropusna barijera koja već u tankom sloju štiti površinu

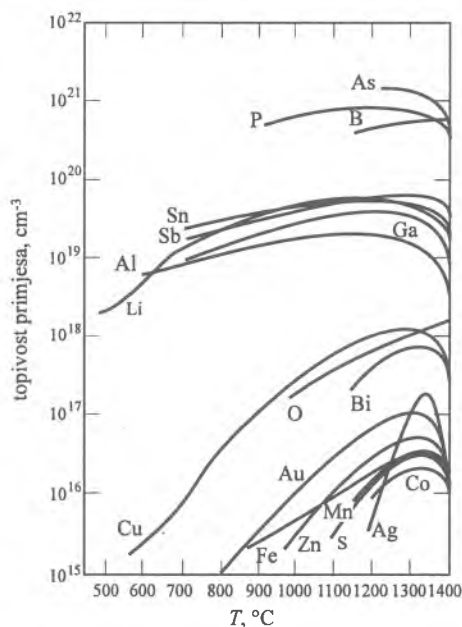
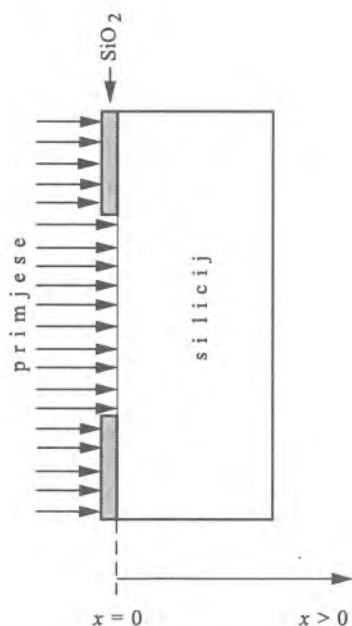
Tablica 4.4. Maksimalni iznosi topivosti primjesa u siliciju i pripadne temperature

Primjesa	P	As	Sb	B	Al	Ga	In
Maksimalna topivost, cm ⁻³	1,3·10 ²¹	2·10 ²¹	6·10 ¹⁹	6·10 ²⁰	10 ¹⁹ – 10 ²⁰	4·10 ¹⁹	10 ¹⁹
Temperatura °C	1150	1150	1300	1400	1150	1250	1300
	primjese <i>n</i> -tipa			primjese <i>p</i> -tipa			

silicija od prodiranja primjesa. Oblik i dimenzije otvora u oksidnom sloju izravno određuju oblik i dimenzije difundiranog područja.

U određivanju ovisnosti koncentracije primjesa o trajanju procesa difuzije i o udaljenosti od površine silicija kroz koju se difundiraju primjese primjenjuju se poznati **Fickovi zakoni difuzije**. Prvi Fickov zakon difuzije određen je relacijom (4.8), pri čemu se $N(x)$ odnosi na koncentraciju difundirajućih atoma primjesa. Općenito u procesu difuzije N ovisi i o trajanju difuzije t te **prvi Fickov zakon** difuzije pišemo za jednodimenzionalni slučaj u obliku:

$$f(x, t) = -D \frac{\partial N(x, t)}{\partial x}, \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, \quad (4.25)$$

**Slika 4.17.** Ovisnost topivosti primjesa u siliciju o temperaturi difuzije**Slika 4.18.** Difuzija primjesa u silicij kroz otvor u oksidnom sloju. Smjer x je smjer difundiranja primjesa

gdje je D difuzijska konstanta atoma primjese u siliciju. Njezin iznos za uobičajene primjese mnogostruko je viši u siliciju nego u silicij-dioksidu pri istoj temperaturi i na toj razlici zasniva se primjena oksidnog sloja kao maske u difuziji primjesa. Relacija (4.25) podrazumijeva jednodimenzionalnu difuziju definiranu slikom 4.18.

Drugi Fickov zakon difuzije može se dobiti ako se polazi od difuzijskih jednadžbi slobodnih nosilaca, preslikamo li ih na difuziju atoma primjesa. U procesu difuzije atoma primjesa ne postoje pojave generacije i rekombinacije kao pri difuziji slobodnih nosilaca. Tada difuzijska jednadžba za slobodne elektrone (3.148) prelazi izravno u:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (4.26)$$

Zamjenom koncentracije slobodnih elektrona koncentracijom atoma primjesa $N(x,t)$ i zamjenom difuzijske konstante slobodnih elektrona D_n difuzijskom konstantnom atoma primjesa D dobiva se izravno **drugi Fickov zakon** difuzije primjesa:

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2}, \quad \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}. \quad (4.27)$$

Primjenom Fickovih zakona difuzije mogu se u konkretnim slučajevima odrediti raspodjele atoma primjesa $N(x,t)$, kao i njihov tok $f(x,t)$. Kako je drugi Fickov zakon zapravo parcijalna diferencijalna jednadžba drugog reda, njezino rješenje ovisi o rubnim i početnim uvjetima diktiranim samom prirodom procesa difuzije. Većina difuzijskih procesa u proizvodnji poluvodičkih elemenata i monolitnih integriranih sklopova zadovoljava jedan od ovih uvjeta:

- difuzija traje uz konstantnu površinsku koncentraciju primjesa N_0 za vrijeme cijelog procesa difuzije. Da bi se održala konstantna površinska koncentracija, atomi primjesa moraju stalno iz okolnog prostora pristizati na površinu silicija i difundirati kroz nju u silicij. Za vrijeme difuzije mora se zato neprestano povećavati ukupan broj atoma primjesa difundiranih u poluvodič. Ta se difuzija zbog navedenih svojstava zove **difuzija uz konstantnu površinsku koncentraciju ili difuzija iz neograničenog izvora** (engl. *diffusion from infinite source*);
- difuzija primjesa teče uz konstantan ukupni broj atoma primjesa u siliciju za vrijeme procesa difuzije. Za vrijeme trajanja difuzije nema prijenosa atoma primjesa iz okolnog prostora u silicij, već se samo prostorno preraspodjeljuju (redistribuiraju) atomi prije uneseni u silicij. Ta se difuzija zove **difuzija iz ograničenog izvora** (engl. *diffusion from an instantaneous source*).

Analizirat ćemo ta dva tipična slučaja difuzije primjesa.

4.4.1. Difuzija uz konstantnu površinsku koncentraciju

Rješenjem drugog Fickova zakona za taj slučaj, u sustavu na slici 4.18., uz pretpostavku da je monokristal silicija u smjeru x , tj. smjeru difuzije atoma, polubeskonačan, dobiva se koncentracija atoma primjesa kao funkcija udaljenosti x od površine i trajanja difuzije t u obliku:

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}. \quad (4.28)$$

Površinska koncentracija N_0 obično je jednaka topivosti dane primjese na temperaturi difuzije. Funkcija erfc je **komplementarna funkcija pogreške** određena izrazom:

$$\operatorname{erfc} z = 1 - \operatorname{erf} z = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-z^2) dz, \quad (4.29)$$

gdje je $\operatorname{erf} z$ »error« funkcija ili **funkcija pogreške** od z . Difuzijska konstanta D određena je u širokom rasponu temperatura **Arrheniusovim zakonom**:

$$D = D_0 \exp \frac{-E_A}{kT}, \quad (4.30)$$

gdje je D_0 hipotetska vrijednost difuzijske konstante na beskonačno visokoj temperaturi². Veličina E_A je aktivacijska energija za zadanu primjesu koja difundira, a kT energetski ekvivalent temperature. Difuzijska konstanta prema Arrheniusovu zakonu raste eksponencijalno s porastom temperature i opada eksponencijalno s porastom aktivacijske energije. Iznosi D_0 i E_A za tipične primjese u siliciju navedene su u tablici 4.5.

Tablica 4.5. Iznosi konstanti D_0 i E_A za tipične primjese u siliciju

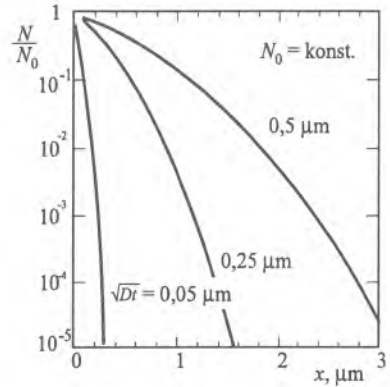
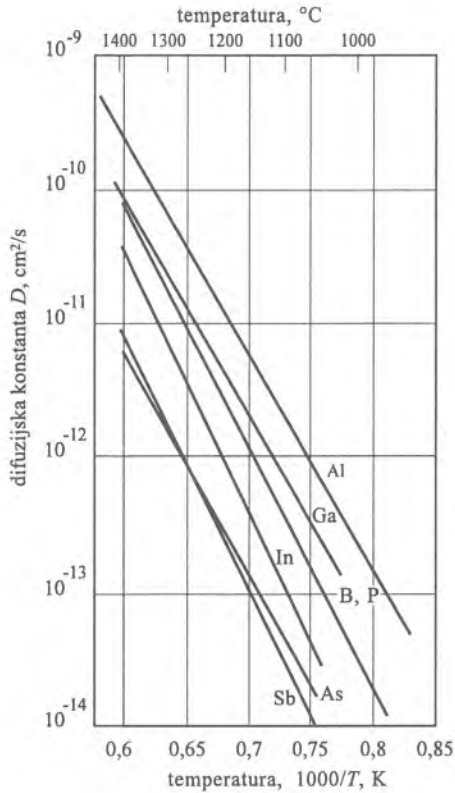
Primjesa	P	As	Sb	B	Al	Ga	In
$D_0, \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$	10,5	0,32	5,6	10,5	8	3,6	16,5
E_A, eV	3,69	3,56	3,95	3,69	3,47	3,51	3,9
	primjese <i>n</i> -tipa			primjese <i>p</i> -tipa			

Ovisnosti difuzijskih konstanti o temperaturi difuzije za primjese iz tablice 4.5. prikazane su grafički na slici 4.19.

Veličina $\sqrt{Dt}$ u relaciji (4.28) ima dimenziju dužine i zove se **difuzijska dužina** (engl. *diffusion length*) atoma primjese. Veličine D i $\sqrt{Dt}$ imaju isti smisao kao analogne veličine kod slobodnih nosilaca, ali su im iznosi neusporedivo manji zbog mnogo veće mase atoma koji difundiraju.

Relacija (4.28), iako eksplicitno ne sadržava temperaturu procesa, izrazita je funkcija temperature zbog izrazite temperaturne ovisnosti difuzijske konstante. S porastom temperature raste iznos D , a time i $\sqrt{Dt}$, te prema relaciji (4.28) uz konstantne iznose x i t koncentracija $N(x, t)$ raste. To objašnjava visokotemperaturni karakter procesa difuzije. Tek na temperaturama između 900° i 1200° C difuzijska konstanta ima iznos koji je dovoljan da

² D_0 nije ni u kakvoj vezi s konstantom D_0 u Deal-Groveovu modelu rasta oksidnog sloja.



Slika 4.20. Difuzija primjesa uz konstantnu površinsku koncentraciju uz difuzijsku dužinu kao parametar

Slika 4.19. Difuzijske konstante različitih primjesa u siliciju kao funkcija temperature difuzije

se uz trajanje procesa difuzije od nekoliko desetaka minuta dobiju dubine difuzije reda μm .

Ovisnost koncentracije primjesa o x -u uz difuzijsku dužinu kao parametar prikazana je na slici 4.20. uz ordinatu normiranu s obzirom na N_0 . Iz slike 4.20. vidljivo je da dubina prodiranja atoma primjesa raste s trajanjem difuzije i s porastom temperature, jer u oba slučaja difuzijska konstanta raste.

Tok atoma primjesa kroz ravninu smještenu na udaljenosti x od površine poluvodiča određen je prvim Fickovim zakonom, koji uz primjenu relacije (4.28) daje:

$$f(x, t) = \frac{N_0 D}{\sqrt{\pi D t}} \exp \frac{-x^2}{4 D t}, \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (4.31)$$

Tok atoma primjesa opada s x -om po Gaussovu zakonu. Najveći mu je iznos na mjestu $x = 0$:

$$f(0, t) = \frac{N_0 D}{\sqrt{\pi D t}}. \quad (4.32)$$

Ukupan broj atoma primjesa koje u procesu difuzije prođu kroz 1 cm^2 površine poluvodiča iz okolnog prostora u poluvodič do trenutka t određen je relacijom:

$$Q(t) = \int_0^{\infty} N(x, t) dx = N_0 \int_0^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} dx = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Dt}, \quad \text{cm}^{-2}. \quad (4.33)$$

Ukupan broj atoma primjesa koje za vrijeme procesa difuzije prođu iz vanjskog prostora u poluvodič kroz njegovu jediničnu površinu raste s trajanjem difuzije i s temperaturom.

Difuzija uz konstantnu površinsku koncentraciju redovito se upotrebljava za realizaciju emitera bipolarnog tranzistora, pa se često zove i **emitera difuzija**. Također se primjenjuje i kao prvi korak pri difuziji primjesa iz ograničenog izvora, o čemu će biti više rečeno u dijelu 4.4.2. Neka svojstva funkcija $\operatorname{erf} z$ i $\operatorname{erfc} z$ dana su u Prilogu II.

4.4.2. Difuzija iz ograničenog izvora

Pošto se izvrši difuzija uz konstantnu površinsku koncentraciju, u poluvodič je unesena određena količina atoma primjesa. Karakterizirati se može veličinom Q prema relaciji (4.33). Ako tu količinu atoma primjesa iskoristimo kao izvor dopanda za novu difuziju dublje u volumen poluvodiča, tada se difuzija kojom je ta količina atoma primjesa unesena u poluvodič zove **predepozicija** (engl. *predeposition*). Za vrijeme predepozicije površina poluvodiča prekriva se tankim slojem oksida, pločica se potom zagrijava u difuzijskoj peći na temperaturi reda 1000°C , pri čemu dolazi do difuzije atoma primjesa dublje u poluvodič (engl. *drive-in diffusion*). Za vrijeme te difuzije preraspodjeljuju se atomi primjesa u smjeru x , pri čemu ukupan broj atoma primjesa ostaje konstantan. Oksidni sloj na površini sprečava isparavanje primjesa iz poluvodičke pločice u okolni prostor³. Kao posljedica konstantnog broja difundirajućih atoma pada njihov broj na površini pločice i raste dublje u volumenu. Rješenjem drugog Fickova zakona za taj slučaj difuzije dobiva se koncentracija atoma primjesa kao funkcija udaljenosti x od površine i trajanja difuzije t u obliku **normalne Gaussove raspodjele**:

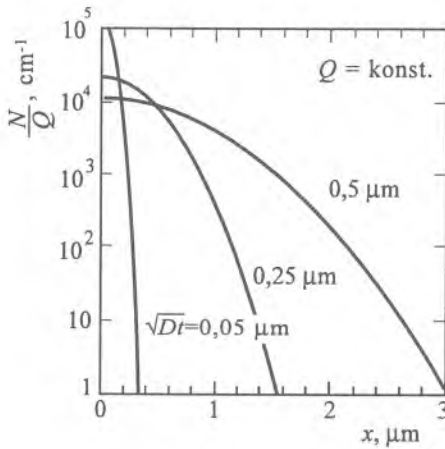
$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \frac{-x^2}{4Dt}, \quad (4.34)$$

pri čemu je Q određen relacijom (4.33). Na površini poluvodiča ($x = 0$) je:

$$N(0, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}}. \quad (4.35)$$

Ako je predepozicija izvršena na temperaturi T_1 , tada prema Arrheniusovu zakonu toj temperaturi odgovara difuzijska konstanta D_1 . Pretpostavimo trajanje predepozicije t_1 . Ako je predepozicija izvršena uz konstantnu površinsku koncentraciju N_0 , tada je prema relaciji (4.33):

³ Određena odstupanja od te idealizacije već su opisana u dijelu 4.3.2.



Slika 4.21. Difuzija primjesa iz ograničenog izvora uz difuzijsku dužinu kao parametar

$$Q = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}} \sqrt{D_1 t_1}. \quad (4.36)$$

Uvrštenjem u (4.31) dobiva se alternativni oblik Gaussove raspodjele:

$$N(x, t) = \frac{2N_0}{\pi} \sqrt{\frac{D_1}{D} \cdot \frac{t_1}{t}} \exp \frac{-x^2}{4Dt}. \quad (4.37)$$

Ovisnost $N(x, t)$ o x -u uz $\sqrt{Dt}$ kao parametar prikazana je na slici 4.21. Pri tome je na ordinati navedena veličina $N(x, t)/Q$. Nagib svake od nacrtanih krivulja na mjestu $x = 0$ jednak je nuli, što je posljedica nepostojanja toka atoma primjesa kroz površinu silicija. Tok atoma primjesa na udaljenosti x u trenutku t određen je prvim Fickovim zakonom primijenjenim na relaciju (4.34). Rezultat je:

$$f(x, t) = \frac{Q}{2t\sqrt{\pi Dt}} x \exp \frac{-x^2}{4Dt}. \quad (4.38)$$

Kada $x \rightarrow 0$ i $x \rightarrow \infty$, tada $f(x, t) \rightarrow 0$. Tok atoma primjesa ima maksimalni iznos kada je

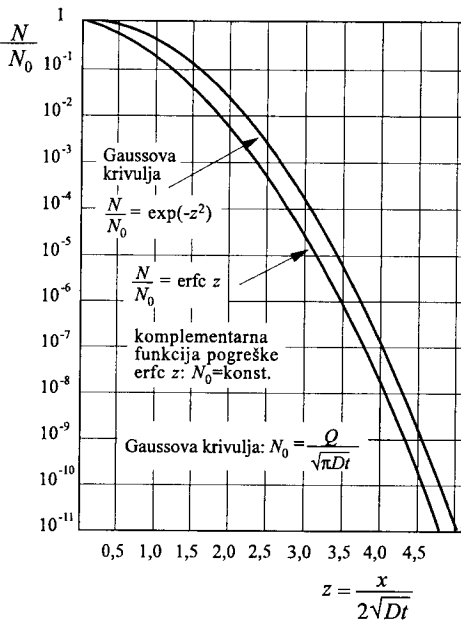
$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial x} = \frac{Q}{2t\sqrt{\pi Dt}} \left[1 - \frac{x^2}{2Dt} \right] \exp \frac{-x^2}{4Dt} = 0, \quad (4.39)$$

odakle proizlazi x :

$$x = \sqrt{2Dt}, \quad (4.40)$$

odnosno maksimalni $f(x, t)$:

$$f_{\max}(x, t) = 0,24 \frac{Q}{t}. \quad (4.41)$$



Slika 4.22. Normirane krivulje za $\text{erfc } z$ i $\exp(-z^2)$

Usporede li se relacije (4.28) i (4.34), može se zaključiti da je kod obje ovdje opisane osnovne vrste difuzije koncentracija difundiranih primjesa funkcija normirane varijable $z = x / 2\sqrt{Dt}$. Ako se normiraju koncentracije $N(x, t)$ s obzirom na površinsku koncentraciju, mogu se relacije (4.28) i (4.34) grafički prikazati u normiranom obliku prema slici 4.22. Vidljiv je brži pad normirane koncentracije s x -om pri difuziji uz konstantnu površinsku koncentraciju.

Navodimo tipične iznose parametara difuzijskog procesa:

- temperatura difuzije: $900^\circ \div 1300^\circ \text{ C}$;
- trajanje procesa difuzije: deseci minuta do nekoliko sati;
- difuzijska konstanta: $10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \div 10^{-9} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$;
- difuzijska dužina: $0,01 \text{ } \mu\text{m} \div 2 \text{ } \mu\text{m}$.

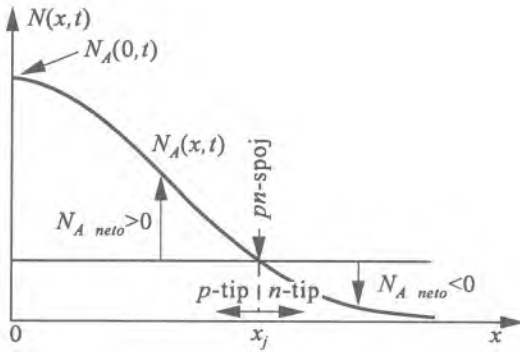
4.4.3. Određivanje dubine pn-spoja dobivenog difuzijom primjesa

Postupak difuzije primjesa jedan je od osnovnih postupaka formiranja pn-spoja. Primjese se mogu difundirati u intrinzični silicij, u silicij n -tipa i u silicij p -tipa. Uobičajeno je da se primjese difundiraju u silicij p -tipa ili n -tipa prethodno dopiran uniformno ili prema nekoj funkciji udaljenosti od površine poluvodiča. Pretpostavimo da se u uniformno dopirani silicij n -tipa s koncentracijom donora N_D difundiraju akceptori po zakonu $N_A(x, t)$ prema slici 4.23. Neto-koncentracija akceptora jednaka je razlici koncentracija difundiranih akceptora i donora, dakle:

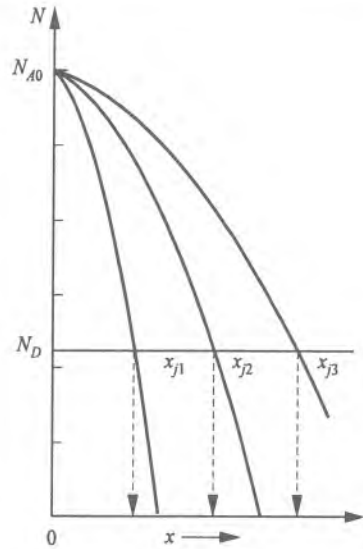
$$N_{A \text{ neto}}(x, t) = N_A(x, t) - N_D. \quad (4.42)$$

Na površini pločice je $x = 0$, pa je

$$N_{A \text{ neto}}(0, t) = N_A(0, t) - N_D. \quad (4.43)$$



Slika 4.23. Određivanje položaja pn-spoja



Slika 4.24. Dubina pn-spoja pri difuziji uz konstantnu površinsku koncentraciju kada se trajanja procesa difuzije odnose kao 1:4:9

Ako je $N_A(0,t) > N_D$, postojat će takav $x = x_j$ kod kojeg je zadovoljen uvjet:

$$N_{A \text{ neto}}(x_j, t) = N_A(x_j, t) - N_D = 0. \quad (4.44)$$

Veličina x_j je udaljenost pn-spoja formiranog difuzijom akceptora od površine pločice. Za $x < x_j$ je $N_A(x,t) > N_D$ pa se radi o siliciju p-tipa. Za $x > x_j$ je $N_A(x,t) < N_D$ pa se radi o siliciju n-tipa. Na mjestu $x = x_j$ je $N_A(x,t) = N_D$, pa nastaje kompenzacija donora i akceptora. Na tom je mjestu smješten pn-spoj.

Ako je difuzija akceptora obavljena uz konstantnu površinsku koncentraciju, dubina pn-spoja određena je rješenjem jednadžbe:

$$N_{A0} \operatorname{erfc} \frac{x_j}{2\sqrt{Dt}} = N_D, \quad (4.45)$$

gdje je N_{A0} površinska koncentracija akceptora. Rješenjem po x_j dobiva se:

$$x_j = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{(-1)} \frac{N_D}{N_{A0}} = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erf}^{(-1)} \left(1 - \frac{N_D}{N_{A0}} \right). \quad (4.46)$$

Tu su $\operatorname{erfc}^{(-1)}$ i $\operatorname{erf}^{(-1)}$ oznake za inverzne funkcije funkcija erfc i erf . Relaciju (4.46) kao funkciju trajanja procesa difuzije moguće je prikazati u obliku:

$$x_j = A \sqrt{t}, \quad (4.47)$$

gdje je A konstanta iznosa:

$$A = 2\sqrt{D} \operatorname{erfc}^{(-1)} \frac{N_D}{N_{A0}}. \quad (4.48)$$

Dubina *pn*-spoja određena je kao funkcija trajanja procesa difuzije zakonom drugog korijena pri konstantnoj temperaturi. Ako se trajanja procesa difuzije odnose kao 1:4:9, tada se dubine *pn*-spoja odnose kao 1:2:3. Taj odnos prikazan je na slici 4.24. Pri konstantnom trajanju procesa difuzije dubina *pn*-spoja ovisit će o temperaturi difuzije, pri čemu će s porastom te temperature x_j rasti zbog porasta difuzijske konstante D s temperaturom. Iz relacija (4.46) i (4.30) proizlazi da je:

$$x_j \sim \sqrt{D} \sim \exp \frac{-E_A}{2kT}, \quad (4.49)$$

pa dubina *pn*-spoja raste eksponencijalno s porastom temperature.

Pri difuziji iz ograničenog izvora na sličan način kao pri difuziji uz konstantnu površinsku koncentraciju dobiva se za dubinu *pn*-spoja relacija:

$$x_j = 2\sqrt{D_A t} \sqrt{\ln \frac{Q_A}{N_D \sqrt{\pi D_A t}}}, \quad (4.50)$$

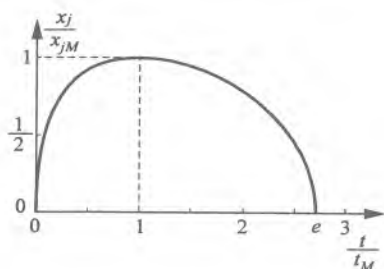
gdje indeks A uz Q i D označava da se radi o akceptorskim primjesama difundiranim u *n*-podlogu s koncentracijom donora N_D . Da bi *pn*-spoj postojao argument logaritamske funkcije mora biti veći od jedinice, odnosno mora biti ispunjen uvjet:

$$N_D < \frac{Q_A}{\sqrt{\pi D_A t}}. \quad (4.51)$$

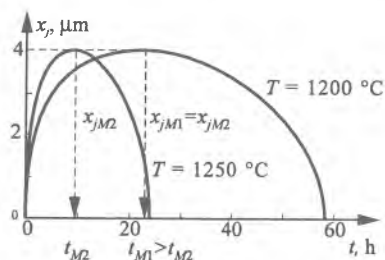
Vrlo je zanimljiva ovisnost x_j o trajanju procesa difuzije na konstantnoj temperaturi difuzije. S porastom t raste član ispred logaritamskog člana u relaciji (4.50), što vodi ka porastu x_j . Međutim, s porastom t istodobno opada argument logaritamske funkcije, što vodi ka smanjenju x_j . Kod kraćih vremena t prevladava prvi, a kod dužih vremena t drugi utjecaj. To znači da s porastom t dubina x_j raste, dostiže maksimalni iznos i potom opada. *pn*-spoj vraća se na površinu pločice kada je argument logaritamskog člana jednak jedinici, čemu odgovara trajanje difuzije:

$$t = t_0 = \frac{1}{\pi D_A} \left(\frac{Q_A}{N_D} \right)^2. \quad (4.52)$$

Odredit ćemo trajanje difuzije t_M potrebno za dostizanje maksimalne dubine *pn*-spoja i iznos x_{jM} te dubine. Deriviranjem relacije (4.50) po vremenu i izjednačavanjem te derivacije s nulom dobiva se traženo vrijeme t_M :



Slika 4.25. Normirana krivulja ovisnosti dubine pn -spoja o vremenu pri difuziji primjesa iz ograničenog izvora



Slika 4.26. Ovisnost dubine pn -spoja o vremenu pri difuziji primjesa iz ograničenog izvora za dvije različite temperature difuzije u uvjetima opisanim u tekstu

$$t_M = \frac{1}{e\pi D_A} \left(\frac{Q_A}{N_D} \right)^2 = \frac{t_0}{e}, \quad (4.53)$$

pri čemu je primijenjena relacija (4.52). Uvrštenjem t_M u izraz za x_j dobiva se maksimalna dubina pn -spoja:

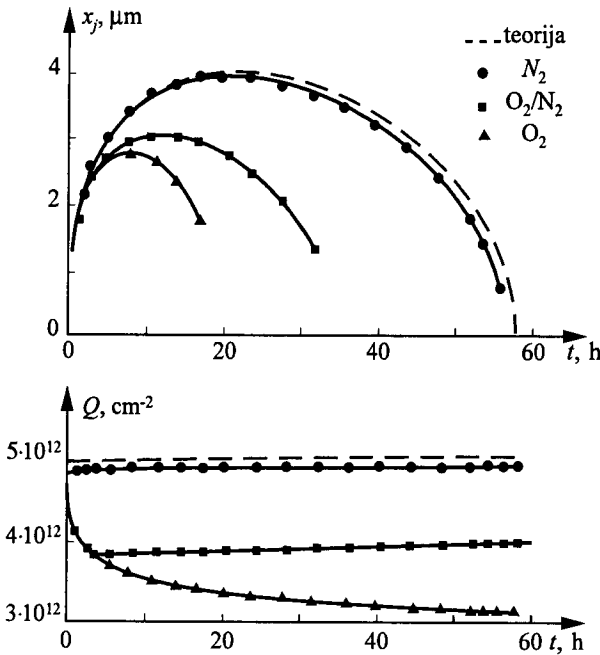
$$x_{jM} = \sqrt{\frac{2}{e\pi} \frac{Q_A}{N_D}} = \sqrt{2D_A t_M}. \quad (4.54)$$

Pomoću relacija (4.50), (4.53) i (4.54) može se x_j kao funkcija od t prikazati u normiranom obliku:

$$\left(\frac{x_j}{x_{jM}} \right)^2 = \frac{t}{t_M} \ln \frac{e t_M}{t}. \quad (4.55)$$

Relacija (4.55) prikazana je grafički na slici 4.25. Vrijeme udaljavanja pn -spoja od površine pločice dublje u volumen je t_M , dok je vrijeme povratka pn -spoja od maksimalne dubine x_{jM} do površine $(e - 1)t_M = 1,718 t_M$.

Utjecaj temperature difuzije na dubinu pn -spoja ilustrirat ćemo jednim primjerom. Pretpostavimo difuziju bora iz ograničenog izvora u n -epitaksijalni sloj s koncentracijom fosfora $N_D = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Predepozicija bora obavljena je ionskom implantacijom (vidi 4.5), pri čemu je površinska gustoća bora $Q_A = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Pretpostavljene su temperature difuzije 1200° i 1250° C . Ovisnost x_j o temperaturi temeljena na relaciji (4.50) prikazana je na slici 4.26. Krivulje na slici 4.26, kao i relacija (4.54) pokazuju da maksimalna udaljenost pn -spoja od površine ne ovisi o temperaturi difuzije. Međutim, prema slici 4.26. i relaciji (4.53) vrijeme t_M potrebno da se dostigne maksimalna udaljenost pn -spoja od površine ovisi o difuzijskoj konstanti bora, a time i o temperaturi opadajući pri porastu temperature. Karakter te ovisnosti je jasniji ako se pomoću relacije (4.30) relacija (4.53) prikaže u obliku:

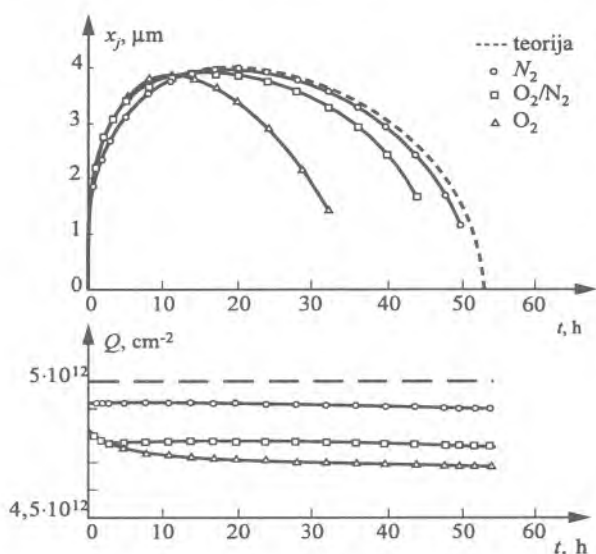


Slika 4.27. Ovisnost dubine pn -spoja x_j i površinske gustoće bora Q o vremenu pri difuziji iz ograničenog izvora u uvjetima opisanim u tekstu

$$t_M = \frac{1}{e\pi D_0} \left(\frac{Q_A}{N_D} \right)^2 \exp \frac{E_A}{kT}. \quad (4.56)$$

S porastom temperature difuzije vrijeme t_M opada po eksponencijalnom zakonu.

Realne poluvodičke strukture ponašaju se kvalitativno u skladu s relacijama (4.50), (4.52), (4.53), (4.54) i (4.55), međutim postoje određene kvantitativne razlike. Te su razlike izazvane činjenicom da za vrijeme procesa difuzije iz ograničenog izvora ukupan broj atoma primjese nije apsolutno konstantan jer dio primjese ipak odlazi u oksidni sloj i iz njega u okolni prostor. Realna situacija dobiva se eksperimentalno ili simulacijom na računalu. Pokazat ćemo dva tipična primjera dobivena simulacijom. U prvom primjeru simulirana je preraspodjela atoma bora u podlozi n -tipa prethodno dopiranoj s atomima fosfora, dok se u drugom primjeru promatra preraspodjela difundiranih atoma fosfora u podlozi p -tipa. U oba slučaja koncentracija primjese u podlozi iznosi $N = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, a primjese suprotnog tipa predeponiraju se postupkom ionske implantacije. Odabrana je implantacijska doza iznosa $Q = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Atomi bora se u prvom primjeru implantiraju energijom $E = 50 \text{ keV}$, pri čemu se postiže početna dubina pn -spoja $x_j = 0,39 \mu\text{m}$. Pri implantaciji atoma fosfora odabrana je energija $E = 100 \text{ keV}$ i postignuta početna dubina pn -spoja $x_j = 0,27 \mu\text{m}$. Preraspodjela se provodi na temperaturi 1200°C , a rezultati simulacije koji prikazuju promjenu dubine pn -spoja x_j i količine difundiranih primjese u siliciju Q s vremenom difuzije t prikazani su na slici 4.27. za difuziju bora i 4.28. za difuziju fosfora. Da bi se bolje uočilo odstupanje realnog procesa difuzije iz ograničenog izvora od idealnog, preraspodjela je simulirana na tri različita načina.



Slika 4.28. Ovisnost dubine pn -spoja x_j i površinske gustoće fosfora Q o vremenu pri difuziji iz ograničenog izvora u uvjetima opisanim u tekstu

U prvom slučaju preraspodjela se cijelo vrijeme događa u neutralnoj atmosferi (atmosferi dušika), a da atomi bora za to vrijeme ne izađu iz podloge, površina pločice se prije procesa preraspodjele prekriva niskotemperaturno deponiranim oksidnim slojem debljine $0,34 \mu\text{m}$. Rezultati simulacije u tom slučaju na slikama 4.27. i 4.28. označeni su sa N_2 . U drugom slučaju preraspodjela se prva tri sata provodi istodobno s oksidacijom u atmosferi suhog kisika da bi se potom nastavila u neutralnoj atmosferi. Tako dobiveni rezultati označeni su na slikama 4.27. i 4.28. sa O_2/N_2 . U trećem slučaju je preraspodjela difundiranih atoma provedena cijelo vrijeme istodobno s oksidacijom u atmosferi suhog kisika. Dobiveni rezultati prikazani su na slikama 4.27. i 4.28. s O_2 .

Uz rezultate simulacije na slikama 4.27. i 4.28. prikazani su crtanom krivuljom i teorijski rezultati prema relaciji (4.50). Pri tome su korištene difuzijske konstante za bor $D = 1,06 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ i za fosfor $D = 1,16 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. U oba primjera može se uočiti dobro slaganje teorijskih rezultata s realnim procesom preraspodjele u neutralnoj atmosferi. Odstupanje raste s porastom udjela preraspodjele provedene paralelno s termičkom oksidacijom. Uzrok odstupanja je, kako se vidi na slici 4.27. i 4.28., smanjenje količine difundiranih primjesa Q u siliciju, a posljedica je prelaska tih primjesa u oksidni sloj. Kako je tendencija prelaska jače izražena kod atoma bora, odstupanja realnih rezultata od teorijskih veća su pri difuziji te primjese.

Na slici 4.28. može se dodatno opaziti brži porast dubine pn -spoja u početnom dijelu krivulje za preraspodjelu u atmosferi suhog kisika. To je rezultat porasta difuzijske konstante u uvjetima termičke oksidacije. Kako je taj porast na temperaturi $T = 1200^\circ \text{C}$ slabije izražen kod bora (porast od 1,14 puta) s obzirom na fosfor (porast od 1,8 puta), razlike su uočljive samo kod difuzije fosfora. Zbog porasta difuzijske konstante prisutan je i brži pad dubine pn -spoja u drugom dijelu krivulje označene s O_2 na slici 4.28.

Provedena simulacija potvrđuje teoriju. Slaganje teorijskih rezultata i rezultata simulacije bolje je kod difuzije fosfora jer u pretpostavljenim tehnološkim uvjetima fosfor bolje odgovara teorijskom modelu u pogledu prelaska atoma u oksidni sloj. Bor pokazuje izraženiju tendenciju prelaska u oksid te su odstupanja veća.

4.4.4. Dvodimenzionalni efekti u difuziji primjesa

Do sada smo razmatrali teorijski najjednostavniji, ali i za većinu primjena posve dovoljno točan slučaj jednodimenzionalne difuzije primjesa. Kada se višedimenzionalni efekti ne mogu zanemariti (npr. pri difuziji primjesa kroz vrlo uske otvore u oksidnom sloju), treba koristiti Fickove zakone u trodimenzionalnom obliku:

– prvi Fickov zakon

$$f(x, y, z, t) = -D \nabla N(x, y, z, t), \quad (4.57)$$

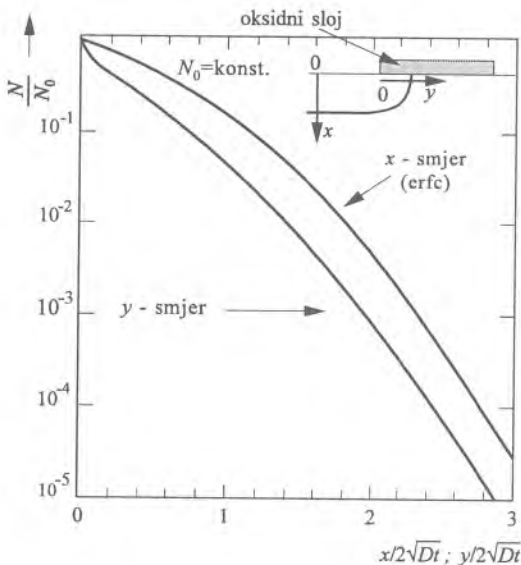
gdje je ∇ oznaka za nabla operator;

– drugi Fickov zakon:

$$\frac{\partial N(x, y, z, t)}{\partial t} = D \Delta N(x, y, z, t), \quad (4.58)$$

gdje je Δ oznaka za operator delta ili Laplaceov.

Ovdje nećemo ulaziti u analizu gornjih relacija ni u njihovo rješavanje, već ćemo navesti samo neke kvalitativne pojave. Prema slici 4.4. uz difuziju primjesa u vertikalnom smjeru postoji još i lateralna difuzija primjesa paralelna s površinom pločice. Rezultat je »podvlačenje« *pn*-spoja ispod oksidnog sloja i njegov dolazak na površinu pločice prekrivenu oksidom. Kada bi difuzija bila strogo jednodimenzionalni proces, *pn*-spoj bi na površinu pločice izlazio točno na granici otvora s oksidnim slojem. Pojava podvlačenja *pn*-spoja pod oksid ponovo je prikazana na slici 4.29. Slika se odnosi na difuziju primjesa uz konstantnu površinsku koncentraciju. Prikazane su promjene koncentracije primjesa u vertikalnom smjeru x i lateralnom smjeru y . U vertikalnom smjeru x koncentracija primjesa mijenja se



Slika 4.29. Usporedba raspodjele primjesa u vertikalnom i lateralnom smjeru pri difuziji uz konstantnu površinsku koncentraciju N_0

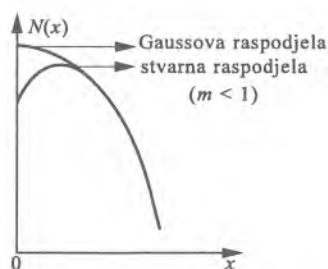
u skladu s komplementarnom funkcijom pogreške, dok je u lateralnom smjeru na istoj udaljenosti od ishodišta na rubu oksida koncentracije primjesa 15 do 20% manja nego u vertikalnom smjeru. To odstupanje nije znatno pa se u praktičnim proračunima obično pretpostavlja da je dubina pn -spoja ista vertikalno i lateralno.

Podrobnija analiza višedimenzionalnih efekata pri difuziji primjesa dana je u udžbeniku [4.6] u popisu literature na kraju poglavlja.

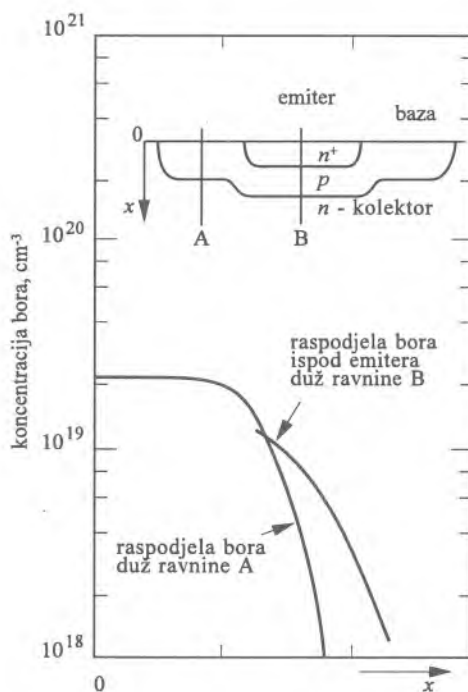
4.4.5. Specifičnosti u procesu difuzije primjesa

Ovdje opisana teorija difuzije primjesa u siliciju vrlo dobro fizikalno opisuje bitne pojave u procesu difuzije. Primjenom te teorije mogu se kvalitativno dobro opisati realni difuzijski profili u poluvodičkim elementima. Međutim, postoje i određene specifičnosti i anomalije, koje dovode do razlika između teorijskih i realnih difuzijskih profila. Ovdje navodimo, bez dubljeg ulaženja u fizikalne pojave koje su prilično složene, neke tipične specifičnosti i anomalije u procesu difuzije.

Difuzija bora iz ograničenog izvora. Pri difuziji bora iz ograničenog izvora u idealnom slučaju rezultira difuzijski profil određen Gaussovom normalnom raspodjelom. Maksimum koncentracije je na samoj površini pločice, pri čemu je nagib tangente na krivulju koncentracije na mjestu $x = 0$ jednak nuli jer nema protoka dopanda kroz površinu pločice pokrivenu oksidnim slojem. Međutim, u realnom slučaju, pri difuziji iz ograničenog izvora, dio bora odlazi u oksidni sloj što smanjuje količinu bora u siliciju. Pojava je posebno izražena pri difuziji bora u atmosferi molekuskog vodika (slika 4.15.b). U tom su slučaju ordinate



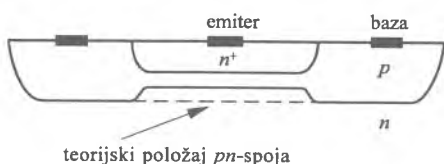
Slika 4.30. Gaussova i stvarna raspodjela bora u siliciju pri difuziji bora iz ograničenog izvora



Slika 4.31. Efekt potiskivanja baze emiterom pri n^+ -difuziji fosfora

$N(x)$ krivulje koncentracije bora uz površinu silicija manje od teorijskih. Rezultira difuzijski profil bora na slici 4.30. Ta pojava nije moguća pri difuziji primjese uz konstantnu površinsku koncentraciju jer tamo za vrijeme difuzije ne postoji oksidni sloj i zbog same definicije procesa nema preraspodjele primjese između silicija i oksida.

Efekt potiskivanja baze emiterom (engl. *emitter push effect*). Jednostavna difuzijska teorija prezentirana prije pretpostavlja da je na zadanoj temperaturi difuzijska konstanta nepromjenjiva kroz cijeli proces difuzije neovisno o koncentraciji dopanda u poluvodiču. Također se pretpostavlja da difuzija donora (ili akceptora) u podlogu *p*-tipa (ili *n*-tipa) teče jednako kao u intrinzičnom poluvodiču. U realnosti te pretpostavke nisu uvijek ispravne, što dovodi do odstupanja realnih difuzijskih profila od teorijskih. Jedno od odstupanja s obzirom na teoriju je pojava **efekta potiskivanja baze emiterom** (slika 4.31). Kada se u silicij difundira bor iz ograničenog izvora, tada rezultira $N(x)$ po Gaussovoj normalnoj raspodjeli. Tom se difuzijom realizira baza bipolarnog *nnp*-tranzistora. Kada se u središnji dio *p*-baze difundira fosfor, dakle primjese *n*-tipa, stvara se n^+ -emiter. Prilikom n^+ -difuzije fosfora spušta se *pn*-spoj između *p*-baze i *n*-podloge u koju se baza difundira, točno ispod područja definiranog n^+ -emiterom prema slici 4.31. Efekt se vizualno doživljava



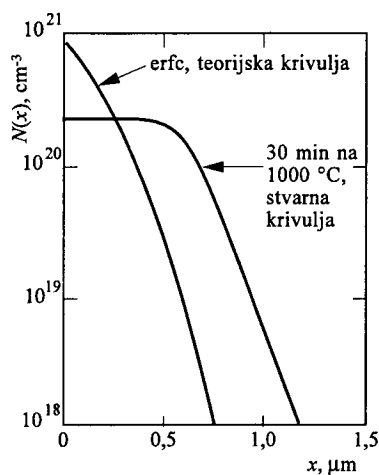
Slika 4.32. Efekt privlačenja baze emiterom pri n^+ -difuziji arsena

kao potiskivanje *p*-baze n^+ -emiterom pa se zove efekt potiskivanja baze emiterom. Pojava je prisutna samo u dijelu baze ispod n^+ -emitera, dok u ostalim dijelovima baze nije uočljiva. Efekt je najizrazitiji kada se baza formira difuzijom galija, a emiter difuzijom fosfora. Također je prisutan kada se baza formira difuzijom bora, a emiter difuzijom fosfora. Nije uočen kada se emiter formira difuzijom arsena. Posljedica djelovanja toga efekta je veća širina baze (*p*-područje ispod n^+ -emitera) od teorijski

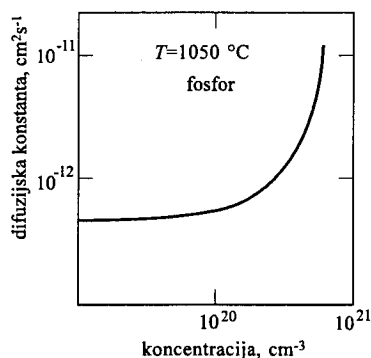
očekivane, što za posljedicu ima smanjenje iznosa strujnog pojačanja tranzistora s obzirom na teorijski iznos. Moguće tumačenje podrijetla tog efekta je pojava naprezanja u kristalnoj rešetki silicija pri difuziji fosfora, što uzrokuje obogaćenje difuzijske konstante bora i bržu difuziju atoma bora u područje ispod emitera.

Efekt privlačenja baze emiterom (engl. *emitter pull effect*). Ta pojava nastaje kada se baza *nnp*-tranzistora formira difuzijom galija, a emiter difuzijom arsena. Efekt se manifestira u pomaku *pn*-spoja između *p*-baze i *n*-podloge ka emiteru, što daje tanju bazu od teorijski očekivane (slika 4.32). Efekt je po smjeru pomaka *pn*-spoja ispod emitera suprotan efektu potiskivanja baze emiterom.

Difuzija fosfora uz konstantnu površinsku koncentraciju. Pri plitkim difuzijama fosfora uz konstantnu površinsku koncentraciju teorijski rezultira raspodjela dopanada po komplementarnoj funkciji pogreške. Ta se difuzija obično obavlja s površinskom koncentracijom na granici topivosti koja približno iznosi $1,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (v. tabl. 4.4). U realnim slučajevima difuzije rezultira oko pet puta niža površinska koncentracija, pri čemu u prvih $0,5 \mu\text{m}$ ispod površine $N(x)$ ima konstantan iznos (slika 4.33). Jedno od mogućih tumačenja te pojave je porast iznosa difuzijske konstante fosfora pri visokim koncentracijama fosfora (slika 4.34). Potpun opis pojava pri difuziji fosfora uz konstantnu površinsku koncentraciju čitatelj može naći u [4.9].



Slika 4.33. Odstupanje realnog difuzijskog profila od teorijskog pri plitkoj difuziji fosfora



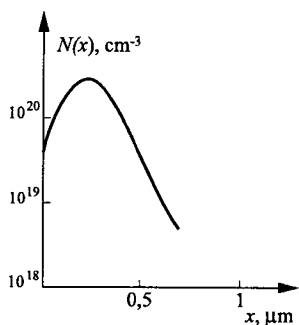
Slika 4.34. Porast iznosa difuzijske konstante fosfora pri visokim koncentracijama fosfora

4.5. Ionska implantacija

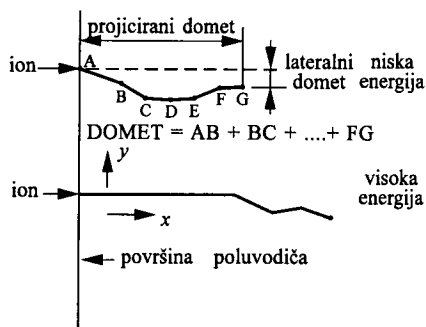
Ioni ubrzani potencijalnom razlikom reda veličine 100 kV imaju dovoljnu energiju za prodiranje kroz površinu čvrstog tijela do dubine reda 1 μm ili manje. Ioni se ugrađuju u materijal u koji prodiru, i zato se proces zove ionska implantacija. Dubine prodiranja manje su u prosjeku od dubina koje se dostižu procesom difuzije istih atoma. Kod difuzije je potrebna visoka temperatura procesa, dok se ionska implantacija događa na sobnoj temperaturi. Maksimalna koncentracija primjese u procesu difuzije teorijski je uvijek locirana na površini pločice kroz koju se difundiraju primjese. U procesu implantacije maksimum koncentracije uvijek je smješten ispod površine pločice (slika 4.35). S porastom energije implantiranih iona povećava se dubina prodiranja i maksimum koncentracije seli se dublje u volumen. Ukupan broj implantiranih iona razmjeran je struji ionskog snopa i trajanju procesa.

Implantirani ioni u kristalnoj rešetki ne zauzimaju u pravilu supstitucijske položaje i zato su električki neaktivni u smislu donorskog ili akceptorskog djelovanja. Uz to, za vrijeme procesa implantacije ioni oštećuju kristalnu rešetku materijala u koji prodiru. Oštećenja rešetke mogu se naknadno eliminirati kaljenjem na temperaturama oko 600° C za Si i 800° C ÷ 900° C za galij-arsenid. Istim postupkom dolazi do smještanja iona na supstitucijske položaje u kristalnoj rešetki i do njihova električnog aktiviranja u svojstvu donora ili akceptora. Kaljenje se obavlja na temperaturama koje su ispod temperatura kod kojih postoji zamjetna difuzija primjese te ono ne izaziva redistribuciju implantiranih iona, što znači da niskotemperaturni karakter procesa implantacije nije narušen.

Kada niskoenergetski ioni prodru u materijal, oni opisuju isprekidanu putanju otklanjajući se zbog sudara s matičnim atomima u kristalnoj rešetki. Visokoenergetski ioni prolaze u početnom dijelu svoje putanje jedan relativno ravan dio gubeći energiju samo

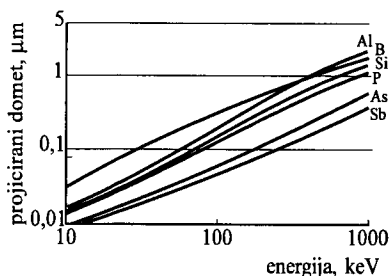


Slika 4.35. Raspodjela implaniranih iona kao funkcija udaljenosti od površine pločice

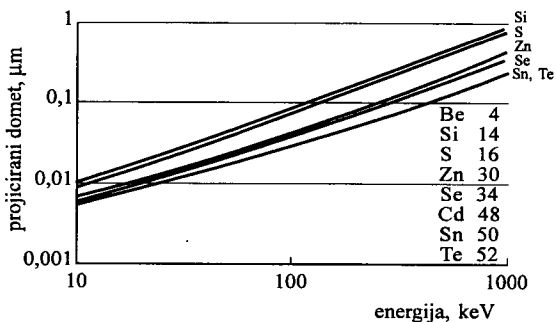


Slika 4.36. Prikaz gibanja niskoenergetskih i visokoenergetskih iona pri ionskoj implantaciji. Definiranje dometa, projiciranog dometa i lateralnog dometa

zbog sudara s elektronima koji ih zbog velike razlike u masi ne mogu otkloniti s puta. Tek pošto izgube veći dio početne energije, gibaju se dalje na isti način kao niskoenergetski ioni. Oba slučaja ilustrirana su slikom 4.36. Pomoću putanje niskoenergetskog iona definiraju se sljedeći pojmovi. **Dometa** ili **rang** (engl. *range*) je ukupan put što ga ion prijeđe od trenutka ulaska u materijal do zaustavljanja u njemu, dakle put što ga ion prijeđe prije nego što utroši svu kinetičku energiju. **Projicirani dometa** ili **projicirani rang** (engl. *projected range*) je projekcija dometa na os x okomitu na površinu materijala. To je najkraća udaljenost zaustavljenog iona od površine materijala kroz koju ulaze ioni. **Lateralni dometa** ili **lateralni rang** (engl. *lateral range*) je projekcija dometa na os y paralelnu s površinom materijala. To je otklon zaustavljenog snopa u lateralnom smjeru. Sve tri veličine prikazane su na slici 4.36. Da se opiše proces implantacije, bitan je projicirani dometa, jer on daje informaciju o dubini prodiranja iona u materijal. Projicirani dometa određen je energijom iona i raste s porastom te energije. Ovisnost je dana na slici 4.37. za implantaciju različitih iona u amorfni silicij, a na slici 4.38. za implantaciju različitih iona u amorfni galij-arsenid.



Slika 4.37. Projicirani dometa kao funkcija energije iona za različite primjese u siliciju



Slika 4.38. Projicirani dometa kao funkcija energije iona za različite primjese u galij-arsenidu

Raspodjela implantiranih iona po x -u određena je, uz pretpostavku implantacije iona u amorfni poluvodič, Gaussovom normalnom raspodjelom oblika:

$$N(x) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p} \exp \frac{-(x - R_p)^2}{2(\Delta R_p)^2}, \quad \text{cm}^{-3}, \quad (4.59)$$

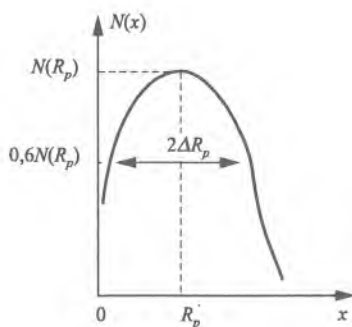
gdje je Q broj iona po cm^2 površine materijala ili **implantacijska doza** (engl. *dose*), R_p je prosječni iznos projiciranog dometa, ΔR_p je rasipanje ili standardna devijacija projiciranog dometa. Ako je struja ionskog snopa I , ako je trajanje implantacije t , i ako je površina na koju ionski snop pada S , tada je kod jednostruko ioniziranih iona implantacijska doza određena relacijom:

$$Q = \frac{I \cdot t}{q \cdot S}. \quad (4.60)$$

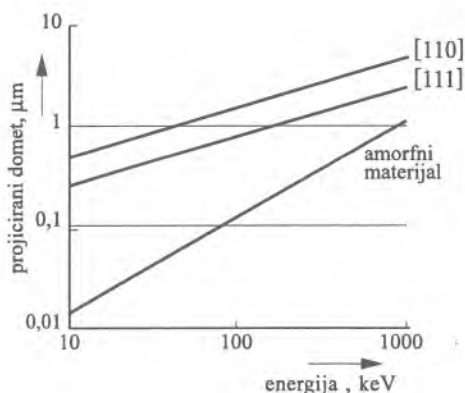
Maksimum koncentracije implantiranih iona nalazi se na udaljenosti $x = R_p$ od površine pločice:

$$N(R_p) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p}. \quad (4.61)$$

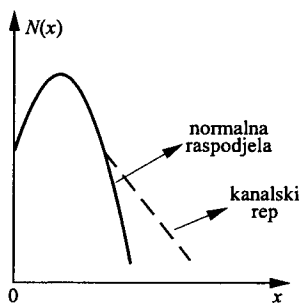
Maksimalna koncentracija raste s porastom implantacijske doze i sa smanjenjem rasipanja projiciranog dometa. Relacija (4.59) daje dobru aproksimaciju za $N(x)$ pri implantaciji u amorfna tijela (slika 4.39). U toj relaciji nije izravno prisutna energija implantirajućih iona. Međutim, ona utječe na projicirani domet i na njegovo rasipanje. Porastom energije domet raste. Rasipanje porastom energije u pravilu također raste, a kod nekih visokoenergetskih implantirajućih iona rasipanje može s porastom energije i opadati. O tome više u [4.2] i [4.3].



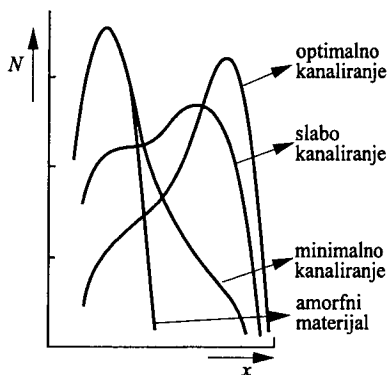
Slika 4.39. Raspodjela $N(x)$ implantiranih iona pri implantaciji u amorfno tijelo



Slika 4.40. Ovisnost projiciranog dometa o orijentaciji kristalne ravnine za amorfni silicij i za orijentacije [110] i [111] kao funkcija energije iona

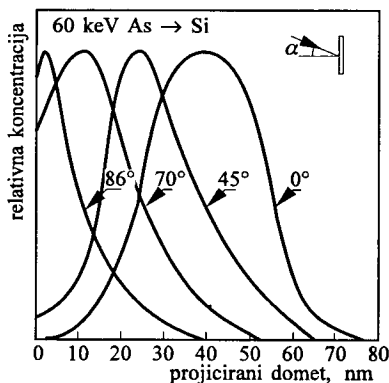


Slika 4.41. Pojava kanalskog repa u implantacijskoj krivulji

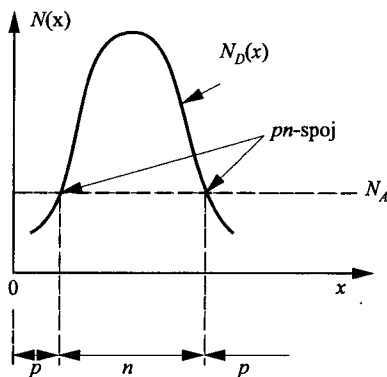


Slika 4.42. Promjena implantacijske krivulje od implantacije u amorfni materijal do optimalnog kanalaranja

Pri implantaciji iona u monokristalna čvrsta tijela dolazi do odstupanja od Gaussove normalne raspodjele. U amorfnom čvrstom tijelu, neovisno o smjeru prodiranja iona kroz čvrsto tijelo, ion susreće jednak broj atoma čvrstog tijela po jedinici dužine puta. U monokristalnom čvrstom tijelu taj se broj mijenja s promjenom kristalne ravnine. Pri tome se može dogoditi da ioni prolaze kroz **kanale** (engl. *channel*) između atoma kristalne rešetke trošeći manje energije na prodiranje nego u amorfnom tijelu. Posljedica je veći projicirani domet. Taj efekt prodiranja kroz kanale zove se **kanalaranje** (engl. *channeling*). Na slici 4.40. prikazana je ovisnost projiciranog dometa o orijentaciji kristalne ravnine za orijentacije [110] i [111], te za amorfni silicij uz pretpostavku implantacije iona fosfora. Projicirani domet raste s drugim korijenom iz energije iona i veći je za ravnine s orijentacijom [110] i [111] nego za amorfni silicij. Zbog kanalaranja raspodjela implantiranih iona $N(x)$ odstupa od normalne raspodjele i dobiva kanalski »rep« prema slici 4.41.



Slika 4.43. Ovisnost relativne koncentracije implantiranih iona o projiciranom dometu uz kut α kao parametar

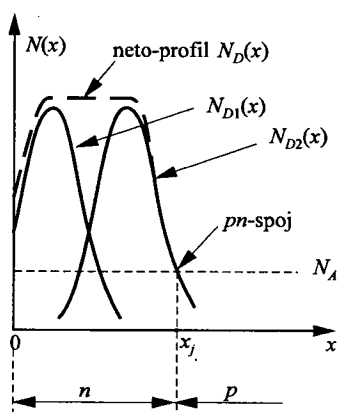


Slika 4.44. Dvostruki *pn*-spoj dobiven implantacijom donora u podlogu s uniformnom koncentracijom akceptora

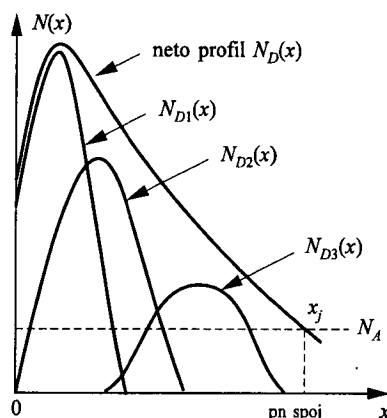
Promjena implantacijskog profila od implantacije u amorfni materijal do optimalnog kanalaranja prikazana je na slici 4.42.

U integriranim poluvodičkim sklopovima vrlo visokog stupnja integracije potrebno je ostvariti vrlo plitke pn -spojeve, na dubinama ispod $1\ \mu\text{m}$, te vrlo tanka područja n i p , također ispod $1\ \mu\text{m}$. U tim se slučajevima primjenjuje implantacija iona s malim energijama ili implantacija kroz oksidni sloj, pri čemu dio iona ostaje u oksidu. Moguće je također ione usmjeriti prema površini poluvodiča pod nekim kutom s obzirom na vertikalnu. Na slici 4.43. prikazana je ovisnost relativne koncentracije implantiranih iona o projiciranom dometu za ione arsena energije $60\ \text{keV}$ uz kut α kao parametar. S porastom kuta α smanjuje se domet, pa se na taj način može programirati dubina implantiranog sloja.

Pri određivanju dubine pn -spoja dobivenog implantacijom iona primjenjuje se ista metoda kao pri određivanju dubine pn -spoja dobivenog difuzijom. Međutim, postoje praktične razlike. Na slici 4.44. prikazan je implantacijski profil $N_D(x)$ pri implantaciji donora u podlogu s uniformnom koncentracijom akceptora N_A . Zbog pomaka maksimuma implantiranih primjesa dublje u volumen postoje dvije ravnine presjeka krivulje $N_D(x)$ s horizontalnim pravcem N_A , te rezultiraju dva pn -spoja i pnp -struktura. Kombiniranjem više uzastopnih implantacija s različitim energijama i implantacijskim dozama može se osigurati željeni profil primjesa i položaj pn -spoja. Jedna mogućnost ilustrirana je na slici 4.45. Primijenjene su dvije uzastopne implantacije donora opisane implantacijskim krivuljama $N_{D1}(x)$ i $N_{D2}(x)$. Obje se implantacije obavljaju u p -podlogu s uniformnom koncentracijom akceptora N_A . Rezultira gotovo konstantna neto-koncentracija donora $N_D(x)$ do određene dubine, a potom $N_D(x)$ strmo pada s x -om, dajući gotovo skokovit pn -prijelaz. Na taj se način relativno jednostavno ostvaruju strmi pn -prijelazi s dobrom kontrolom položaja pn -spoja. Druga je mogućnost ilustrirana na slici 4.46., gdje su primijenjene tri uzastopne implantacije donora s implantacijskim krivuljama $N_{D1}(x)$, $N_{D2}(x)$ i $N_{D3}(x)$. Rezultira neto-profil $N_D(x)$ s relativno sporim padom. Takav se profil primjenjuje pri realizaciji **pn -dioda s promjenjivim kapacitetom ili varaktora** (engl. *variable-capacitance diode*; *varactor*),



Slika 4.45. Primjena dviju uzastopnih implantacija za dobivanje praktički uniformne koncentracije donora i strmog pn -spoja



Slika 4.46. Primjena triju uzastopnih implantacija za dobivanje relativno sporog pada implantiranih primjesa s x -om

gdje funkcionalna veza između kapaciteta i priključenog napona ovisi o obliku krivulje $N_D(x)$ u blizini *pn*-spoja. U praksi se obično definira oblik željenog profila $N_D(x)$ u okolini *pn*-spoja, a potom se taj profil dekomponira u minimalno mogući broj implantacijskih krivulja koje osiguravaju željeni profil $N_D(x)$.

4.6. Metalizacija

Metalizacijom se ostvaruju kontakti s pojedinim područjima komponenata poluvodičkog elementa ili integriranog sklopa, kao i veze među kontaktnim mjestima preko oksidnih slojeva koji pokrivaju površinu silicija. Kao materijal za metalizaciju najčešće se upotrebljava aluminij, jer u standardnim primjenama bolje od ostalih metala ispunjava zahtjeve koji se postavljaju pred metalizaciju. Ti su zahtjevi sljedeći:

- formiranje neispravljačkih kontakata sa silicijem;
- dobro vezivanje s oksidnim slojem na površini pločice;
- dobar odvod topline.

Tanki metalni slojevi nanose se na poluvodič ili na oksidni sloj na različite načine. Jedan način je vakuumsko naparavanje. U uvjetima visokog vakuuma isparava se metal koji se potom napari na površinu pločice. Metal se zagrije do temperature isparavanja grijanjem pomoću volframove žarne niti ili pomoću elektronskog mlaza. Prilikom naparavanja tanki metalni sloj debljine 0,5 do 2 μm nanosi se preko cijele površine silicija. Kemijskim jetkanjem odstrani se metal s onih dijelova pločice gdje je suvišan. Preostali metal, dakle onaj koji osigurava kontakte sa silicijem, kao i metalne veze među kontaktima legira se na temperaturama bliskim eutektičkoj točki. Legiranjem se aluminij otapa u siliciju. Zbog karaktera spoja aluminijsa sa silicijem potrebno je prilikom formiranja neispravljačkih kontakata osigurati koncentraciju primjesa u siliciju *n*-tipa veću od $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ako je koncentracija primjesa niža od navedene, postoji opasnost od pojave ispravljačkog spoja metal-poluvodič, na čemu se temelji rad dioda metal-poluvodič ili Schottkyjevih dioda.

U poluvodičkim integriranim sklopovima, zbog vrlo malih poprečnih presjeka metalnih vodova na površini čipova, unatoč niskim iznosima struja moguće su velike gustoće tih struja reda iznad 10^5 Acm^{-2} . U tim uvjetima dolazi do **elektromigracije** (engl. *electromigration*), koja se često naziva i **efektom elektronskog vjetera** (engl. *electron wind effect*). To je pojava transporta metalnih iona kroz vodič radi protjecanja istosmjerne struje dovoljno visoke gustoće. Samo postojanje pojave ne ovisi o veličini i obliku metalnog voda, ali je intenzitet pojave izraženiji kod tankih nego kod debelih slojeva metala. Intenzitet pojave također ovisi o gustoći struje i raste pri porastu te gustoće.

Ioni metala, vezani u kristalnoj rešetki, posjeduju energije određene temperaturom. Zahvaljujući tim energijama, ioni se, gledano teorijski, mogu gibati po metalu, međutim na uobičajenim radnim temperaturama ta energija nije dovoljno visoka za iole znatniji intenzitet toga gibanja, i ta se pojava može zanemariti. Osim toga, kada kroz metal ne teče struja, svi su smjerovi gibanja metalnih iona jednako vjerojatni, dakle i jednako zastupljeni, pa nema ni organiziranog gibanja iona. Međutim, kada kroz metalni vod poteče istosmjerna struja, doći će do organiziranog gibanja metalnih iona u smjeru gibanja elektrona. Pojava se zove elektronski vjetar. Elektroni u gibanju predaju moment gibanja ionima metala, tjerajući ih da se gibaju u istom smjeru. Ioni putuju prema pozitivnoj strani metalnog voda. Pomak iona u jednom smjeru dovodi do akumuliranja iona u tom smjeru i do osiromašenja

ionima u suprotnom smjeru. Na pozitivnoj strani metalnog voda nastaju zadebljanja, dok se na suprotnoj strani pojavljuju pukotine. Transport iona raste s porastom intenziteta elektronskog vjetrova, odnosno s porastom gustoće struje. Pojava pukotina smanjuje presjek voda i povećava gustoću struje. Stoga se na tom mjestu dodatno pojačavaju efekti elektromigracije, što stvara nove pukotine u blizini već postojećih. U određenom trenutku presjek se toliko smanji i gustoća struje toliko poveća da se vod pregrije i toplinski uništi. Elektromigracija kao mehanizam kvara dovodi do prekida voda kao moda kvara.

Iako je prekid metalizacijskog voda tipičan mod kvara izazvan elektromigracijom, on nije i jedini. Do kvarova dolazi i zbog zadebljanja na pozitivnijem kraju voda. Zadebljanja u obliku tankih vodljivih niti na površini pločice mogu dovesti do lokalnih kratkih spojeva među metalizacijskim tankim slojevima u istoj razini metalizacije. Zadebljanja u obliku brežuljka (engl. *hillock*) dovode do kvarova u integriranim sklopovima s višeslojnom metalizacijom izvedenom pomoću nekoliko vodljivih slojeva međusobno izoliranih slojevima dielektrika. Zadebljanje bilo kojeg sloja metalizacije može dovesti do proboja dielektričkog sloja i do kratkog spoja sa susjednim slojem metalizacije. Elektromigracija je jedan od najčešćih uzroka kvarova u sklopovima za pojačanje snage, posebno u njihovoj integriranoj izvedbi. Srednja vrijednost trajanja života metalizacijskog voda zbog elektromigracije može se procijeniti formulom J.R. Blacka u obliku:

$$\bar{t} = K \frac{wd}{J^n} \exp \frac{E_A}{kT}, \quad (4.62)$$

gdje je

- K parametar ovisan o vrsti materijala koji se određuje empirijski,
- w širina voda,
- d debljina voda,
- J gustoća struje,
- n eksponent ovisan o materijalu i gustoći struje, obično iznosi $1 \div 7$,
- E_A aktivacijska energija za proces elektromigracije,
- kT energetski ekvivalent temperature.

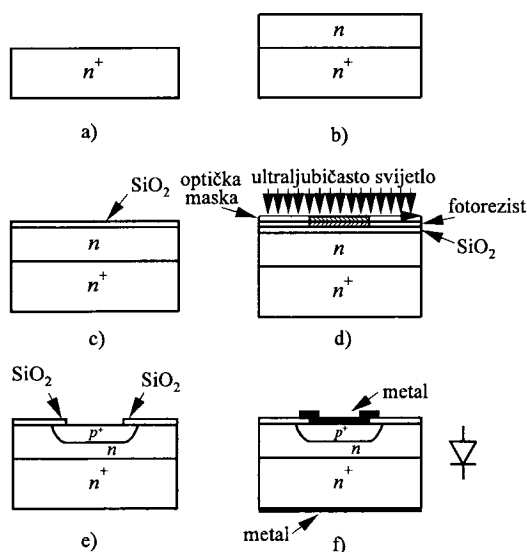
Ako se primjenjuje aluminijska metalizacija, tada n iznosi $2 \div 4$, ovisno o gustoći struje. Kod gustoće struje iznad 10^6 Acm^{-2} , gdje dolazi do znatne disipacije snage, n postaje veći od 4.

Aktivacijska energija E_A , jer dolazi u brojniku argumenta eksponencijalne funkcije u relaciji (4.62), što je veća, daje i veću srednju vrijednost trajanja života. Fizikalni smisao te energije je sljedeći: Svaki fizikalni mehanizam koji dovodi do kvara elementa ili sklopa zahtijeva neku minimalnu energiju potrebnu za njegovo aktiviranje. Da bi došlo do elektromigracije, potrebno je »prisiliti« ione metala da se gibaju. Energija koju treba uložiti u taj proces je aktivacijska energija.

Elektromigracija se ne može izbjeći, ali se izborom odgovarajućih tehnoloških metoda može ublažiti. Kod tankih slojeva aluminijske debljine ispod $0,5 \mu\text{m}$ elektromigracija se može ublažiti nanošenjem određenih dielektričkih slojeva na površinu voda (npr. $\text{P}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ ili $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$). Dodavanjem aluminiju 2 % bakra povećava se $\bar{t}$, posebno na povišenim radnim temperaturama. Slično se postiže i dodavanjem 1,5 % ÷ 2 % silicija. Dobri se rezultati postižu i metalizacijom ostvarenom pomoću tankih Al-Cu-Si slojeva.

4.7. Planarna tehnologija

Kombiniranjem opisanih postupaka s postupkom kemijskog jetkanja i fotolitografije dobiva se zaokružena cjelina pod nazivom **planarna tehnologija na siliciju** (engl. *silicon planar technology*). Tu ćemo tehnologiju ilustrirati opisom postupka dobivanja *pn*-diode temeljene na primjeni *pn*-spoja dobivenog epitaksijalnim rastom i difuzijom primjesa. Postupak je opisan osnovnim sekvencama na slici 4.47. Početni materijal je monokristalna pločica silicija n^+ -tipa (slika 4.47.a). Debljina te pločice je između 0,2 i 0,4 mm i određuje ju tražena mehanička čvrstoća. Primjenom postupka epitaksijalnog rasta preko cijele n^+ -podloge nanosi se *n*-epitaksijalni sloj debeo nekoliko mikrometara, a nekad i ispod jednog mikrometra (slika 4.47.b). Slijedi primjena postupka termičke oksidacije površine pločice, čime se formira tanki sloj silicij-dioksida (slika 4.47.c). Debljina toga sloja, koji općenito u poluvodičkim elementima i integriranim sklopovima ima višeznačnu namjenu, iznosi od 0,1 μm do više μm . Potom se na oksidni sloj nanosi fotoosjetljiva emulzija, poznata pod nazivom fotorezist. Fotorezist ima svojstvo polimeriziranja kada se osvijetli ultraljubičastim svjetlom. Ta vrsta fotorezista zove se negativni fotorezist. Postoje i fotorezisti kod kojih pod utjecajem ultraljubičastog svjetla dolazi do kidanja lanaca polimeriziranih molekula. Ti fotorezisti zovu se pozitivni fotorezisti. Iznad fotorezista se postavi prozirna staklena ploča s određenim brojem tamnih područja. Ta područja imaju različite geometrijske oblike i dimenzije. Staklena ploča s tamnim i s prozirnim područjima zove se **optička maska** (engl. *photo-mask*). Optička maska se osvijetli ultraljubičastim izvorom po cijeloj površini. Ultraljubičasto svjetlo prolazi kroz prozirna, ali ne i kroz tamna područja maske. Ako je primijenjen negativni fotorezist, doći će do polimeriziranja fotorezista ispod prozirnih dijelova maske. Fotorezist ispod tamnih dijelova maske ostat će nepolimeriziran (slika 4.47.d). Sljedeći korak je odstranjenje optičke maske i kemijsko jetkanje nepolimeriziranog fotorezista. Upotrebljava se razvijatelj koji jetka samo nepolimerizirani fotorezist, dok na



Slika 4.47. Primjena planarne tehnologije u procesiranju *pn*-dioda: a) podloga n^+ -tipa, b) epitaksijalni n -sloj na podlozi, c) formiranje oksidnog sloja, d) nanošenje fotorezista, postavljanje optičke maske, djelovanje ultraljubičaste svjetlosti kroz optičku masku na fotorezist, e) kemijsko jetkanje nepolimeriziranog fotorezista, oksida ispod nepolimeriziranog fotorezista i polimeriziranog fotorezista, dobivanje negativne optičke maske u oksidnom sloju i difuzija bora, f) nanošenje metalnih kontakata i konačan izgled *pn*-dioda

polimerizirani ne djeluje. Iz opisanog je jasno zašto se ta vrsta fotorezista zove negativni fotorezist. Na fotorezist se nakon kemijskog jetkanja preslikava negativ optičke maske jer tamnim područjima na maski odgovaraju otvori u sloju fotorezista. Djelovanjem fluoro-vodične kiseline ukloni se oksidni sloj s površina koje nisu prekrivene polimeriziranim fotorezistom. Odgovarajućom kiselinom (npr. H_2SO_4) ukloni se polimerizirani fotorezist, pa se konačno dobiva silicijeva pločica prekrivena oksidnim slojem s odgovarajućim otvorima u oksidnom sloju. Ti otvori služe za difuziju primjesa ili za nanošenje metalnih kontakata. Na slici 4.47.d optička maska ima samo jedno tamno područje koliko je potrebno za realizaciju *pn*-diode. Međutim, prilikom procesiranja složenih monolitnih integriranih sklopova upotrebljava se veći broj maski pri čemu broj tamnih područja u maski može iznositi i do nekoliko milijuna kod najsloženijih sklopova. Kroz otvor u oksidnom sloju dobiven prema slici 4.47.d difundira se bor kao tipična akceptorska primjesa, čime se formira *p*-otok u *n*-epitaksijalnom sloju odijeljen *pn*-spojem od *n*-dijela strukture (slika 4.47.e). Postupkom metalizacije nanose se metalni neispravljački kontakti na *p*-otok i na n^+ -podlogu, koji će služiti kao vanjski priključci *pn*-diode (slika 4.47.f). Sličnim se metodama ostvaruju i bipolarni i unipolarni tranzistori, te monolitni integrirani sklopovi različitih stupnjeva složenosti.

U ovdje opisanoj varijanti planarne tehnologije za definiranje otvora u oksidnom sloju za difuziju primjesa i nanošenje metala pri formiranju kontakata primjenjuje se postupak fotolitografije ultraljubičastim zrakama. Na taj se način mogu osigurati minimalne dimenzije otvora oko 350 nm. Kada se žele postići manji iznosi minimalne dimenzije, primjenjuje se litografija **elektronskim snopom** (engl. *electron beam lithography*, *electron beam printing*) ili litografija **X-zrakama** (engl. *X-ray lithography*, *X-ray printing*). Češća je litografija elektronskim snopom. Snopom upravlja računalno, snop se fokusira na površinu pločice i na fotorezistu »iscrtava« konfiguracije likova otvora. Postupak je u osnovi spor i daje manje procesiranih pločica u istom vremenu nego postupci fotolitografije. U litografiji X-zrakama služe za eksponiranje fotorezista X-zrake umjesto ultraljubičastih. Upotrebljavaju se metalne maske s otvorima u metalu kroz koje X-zrake padaju na fotorezist na površini pločice.

LITERATURA

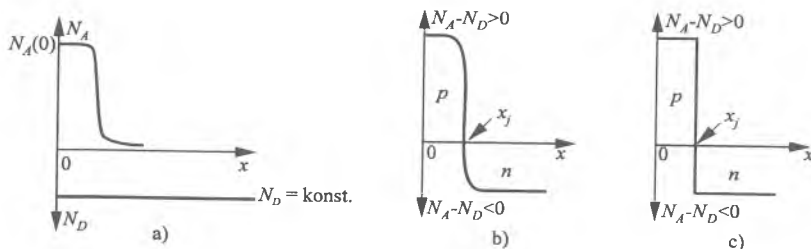
- 4.1. B.E. Deal, A.S. Grove, »General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon«, J. Appl. Phys., 36, 1965, 3770-3778.
- 4.2. W.R. Runyan, K.E. Bean, »Semiconductor Integrated Circuit Processing Technology«, Addison-Wesley, Reading, 1990.
- 4.3. S.M. Sze, »VLSI Technology«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 4.4. D.V. Morgan, K. Board, »An Introduction to Semiconductor Microtechnology«, John Wiley, Chichester, 1983.
- 4.5. A.S. Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 4.6. P. Biljanović, »Mikroelektronika - Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1990.
- 4.7. P. Biljanović, Ž. Butković, Z. Bendeković, »Maksimalna dubina *pn*-spoja pri difuziji primjesa iz ograničenog izvora - jednodimenzionalni slučaj«, Elektrotehnika, 31, 1988, 1, 3-8.

- 4.8. P. Biljanović, Z. Bendeković, Ž. Butković, G. Talijančić, »Determination of the *pn* Junctions Depth Obtained under Diffusion from an Instantaneous Source-Theory and Applications«, Symposium on Electronics Technology, Proceedings, Budapest, 1985, 27-32.
- 4.9. Z. Bendeković, Ž. Butković, G. Talijančić, P. Biljanović, »The Example of the Use of Quasisymmetrical *np* Profile in JFET Design«, Symposium on Electronics Technology, Proceedings, Budapest, 1985, 19-24.
- 4.10. W. Scot Ruska, »Microelectronic Processing - An Introduction to the Manufacture of Integrated Circuits«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 4.11. P. Gise, R. Blanchard, »Modern Semiconductor Fabrication Technology«, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1986.
- 4.12. J.F. Gibbons, »Ion Implantation in Semiconductors - Part I, Range Distribution Theory and Experiments«, Proc. IEEE, 56, 1968, 295-319.
- 4.13. J.F. Gibbons, »Ion Implantation in Semiconductors - Part II, Damage Production and Annealing«, Proc. IEEE, 60, 1972, 1062-1096.
- 4.14. D.J. Elliot, »Integrated Circuit Mask Technology«, McGraw-Hill, New York, 1985
- 4.15. C. Hilsum, »Handbook on Semiconductors - Device Physics«, North-Holland, Amsterdam, 1985.
- 4.16. S.P. Keller, »Handbook on Semiconductors - Materials, Properties and Preparation«, North-Holland, Amsterdam, 1987.
- 4.17. L. Esaki, G. Soncini, »Large Scale Integrated Circuits Technology: State of the Art and Prospects«, NATO Advanced Study Institutes Series, Martinus Nijhoff Publishers, Den Haag, 1982.
- 4.18. Ž. Butković, privatna komunikacija

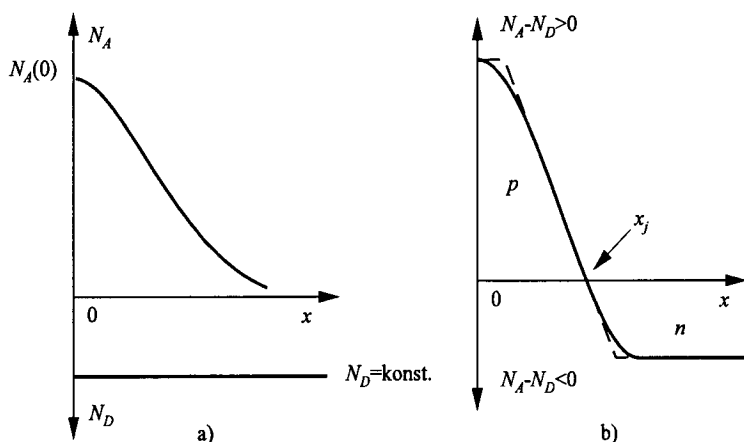
5. Teorija pn -spoja

5.1. Skokovit i linearno-postupan pn -spoj

Uobičajene metode formiranja pn -spoja jesu difuzija primjese, ionska implantacija i epitaksijalni rast. Ovisno o upotrijebljenoj metodi i parametrima odgovarajućeg procesa mogući su različiti profili primjese u blizini ravnine kompenzacije na kojoj se događa prijelaz iz p -tipa poluvodiča u n -tip. Ti su profili čak i u teorijski idealnim uvjetima matematički komplicirani jer se temelje na funkcijama poput komplementarne funkcije pogreške i Gaussove normalne raspodjele. Da se umanje problemi koje takve matematičke funkcije neminovno izazivaju pri analizi svojstava pn -spojeva, prijelaz iz p -tipa poluvodiča u n -tip poluvodiča aproksimira se na dva uobičajena načina: **skokovitim** (eng. *step*) ili **linearno-postepenim** (engl. *linearly graded*) pn -spojem. Skokovit pn -spoj definiran je slikom 5.1. U poluvodičku podlogu n -tipa s koncentracijom donora N_D neovisnom o x -u difundirani su akceptori prema brzo padajućoj funkciji x -a. (slika 5.1.a). Ako je koncentracija akceptora na površini kroz koju se difundiraju atomi $N_A(0) > N_D$, rezultira poluvodič p -tipa u dijelu $0 \leq x \leq x_j$ i poluvodič n -tipa u dijelu $x \geq x_j$, gdje je x_j ravnina kompenzacije ili pn -spoj, odnosno mjesto prelaska iz p -tipa poluvodiča u n -tip (slika 5.1.b).



Slika 5.1. Prikaz skokovitog pn -spoja: a) difuzija akceptora u podlogu n -tipa, b) neto koncentracija primjese i položaj pn -spoja x_j , c) aproksimacija realnog pn -prijelaza skokovitim pn -prijelazom na mjestu x_j



Slika 5.2. Prikaz linearno-postupnog *pn*-spoja: a) difuzija akceptora u podlogu *n*-tipa, b) aproksimacija realnog *pn*-prijelaza linearnom funkcijom, odnosno tangentom na krivulju neto koncentracije u točki $x = x_j$

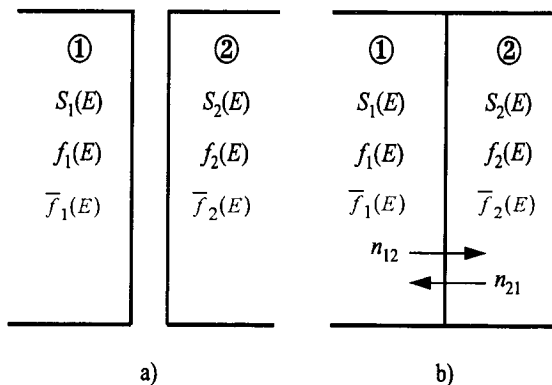
Pri tome je prijelaz s *p*-strane na *n*-stranu toliko strm da se može aproksimirati skokovitim *pn*-prijelazom prema slici 5.1.c.

Linearno postupan *pn*-spoj prikazan je na slici 5.2. i rezultat je sporije promjenjive koncentracije akceptora s x -om nego kod skokovitog *pn*-spoja. Koncentracija donora u podlozi i ovdje je pretpostavljena konstantnom, dok se akceptori vladaju po padajućoj funkciji x -a. (slika 5.2.a). Rezultat je dublji *pn*-spoj nego kod skokovitog *pn*-prijelaza, pri čemu se prijelaz s *p*-strane na *n*-stranu može dobro aproksimirati pravcem koji približno odgovara tangenti na krivulju $N_A - N_D$ u točki $x = x_j$ prema slici 5.2.b. Dublji *pn*-spojevi, kao što su *pn*-spojevi između baze i kolektora bipolarnog tranzistora, često se aproksimiraju linearno-postupnim spojem. Teorijska analiza svojstava skokovitih i linearno-postupnih *pn*-spojeva daje rezultate koji se vrlo dobro slažu sa svojstvima realnih *pn*-spojeva dobivenih difuzijom, ionskom implantacijom i epitaksijalnim rastom, i to opravdava aproksimacije na slikama 5.1. i 5.2.

5.2. Konstantnost Fermijeva nivoa u uvjetima termodinamičke ravnoteže

Zamislimo dva različita materijala ili dva poluvodiča, jedan *n*-tipa, drugi *p*-tipa, kojima se slobodni nosioci vladaju prema Fermi-Diracovoj ili Maxwell-Boltzmannovoj statistici kao posebnom slučaju Fermi-Diracove. Kada ti materijali nisu u kontaktu, njihovi energetske nivoi, uključujući tu i Fermijev nivo, međusobno su neovisni. Označimo prvi od tih materijala oznakom 1, a drugi oznakom 2. (slika 5.3.a). Gustoće mogućih energetskih stanja u tim materijalima su $S_1(E)$ i $S_2(E)$, a pripadne Fermijeve funkcije vjerojatnosti $f_1(E)$ i $f_2(E)$. Gustoća popunjenih energetskih stanja po definiciji jednaka je umnošku njihove gustoće $S(E)$ i Fermijeve funkcije vjerojatnosti $f(E)$ u oba materijala. Slično tome je gustoća

Slika 5.3. Uz dokazivanje konstantnosti Fermijeva nivoa za dva različita materijala u kontaktu: a) materijal ① i materijal ② prije uspostave kontakta, b) materijali nakon uspostave kontakta. Značenja pojedinih veličina dana su u tekstu



nepopunjenih energetske stanja jednaka umnošku $S(E)$ i $\bar{f}(E) = 1 - f(E)$ gdje je $\bar{f}(E)$ vjerojatnost da je nivo energije E slobodan.

Sada ćemo pretpostaviti da materijali 1 i 2 dodu u **bliski kontakt**, što znači da se kristalna struktura jednog materijala nadovezuje na kristalnu strukturu drugog materijala. (slika 5.3.b). Prosti mehanički kontakt dvaju materijala zbog prekida kristalne rešetke i zbog pojava na površini materijala ne bi dao očekivane efekte. U uvjetima termodinamičke ravnoteže nema neto-transfera slobodnih elektrona iz jednog materijala u drugi jer struja ne teče kroz kontakt. Nepostojanje neto-transfera slobodnih elektrona (isto se odnosi na šupljine ako su materijali poluvodički) ne znači da slobodni elektroni ne mogu prelaziti iz materijala u materijal, već da je svaki prijelaz slobodnog elektrona u jednom smjeru uravnotežen prijelazom elektrona u suprotnom smjeru. Ako je gustoća popunjenih energetske stanja u materijalu 1 jednaka $S_1(E)f_1(E)$, tada u tom materijalu postoji ista gustoća slobodnih elektrona. Ti elektroni iz materijala 1 mogu prijeći u materijal 2 samo u slobodne odnosno nepopunjene energetske nivoe. Gustoća tih nivoea je $S_2(E)\bar{f}_2(E)$. Slijedi da je broj slobodnih elektrona koji iz materijala 1 mogu prijeći u materijal 2 određen umnoškom:

$$S_1(E)f_1(E) \cdot S_2(E)\bar{f}_2(E). \quad (5.1)$$

Slično je broj slobodnih elektrona koji iz materijala 2 mogu prijeći u slobodne nivoe u materijalu 1 određen umnoškom:

$$S_2(E)f_2(E) \cdot S_1(E)\bar{f}_1(E). \quad (5.2)$$

Uvjet je termodinamičke ravnoteže da neto-transfer slobodnih elektrona iz materijala 1 u materijal 2 bude jednak nuli, tj. da je ispunjen uvjet:

$$S_2(E)f_2(E) \cdot S_1(E)\bar{f}_1(E) = S_1(E)f_1(E) \cdot S_2(E)\bar{f}_2(E). \quad (5.3)$$

Pomoću relacije $\bar{f}(E) = 1 - f(E)$ gornja relacija daje:

$$f_1(E) = f_2(E), \quad (5.4)$$

odnosno:

$$\frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_{F1}}{kT}} = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_{F2}}{kT}}, \quad (5.5)$$

gdje su E_{F1} i E_{F2} Fermijeve energije u materijalima 1 i 2. Proizlazi da je u uvjetima termodinamičke ravnoteže:

$$E_{F1} = E_{F2}. \quad (5.6)$$

Uvjet termodinamičke ravnoteže je konstantnost Fermijeva nivoa kroz sustav što ga čine materijali 1 i 2. Za n različitih materijala u kontaktu vrijedi analogno:

$$E_{F1} = E_{F2} = \dots = E_{Fn}, \quad (5.7)$$

gdje je E_{Fn} Fermijeva energija n -tog materijala.

5.3. Nehomogeni poluvodiči

Ako u volumenu poluvodiča koncentracija primjesa ovisi o položaju u poluvodiču, takav poluvodič zovemo **nehomogenim poluvodičem** (engl. *inhomogeneous semiconductor*). Posljedica promjenjive koncentracije primjesa je postojanje **ugrađenog električnog polja** (engl. *built-in electric field*), a samim tim i potencijalne razlike u poluvodiču. Ugrađeno električno polje i potencijalna razlika znatno utječu na rad poluvodičkih elemenata.

Veza između prostorne ovisnosti koncentracije primjesa, ugrađenog električnog polja i potencijalne razlike može se ilustrirati pomoću dijagrama energetske pojase. Pretpostavimo silicij n -tipa s raspodjelom donora prema slici 5.4., pri čemu donorska koncentracija opada u smjeru x od iznosa 10^{17} cm^{-3} za $x = 0$ do iznosa 10^{10} cm^{-3} za $x = x_7$. Poluvodič je nedegeneriran za svaki x . Za taj slučaj položaj Fermijeva nivoa određen je relacijom (2.161) u obliku:

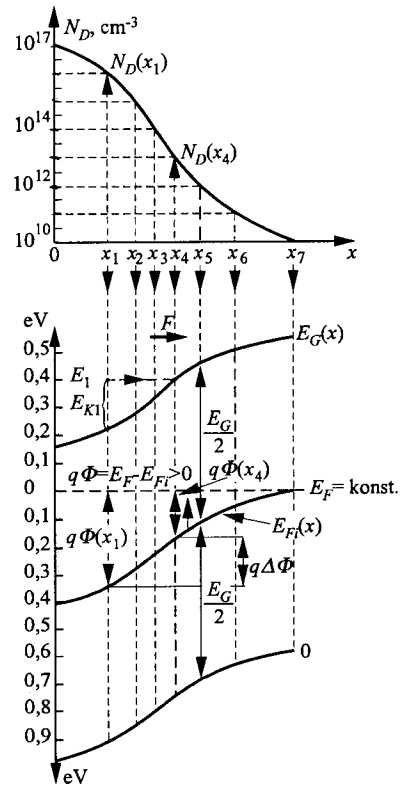
$$E_F - E_{Fi} = kT \ln \frac{n}{n_i}. \quad (5.8)$$

Relacija (2.69) uz $N_A = 0$ daje:

$$\frac{n}{n_i} = \frac{N_D}{2n_i} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_D} \right)^2} \right]. \quad (5.9)$$

Tablica 5.1. Ovisnost položaja Fermijeva nivoa o koncentraciji donora kao funkciji x -a

x	0	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7
$N_D, \text{ cm}^{-3}$	10^{17}	10^{16}	10^{15}	10^{14}	10^{13}	10^{12}	10^{11}	10^{10}
$E_F - E_{Fi}, \text{ eV}$	0,41	0,35	0,29	0,23	0,17	0,11	0,054	0,0087



Slika 5.4. Veza između prostorne ovisnosti koncentracije primjesa i energetskeg dijagrama

Na sobnoj temperaturi je $kT \approx 0,026 \text{ eV}$ i $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ u siliciju. Kada se N_D mijenja prema slici 5.4. veličina $E_F - E_{Fi}$ dobiva iznose navedene u tablici 5.1.

Zbog konstantnosti Fermijeva nivoa Fermijeva energija je referentna energija pa se prema Fermijevu nivou podešavaju ostali nivoi. Zato dolazi do krivljenja energetskeg pojasa prema slici 5.4. Pomoću Fermijeve energije E_F i intrinsicne Fermijeve energije E_{Fi} definira se potencijal Φ i potencijalna energija E relacijom:

$$E = -q\Phi = E_{Fi} - E_F. \quad (5.10)$$

U poluvodiču n -tipa Fermijev nivo leži iznad intrinsicnog Fermijeva nivoa pa je $\Phi > 0$. U poluvodiču p -tipa je obrnuto, pa je $\Phi < 0$. Zbog oblika dijagrama energetskeg pojasa je $\Phi = \Phi(x)$ i on na slici 5.4. opada od iznosa 0,41 V za $x = 0$ do iznosa 0,0087 V za $x = x_7$. Kako je električno polje negativan gradijent potencijala, promjena potencijala s - x -om znači postojanje električnog polja u smjeru x . To je polje određeno relacijom:

$$F = -\frac{d\Phi}{dx}. \quad (5.11)$$

Iz (5.10) i (5.11) proizlazi, jer je E_F konstantno,

$$F = \frac{1}{q} \frac{dE_{Fi}}{dx}. \quad (5.12)$$

Intrinsična Fermijeva energija na slici 5.4. je rastuća funkcija od x pa je polje pozitivno i djeluje u smjeru pozitivne osi x . Koncentracija donora opada s x -om pa je polje usmjereno od mjesta veće koncentracije donora prema mjestu manje koncentracije donora. To je prirodan smjer polja jer su donori pozitivni ioni pa je područje oko $x = 0$ pozitivnije nego područje oko $x = x_7$.

Ako se slobodan elektron nalazi u ravnini $x = x_1$ (slika 5.4) u vodljivom pojasu s ukupnom energijom E_1 , tad je višak njegove energije iznad E_G njegova kinetička energija E_{K1} . Zahvaljujući toj kinetičkoj energiji, elektron može stići do ravnine x_4 , gdje mu je sva kinetička energija poništena djelovanjem koćećeg polja F u prostoru između ravnina x_1 i x_4 . U ravnini x_4 elektron miruje jer ima samo potencijalnu energiju.

5.4. Veza koncentracije primjesa i jakosti električnog polja

U stanju termodinamičke ravnoteže struja kroz poluvodič jednaka je nuli u svim točkama unutar poluvodiča. To znači da gustoće struje slobodnih elektrona i šupljina moraju identički biti jednake nuli. Dakle je:

$$J_n = qn\mu_n F + qD_n \frac{dn}{dx} = 0, \quad (5.13)$$

$$J_p = qp\mu_p F - qD_p \frac{dp}{dx} = 0. \quad (5.14)$$

Primjenjujući Einsteinovu relaciju za vezu pokretljivosti i difuzijske konstante, dobiva se za jakost polja:

$$F = -\frac{U_T}{n} \cdot \frac{dn}{dx} = -U_T \frac{d(\ln n)}{dx}, \quad (5.15)$$

$$F = \frac{U_T}{p} \cdot \frac{dp}{dx} = U_T \frac{d(\ln p)}{dx}. \quad (5.16)$$

Polje računato prema tim relacijama daje isti iznos neovisno računa li se pomoću logaritma koncentracije slobodnih elektrona ili šupljina. Izjednačavanjem desnih strana dobiva se identitet

$$-d(\ln n) = d(\ln p), \quad (5.17)$$

ili

$$d(\ln np) = 0, \quad (5.18)$$

odakle izravno proizlazi zakon termodinamičke ravnoteže u obliku:

$$np = \text{konst.} \quad (5.19)$$

Jakost električnog polja određena je gradijentom logaritma koncentracije odgovarajućih nosilaca. Koncentracija slobodnih elektrona u poluvodiču n -tipa približno je jednaka koncentraciji donora N_D . Slično je u poluvodiču p -tipa $p \approx N_A$ pa relacije za jakost električnog polja prelaze u:

$$F \approx -U_T \frac{d(\ln N_D)}{dx}, \quad (5.20)$$

$$F \approx U_T \frac{d(\ln N_A)}{dx}. \quad (5.21)$$

Jakost električnog polja u nehomogenom poluvodiču određena je približno gradijentom logaritma koncentracije odgovarajućih primjesa. To je polje određeno tehnološkim profilom poluvodiča pa nije posljedica djelovanja vanjskog napona. Zato se zove **ugrađeno električno polje** (engl. *built-in electric field*). Ono se redovito upotrebljava za poboljšanje električkih karakteristika poluvodičkih elektroničkih elemenata. Relacije (5.20) i (5.21) posebno su pogodne za određivanje jakosti električnog polja u realnim slučajevima jer se koncentracije primjesa s x -om mijenjaju za više redova veličina pa se i crtaju u log-lin, a ne u lin-lin koordinatnom sustavu.

Ako je u poluvodiču n -tipa koncentracija donora uniformna, tada je $N_D = \text{konst.}$ pa je $F = 0$. Homogeni poluvodič dakle nema ugrađenog električnog polja. Ta situacija odgovara unutrašnjosti epitaksijalnih slojeva.

Ako je u poluvodiču n -tipa koncentracija donora određena eksponencijalnim zakonom oblika:

$$N_D(x) = N_{D0} \exp \frac{-x}{L}, \quad (5.22)$$

gdje je L karakteristična dužina, tada je

$$\ln N_D(x) = \ln N_{D0} - \frac{x}{L}. \quad (5.23)$$

Jakost polja iznosi prema relacijama (5.20) i (5.23):

$$F = \frac{U_T}{L} = \text{konst.} \quad (5.24)$$

Eksponencijalno padajuća koncentracija donora daje ugrađeno električno polje konstantnog iznosa.

5.5. Potencijalna barijera

Slobodan elektron u ravnini x_1 na slici 5.4. nalazi se pod djelovanjem potencijala $\Phi(x_1)$, a slobodan elektron u ravnini x_4 pod djelovanjem potencijala $\Phi(x_4)$. Kako je $\Phi(x_4) < \Phi(x_1)$, Fermijev je nivo u ravnini x_1 bliži vodljivom pojasu nego u ravnini x_4 , pa je koncentracija slobodnih elektrona $n(x_4)$ u ravnini x_4 manja od koncentracije slobodnih elektrona $n(x_1)$ u ravnini x_1 . Između ravnina x_1 i x_4 postoji potencijalna barijera $\Phi(x_4) - \Phi(x_1)$, koju možemo odrediti pomoću relacija (5.15) i (5.11):

$$-\frac{d\Phi}{dx} = -U_T \frac{d(\ln n)}{dx}, \quad (5.25)$$

odnosno:

$$d\Phi = U_T d(\ln n). \quad (5.26)$$

Integriranjem od $x = x_1$ do $x = x_4$ dobiva se:

$$\Phi(x_4) - \Phi(x_1) = U_T \ln \frac{n(x_4)}{n(x_1)}. \quad (5.27)$$

Između ravnina x_1 i x_4 postoji **potencijalna barijera** (engl. *potential barrier*) ili **ugrađeni potencijal** (engl. *built-in potential*) iznosa $\Phi(x_4) - \Phi(x_1)$. Kako je $n(x_4) \cong N_D(x_4)$ i $n(x_1) \cong N_D(x_1)$ potencijalna barijera je:

$$\Phi(x_4) - \Phi(x_1) \cong U_T \ln \frac{N_D(x_4)}{N_D(x_1)}. \quad (5.28)$$

Visina potencijalne barijere određena je logaritmom omjera koncentracija donora u ravninama između kojih potencijalna barijera postoji. Uvjet postojanja potencijalne barijere je $N_D(x_4) \neq N_D(x_1)$, što znači da mora postojati gradijent koncentracije donora.

5.6. Poissonova jednadžba

Poluvodič je kao cjelina električki neutralan. Međutim, mogu postojati ograničena područja u poluvodiču koja električki nisu neutralna. Da se opišu ta područja, upotrebljava se Poissonova jednadžba koja daje vezu između potencijala i gustoće prostornog naboja. U jednodimenzionalnom slučaju, kada se gustoća prostornog naboja i potencijal mijenjaju u smjeru x , Poissonova jednadžba glasi:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}, \quad (5.29)$$

gdje je $\rho(x)$ gustoća prostornog naboja, a ϵ dielektrička konstanta poluvodičkog materijala. Pretpostavimo li da u poluvodiču postoje i donori i akseptori, tada je gustoća prostornog naboja:

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A), \quad (5.30)$$

uz pretpostavku da su svi donori i akseptori ionizirani. Poissonova jednadžba sada glasi:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D - N_A). \quad (5.31)$$

Pomoću relacija (2.161), (2.162) i (5.10) dobiva se:

$$n = n_i \exp \frac{\Phi}{U_T}, \quad p = n_i \exp \frac{-\Phi}{U_T}. \quad (5.32)$$

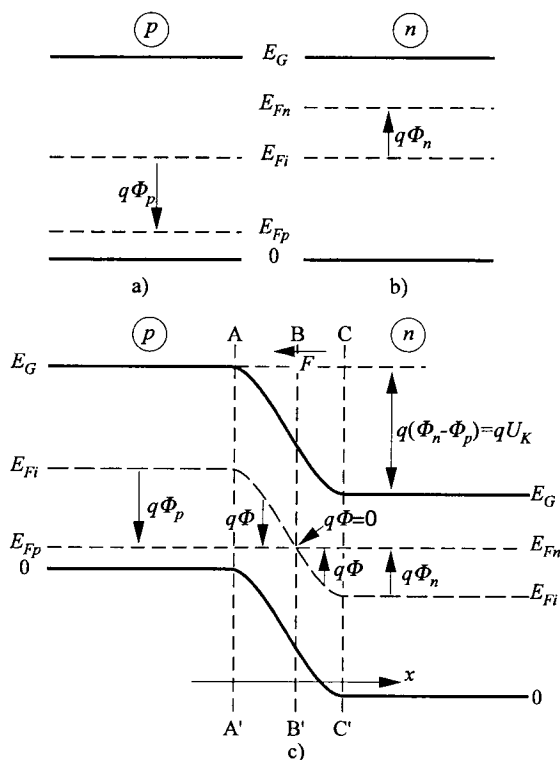
Uvrštenjem u Poissonovu jednadžbu dobiva se:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon} \left(2n_i \operatorname{sh} \frac{\Phi}{U_T} + N_A - N_D \right). \quad (5.33)$$

Poissonova jednadžba je diferencijalna jednadžba koja u općem slučaju nije analitički rješiva. Međutim, u određenim posebnim slučajevima, uz sasvim prihvatljiva zanemarenja, može se relativno jednostavno interpretirati. Kasnije ćemo to pokazati na primjeru analize osiromašenog područja pridruženog skokovitom i linearno postupnom *pn*-spoju.

5.7. *pn*-spoj u stanju termodinamičke ravnoteže. Kontaktni potencijal

Zamislamo skokovit *pn*-spoj, pri čemu na stranama *n* i *p* postoje uniformne koncentracije primjesa N_D , odnosno N_A . Dijagrami energetske pojasa strana *n* i *p* prikazani su na slikama 5.5.a i 5.5.b. Ti dijagrami vrijede kada strane *n* i *p* nisu međusobno u kontaktu. Pretpostavimo sada da strane *n* i *p* dođu u kontakt tako da u tehnološkom smislu formiraju *pn*-spoj. Prema analizi u dijelu 5.2. Fermijev nivo kroz strukturu *pn*-spoja mora zbog održanja stanja termodinamičke ravnoteže ostati konstantan. To vodi na dijagram energetske pojasa na slici 5.5.c. Između neutralne *n*-strane i neutralne *p*-strane postoji **prijelazno područje** (engl. *transition region*) omeđeno ravninama AA' i CC' u kojem dolazi do krivljenja dijagrama energetske pojasa. U prijelaznom području postoji ravnina BB', karakterizirana svojstvom $q\Phi = 0$. U toj je ravnini Fermijev nivo kroz prijelazno područje izjednačen s intrinzičnim Fermijevim nivoom. Tu ćemo ravninu zvati **intrinzičnom ravninom**. Kasnije ćemo pokazati da se intrinzična ravnina ne podudara s ravninom *pn*-spoja, osim kada je koncentracija donora na *n*-strani jednaka koncentraciji akseptora na *p*-strani. U prijelaznom području je $q\Phi$ funkcija položaja u tom području. Izvan prijelaznog područja je $q\Phi = \text{konst.}$ i na stranama *n* i *p* jer su te strane neutralne i uniformno dopirane. Kako je u prijelaznom području $q\Phi$ promjenjiv, prema relaciji (5.11) mora postojati električno polje u tom području. Izvan prijelaznog područja je $q\Phi = \text{konst.}$ pa je i električno polje jednako nuli. Na *n*-strani *pn*-spoja koncentracija slobodnih elektrona mnogo je veća nego na *p*-strani. Isto tako na *p*-strani mnogo je više šupljina nego na *n*-strani. Kasnije ćemo pokazati da je prijelazno područje vrlo usko, što rezultira vrlo velikim gradijentom koncentracije slobodnih nosilaca u prijelaznom području. Ti bi gradijenti doveli do jakog



Slika 5.5. Prikaz pn-spoja u ravnoteži: a) energetski dijagram p -strane, b) energetski dijagram n -strane, c) energetski dijagram kroz strukturu pn-spoja

difuzijskog gibanja elektrona u smjeru $-x$ na slici 5.5.c, što bi izazvalo jaku difuzijsku struju elektrona u x smjeru. Šupljine bi difundirale u smjeru x pa bi i difuzijska struja šupljina tekla u istom smjeru. Rezultat bi bila jaka difuzijska struja u smjeru x sastavljena od elektronske i šupljinske komponente, što proturječi stanju termodinamičke ravnoteže u kojem ne može teći struja. Zaključak je da postoji agens koji onemogućava protjecanje struje. Taj agens je električno polje F orijentirano u smjeru $-x$. To polje stvara tendenciju drifta slobodnih elektrona i šupljina u smjeru suprotnom difuziji istih nosilaca - elektroni su usmjereni prema n -strani, a šupljine prema p -strani. U stanju termodinamičke ravnoteže postoji savršen balans između tendencija difuznih i driftnih gibanja istovrsnih nosilaca pa je struja elektrona i struja šupljina kroz pn-spoj, svaka za sebe, jednaka nuli. Električno polje F je toliko jako koliko je potrebno da se održi stanje termodinamičke ravnoteže. To polje rezultat je postojanja potencijalne razlike između neutralne p i neutralne n strane. Iz slike 5.5.c slijedi relacija:

$$q\Phi_n - q\Phi_p = qU_K, \quad (5.34)$$

gdje je U_K **kontaktni potencijal, ugrađeni potencijal ili difuzijski potencijal** pn-spoja (engl. *built-in potential, diffusion potential*). Kontaktni potencijal može se dobiti integriranjem jednadžbe (5.26) od ravnine AA' do ravnine CC' :

$$\Phi_p - \Phi_n = U_T \ln \frac{n_{0p}}{n_{0n}} = -U_K, \quad (5.35)$$

gdje je n_{0n} ravnotežna koncentracija slobodnih elektrona na n -strani, a n_{0p} na p -strani. Pomoću zakona termodinamičke ravnoteže u obliku $p_{0p}n_{0p} = n_i^2$, gdje je p_{0p} ravnotežna koncentracija šupljina na p -strani, dobiva se:

$$U_K = U_T \ln \frac{n_{0n}p_{0p}}{n_i^2}. \quad (5.36)$$

U nedegeneriranom poluvodiču je $n_{0n} = N_D$ i $p_{0p} = N_A$, pa je:

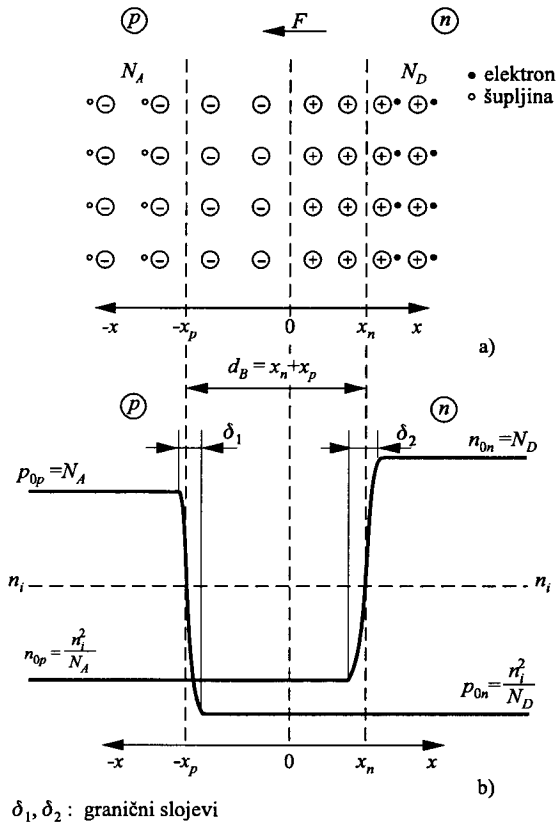
$$U_K = U_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (5.37)$$

Na sobnoj temperaturi, uz $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i $N_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, u siliciju je $U_K = 0,63 \text{ V}$. To je tipična vrijednost kontaktnog potencijala. Prema definiciji kontaktni potencijal je pozitivna veličina, pri čemu je p -strana referentna. To znači da je n -strana pozitivna s obzirom na p -stranu. Kontaktni potencijal ovisi o koncentracijama primjesa na stranama n i p i o temperaturi. Umnožak $N_D N_A$ je na sobnoj temperaturi uvijek veći od n_i^2 , što daje odgovarajući U_K . Ako se temperatura povećava n_i^2 raste eksponencijalno s temperaturom i argument logaritamskog člana u izrazu za kontaktni potencijal se smanjuje pa se i U_K smanjuje. To je u skladu s činjenicom da pri porastu temperature poluvodiči tipa p i n teže intrinzičnom stanju, Fermijevi nivoi sele se prema sredini zabranjenog pojasa, Φ_n i Φ_p teže nuli pa i U_K kao njihova razlika teži nuli.

5.8. Analiza područja prostornog naboja ili prijelaznog područja u skokovitom pn -spoju u stanju termodinamičke ravnoteže

Ugrađeno električno polje u prijelaznom području na slici 5.5.c vraća slobodne elektrone na neutralnu n -stranu, a šupljine na neutralnu p -stranu, tako da je prijelazno područje osiromašeno slobodnim nosiocima. Zato se ono zove još i **osiromašeno područje** (engl. *depletion region*). U tom području postoje nekompenzirani donorski pozitivni ioni na n -strani i nekompenzirani akceptorski negativni ioni na p -strani pn -spoja. Ti ioni nisu neutralizirani slobodnim nosiocima jer njih tu praktički nema, pa se to područje zove još **područje prostornog naboja** (engl. *space-charge region*). Nazivi »prijelazno područje«, »osiromašeno područje« i »područje prostornog naboja« upotrebljavat će se dalje u tekstu ravnopravno.

Osiromašeno područje kao cjelina električki mora biti neutralno jer je poluvodič u stanju termodinamičke ravnoteže kao cjelina električki neutralan, a izvan osiromašenog područja nalazi se neutralna n -strana i neutralna p -strana pn -spoja. Osiromašeno područje na n -strani ima širinu x_n , a na p -strani x_p (slika 5.6.a). Gustoća prostornog naboja donorskih iona je qN_D , a akceptorskih $-qN_A$. Ukupni donorski naboj na n -strani osiromašenog područja iznosi



Slika 5.6. Nesimetrični skokoviti pn-spoj: a) osiromašeno područje, područje prostornog naboja ili prijelazno područje između ravnina $-x_p$ i x_n , b) raspodjela slobodnih nosilaca kroz strukturu pn-spoja. Širine graničnih područja su δ_1 i δ_2

qN_Dx_nS , a ukupni akceptorski naboj na p -strani $-qN_Ax_pS$, gdje je S površina presjeka okomitog na os x . Neto-naboj u osiromašenom području mora bit jednak nuli pa je:

$$qN_Dx_nS + (-qN_Ax_pS) = 0, \quad (5.38)$$

odnosno:

$$N_Dx_n = N_Ax_p. \quad (5.39)$$

Širine osiromašenih područja na stranama n i p obrnuto su razmjerne koncentracijama odgovarajućih primjesa, stoga se osiromašeno područje jače širi na slabije vodljivu stranu pn-spoja. Ukupna širina osiromašenog područja d_B iznosi:

$$d_B = x_n + x_p, \quad (5.40)$$

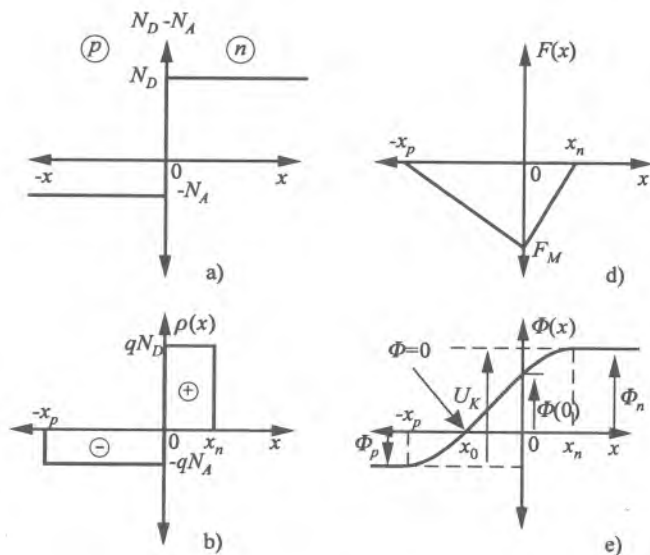
što s relacijom (5.39) daje:

$$x_n = \frac{d_B}{1 + \frac{N_D}{N_A}}, \quad x_p = \frac{d_B}{1 + \frac{N_A}{N_D}}. \quad (5.41)$$

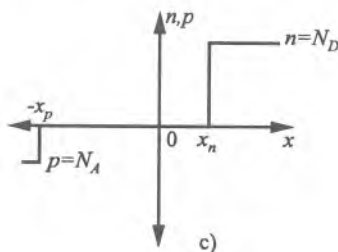
Ako je npr. $N_D = 10^3 N_A$, tada je $x_n \approx 0$, $x_p \approx d_B$, i praktički cijelo osiromašeno područje leži na slabije vodljivoj p -strani pn -spoja. U tom je slučaju to **jednostran skokovit pn -spoj** (engl. *one-side step junction*). Primjer za to je pn -spoj dobiven plitkom difuzijom primjesa uz konstantnu površinsku koncentraciju. Drugi karakterističan primjer pn -spoja dobiva se kod jednakih koncentracija primjesa na stranama p i n . Tada je:

$$x_n = x_p = \frac{d_B}{2}, \quad (5.42)$$

pa je to **simetričan skokovit pn -spoj** (engl. *symmetrical step junction*). U svim ostalim slučajevima pn -spoj je **nesimetričan**, i to je opći slučaj skokovitog pn -spoja. U slučaju na slici 5.6.a je $N_D > N_A$, pa je širina osiromašenog područja na p -strani veća nego na n -strani



Slika 5.7. Nesimetrični skokoviti pn -spoj u ravnotežnom stanju: a) raspodjela donora N_D i akceptora N_A , b) gustoća prostornog naboja kao funkcija od x , c) koncentracija slobodnih nosilaca kao funkcija od x , d) ovisnost jakosti električnog polja o x -u, e) ovisnost potencijala o x -u



i pn-spoj je nesimetričan. Na slici 5.6.b prikazana je raspodjela slobodnih nosilaca kroz strukturu pn-spoja od neutralne p-strane do neutralne n-strane. Koncentracija šupljina se mijenja od iznosa $p_{0p} = N_A$ na neutralnoj p-strani do iznosa $p_{0n} = n_i^2/N_D$ na neutralnoj n-strani, dok se koncentracija slobodnih elektrona mijenja od iznosa $n_{0n} = N_D$ na neutralnoj n-strani do iznosa $n_{0p} = n_i^2/N_A$ na neutralnoj p-strani. U osiromašenom području pad koncentracije slobodnih nosilaca je vrlo strm, o čemu će kasnije biti više rečeno. Usko područje pada koncentracije slobodnih elektrona na n-strani i šupljina na p-strani zove se **granični sloj** (engl. *boundary layer*). Prema slici 5.6.b postoje dva takva sloja. Kasnije ćemo pokazati da su širine graničnih slojeva obično zanemarive prema širini osiromašenog sloja te se općenito može pretpostaviti da je skokovit pad koncentracije nosilaca na rubu osiromašenog područja i neutralnih strana p i n dobra aproksimacija stvarnog stanja.

Na temelju iznesenog može se na jednostavan način rješenjem Poissonove jednadžbe odrediti jakost električnog polja i promjena potencijala u prijelaznom području, te širina prijelaznog područja. Pri tome razmatramo skokovit pn-spoj u stanju termodinamičke ravnoteže. Analiza se temelji na slici 5.7. Raspodjela donora na n-strani i akceptora na p-strani prikazana je na slici 5.7.a. Raspodjele su uniformne. Pri tome ravnina $x = 0$ označava pn-spoj. Na n-strani je $x > 0$, na p-strani je $x < 0$. Gustoća prostornog naboja u osiromašenom području iznosi qN_D na n-strani i $-qN_A$ na p-strani pn-spoja (slika 5.7.b). Koncentracije slobodnih nosilaca prikazane su na slici 5.7.c. Pretpostavljeno je da su širine graničnih slojeva jednake nuli pa su raspodjele prostornog naboja i slobodnih nosilaca aproksimirane pomoću **pravokutnih segmenata** (engl. *box-type distribution*). Poissonova jednadžba u prijelaznom području zbog zanemarivih koncentracija slobodnih nosilaca prelazi u:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dF}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon}, \quad 0 \leq x \leq x_n, \quad (5.43)$$

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dF}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon}, \quad -x_p \leq x \leq 0. \quad (5.44)$$

Integriranjem tih jednadžbi, uz rubne uvjete:

$$\begin{aligned} x = x_n, \quad F &= 0, \\ x = -x_p, \quad F &= 0, \end{aligned} \quad (5.45)$$

dobivaju se za jakost polja izrazi:

$$F(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon}(x_n - x), \quad 0 \leq x \leq x_n, \quad (5.46)$$

$$F(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon}(x_p + x), \quad -x_p \leq x \leq 0. \quad (5.47)$$

Na mjestu $x = 0$, koje odgovara ravnini pn-spoja, polje ima maksimalni iznos F_M . Zbog kontinuiranosti polja taj iznos je isti kad se računa pomoću relacija (5.46) i (5.47):

$$F(0) = F_M = -\frac{q}{\epsilon} N_D x_n = -\frac{q}{\epsilon} N_A x_p. \quad (5.48)$$

Proizlazi da je $N_D x_n = N_A x_p$, što je posljedica neutralnosti osiromašenog područja kao cjeline. Ovisnost jakosti električnog polja o x -u prikazana je na slici 5.7.d.

Integriranjem jednadžbi polja po x -u uz rubne uvjete:

$$\left. \begin{aligned} x = x_n, \quad \Phi = \Phi_n, \\ x = -x_p, \quad \Phi = \Phi_p, \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

dobivaju se ovisnosti potencijala o x -u na n -strani i p -strani:

$$\Phi(x) = \Phi_n - \frac{qN_D}{2\varepsilon} (x_n - x)^2, \quad (5.50)$$

$$\Phi(x) = \Phi_p + \frac{qN_A}{2\varepsilon} (x_p + x)^2. \quad (5.51)$$

Ovisnost Φ o x -u grafički je prikazana na slici 5.7.e. Na mjestu $x = 0$ potencijal je neprekinut pa je $\Phi(0)$ isti kada se računa iz izraza (5.50) i izraza (5.51):

$$\Phi(0) = \Phi_n - \frac{qN_D}{2\varepsilon} x_n^2 = \Phi_p + \frac{qN_A}{2\varepsilon} x_p^2. \quad (5.52)$$

Po definiciji je $\Phi_n - \Phi_p = U_K$, pa je:

$$\frac{2\varepsilon}{q} U_K = N_D x_n^2 + N_A x_p^2. \quad (5.53)$$

Pomoću $N_D x_n = N_A x_p$ dobiva se:

$$\frac{2\varepsilon}{q} U_K = N_A x_p d_B = N_D x_n d_B = (N_A + N_D) x_n x_p. \quad (5.54)$$

Relacije (5.41) i (5.54) daju za širine osiromašenih područja na n -strani i p -strani x_n i x_p i za ukupnu širinu osiromašenog područja d_B u stanju termodinamičke ravnoteže izraze:

$$x_n = \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q N_D} \frac{N_A}{N_A + N_D} \right]^{1/2}, \quad (5.55)$$

$$x_p = \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q N_A} \frac{N_D}{N_A + N_D} \right]^{1/2}, \quad (5.56)$$

$$d_B = x_n + x_p = \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2}. \quad (5.57)$$

Kod nesimetričnog pn -spoja, kada je $N_D \gg N_A$, širine osiromašenih područja na stranama n i p jesu:

$$x_n \equiv \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q} \frac{N_A}{N_D^2} \right]^{1/2}, \quad (5.58)$$

$$x_p \equiv \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q N_A} \right]^{1/2} \gg x_n. \quad (5.59)$$

Slično kada je $N_A \gg N_D$ dobiva se:

$$x_n \equiv \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q N_D} \right]^{1/2}, \quad (5.60)$$

$$x_p \equiv \left[\frac{2\varepsilon U_K}{q} \frac{N_D}{N_A^2} \right]^{1/2} \ll x_n. \quad (5.61)$$

U oba slučaja praktički cijelo osiromašeno područje nalazi se na slabije dopiranoj strani pn -spoja.

Kod simetričnog pn -spoja je $N_D = N_A = N$, pa je:

$$x_n = x_p = \frac{d_B}{2} = \left[\frac{\varepsilon U_K}{q N} \right]^{1/2}. \quad (5.62)$$

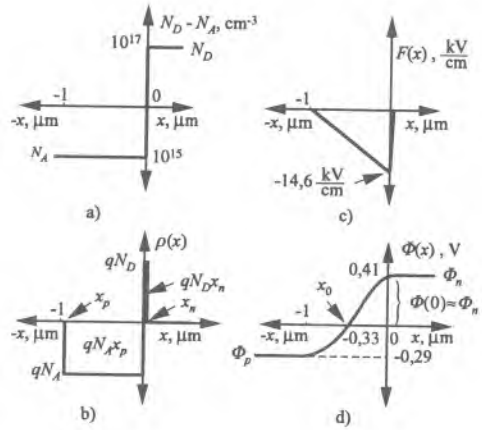
Potencijal u ravnini pn -spoja $\Phi(0)$ proizlazi iz relacija (5.52), (5.55) i (5.34), koje daju:

$$\Phi(0) = \frac{\Phi_n N_D + \Phi_p N_A}{N_D + N_A} \quad (5.63)$$

Kod nesimetričnog pn -spoja, ako je $N_D \gg N_A$ dobiva se $\Phi(0) \equiv \Phi_n$. Slično je uz $N_A \gg N_D$, $\Phi(0) \equiv \Phi_p$. Ako je pn -spoj simetričan, tada je $\Phi(0) = (\Phi_n + \Phi_p)/2$. U tom je slučaju $\Phi_n = -\Phi_p$, pa je $\Phi(0) = 0$ i krivulja $\Phi(x)$ prolazi kroz ishodište koordinatnog sustava na slici 5.7.e. U slučaju na slici 5.7.e je $N_D > N_A$ i $\Phi(0)$ je pozitivan.

Položaj intrinzične ravnine određen je uvjetom $\Phi(x) = 0$. Označimo pripadni x sa x_0 . Ako je pn -spoj nesimetričan, uz pretpostavku da je $N_D > N_A$, tada je prema (5.63) $\Phi(0) > 0$ i intrinzična ravnina leži lijevo od ravnine pn -spoja, pa je $x_0 < 0$. Intrinzična ravnina smještena je na p -strani pn -spoja. Uvrštenjem $x = x_0$ i $\Phi(x_0) = 0$ u (5.51) dobiva se:

$$x_0 = -x_p + \left[\frac{2\varepsilon}{q N_A} (-\Phi_p) \right]^{1/2}, \quad N_D \geq N_A. \quad (5.64)$$



Slika 5.8. Nesimetrični pn -spoj s $N_D = 100 N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$: a) raspodjela donora N_D i akceptora N_A , b) gustoća prostornog naboja kao funkcija od x , c) ovisnost jakosti električnog polja o x -u, d) ovisnost potencijala o x -u

Slično se u slučaju $N_A > N_D$ intrinzična ravnina nalazi na n -strani pn -spoja. Relacija (5.50) daje:

$$x_0 = x_n - \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} \Phi_n \right]^{1/2}, \quad N_A \geq N_D. \quad (5.65)$$

Pomoću (5.55) i (5.56) dobiva se oblik:

$$\frac{x_0}{x_p} = -1 + \left[\left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right) \frac{-\Phi_p}{U_K} \right]^{1/2}, \quad N_D \geq N_A. \quad (5.66)$$

$$\frac{x_0}{x_n} = 1 - \left[\left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right) \frac{\Phi_n}{U_K} \right]^{1/2}, \quad N_A \geq N_D. \quad (5.67)$$

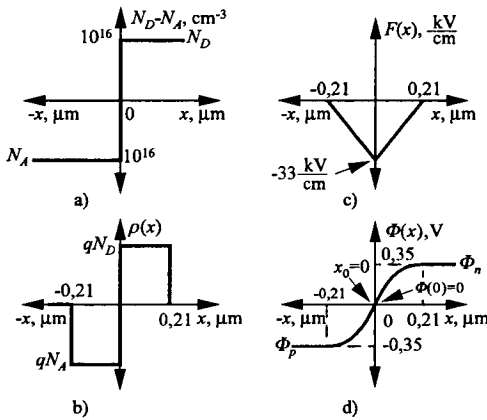
Kod nesimetričnog pn -spoja te relacije prelaze u:

$$\frac{x_0}{x_p} \cong -1 + \left[\frac{-\Phi_p}{U_K} \right]^{1/2}, \quad N_D \gg N_A. \quad (5.68)$$

$$\frac{x_0}{x_n} \cong 1 - \left[\frac{\Phi_n}{U_K} \right]^{1/2}, \quad N_A \gg N_D. \quad (5.69)$$

Kod simetričnog pn -spoja je $N_A = N_D$ i $\Phi_n = -\Phi_p$, pa je $U_K = 2\Phi_n$. Tada relacije (5.66) i (5.67) daju $x_0 = 0$ i intrinzična ravnina se podudara s ravninom pn -spoja.

Radi informacije o iznosima ovdje određenih veličina navodimo dva tipična slučaja skokovitog pn -spoja. U prvom slučaju pretpostavimo da je $N_D = 100 N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i $T = 300 \text{ K}$. Relacije (5.37) ÷ (5.61) daju sljedeće iznose karakterističnih veličina pn -spoja:



Slika 5.9. Simetričan pn-spoj s $N_D = N_A = 10^{16} \text{cm}^{-3}$: a) raspodjela donora N_D i akceptora N_A , b) gustoća prostornog naboja kao funkcija od x , c) ovisnost jakosti električnog polja o x -u, d) ovisnost potencijala o x -u

$$\begin{aligned}\Phi_n &= 0,41 \text{ V}, \\ x_n &= 0,94 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}, \\ \Phi(0) &= 0,40 \text{ V},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_p &= -0,29 \text{ V}, \\ x_p &= 0,94 \mu\text{m}, \\ x_0 &= -0,35 x_p = -0,33 \mu\text{m},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}U_K &= 0,7 \text{ V}, \\ d_B &= 0,95 \mu\text{m}, \\ F_M &= -14,6 \text{ kVcm}^{-1}.\end{aligned}$$

Izračunate veličine grafički su prikazane na slici 5.8. Na slici 5.8.b površine $qN_D x_n$ i $qN_A x_p$ međusobno su jednake iako su prividno sasvim različite. Razlog tome je logaritamsko mjerilo na ordinati. To je izrazito nesimetričan pn-spoj sa znatno jače dopiranom n -stranom pa praktički cijelo osiromašeno područje leži na p -strani pn-spoja. Maksimalan iznos ugrađenog električnog polja u osiromašenom području je $-14,6 \text{ kVcm}^{-1}$, što bi odgovaralo naponskoj razlici od $14,6 \text{ kV}$ na razmaku od 1 cm . Intrinzična ravnina pomaknuta je za $0,33 \mu\text{m}$ nalijevo od ravnine pn-spoja i leži na p -strani. $\Phi(0)$ jednak je praktički Φ_n .

Drugi karakteristični slučaj je simetričan pn-spoj u kojem je $N_A = N_D = 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Dobiva se:

$$\begin{aligned}\Phi_n &= -\Phi_p = 0,35 \text{ V}, & U_K &= 0,7 \text{ V}, & x_n &= x_p = d_B/2 = 0,21 \mu\text{m}, \\ \Phi(0) &= 0, & F_M &= -33 \text{ kVcm}^{-1}.\end{aligned}$$

Izračunate veličine grafički su ilustrirane pomoću slike 5.9. Osiromašeno područje jednako se širi na obje strane pn-spoja. Krivulja potencijala $\Phi(x)$ prolazi kroz ishodište, pri čemu se intrinzična ravnina podudara s ravinom pn-spoja. Krivulja $\Phi(x)$ antisimetrična je s obzirom na ishodište, što potvrđuju i relacije (5.50) i (5.51) ako se u njih uvrsti

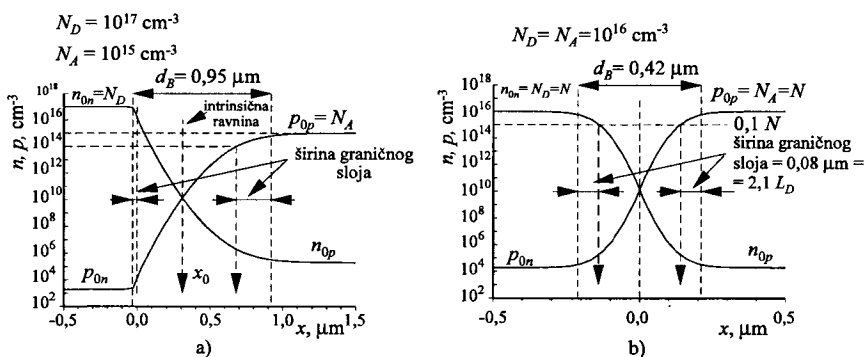
$$N_D = N_A = N, \quad \Phi_n = -\Phi_p \quad \text{i} \quad x_n = x_p.$$

Na ovom mjestu može se uočiti značenje definiranja intrinzične ravnine u opisu osiromašenog područja. Za taj opis nije dovoljna ravnina pn-spoja. U toj ravnini događa se skokovit prijelaz iz p -tipa u n -tip poluvodiča. Ta ravnina označava u biti mjesto tehnološkog prijelaza iz p -tipa u n -tip poluvodiča. Za razliku od promjene koncentracije primjesa koja je u ravnini pn-spoja skokovita, promjena koncentracija slobodnih nosilaca nije skokovita već postupna, iako je na slici 5.7.c aproksimirana skokovitom promjenom. Potencijal $\Phi(x)$ koji na neutralnoj p -strani ima iznos Φ_p mijenja se kroz osiromašeno područje kontinuirano da bi na mjestu x_0 prema slici 5.7.e i 5.8.d imao iznos $\Phi(x_0) = 0$. U toj ravnini je $n = p = n_i$ pa je u pitanju intrinzična ravnina. Između neutralne p -strane i intrinzične ravnine je $\Phi(x) < 0$ i $p > n$, pa taj dio osiromašenog područja ima karakter poluvodiča p -tipa. Između intrinzične ravnine i neutralne n strane je $\Phi(x) > 0$ i $n > p$ te taj dio osiromašenog područja

ima karakter poluvodiča n -tipa. U području između intrinzične ravnine i ravnine pn -spoja, na p -strani osiromašenog područja došlo je do inverzije u tipu nosilaca. Iako je to p -poluvodič, tu je $n > p$, pa u tom području postoji **inverzijski sloj**. Navedeno se odnosi na pn -spojeve sa slike 5.7. i 5.8. koji pretpostavljaju da je $N_D \gg N_A$. Ako je $N_A \gg N_D$, tada se inverzijski sloj javlja na n -strani osiromašenog područja. Samo ako je $N_A = N_D$, dakle u simetričnom pn -spoju, $x_0 = 0$, i tu se intrinzična ravnina podudara s ravninom pn -spoja i inverzijski sloj nestaje. Prema relacijama (5.66) i (5.67) udaljenost intrinzične ravnine x_0 od ravnine pn -spoja mjeri je asimetričnosti strana p i n . Za intrinzičnu ravninu možemo reći da je ona zapravo **virtuelni** ili **prividni pn -spoj**, te da pri uspostavljanju ravnotežnog stanja u pn -spoju dolazi do prividnog pomaka pn -spoja iz tehnološke pn -ravnine u intrinzičnu ravninu. Područje između tehnološke pn -ravnine i intrinzične ravnine definirali smo kao inverzijski sloj jer na p -strani pn -spoja manjinski elektroni postaju brojniji od većinskih šupljina. Taj rezultat od izuzetnog je značenja u primjenama teorije pn -spoja na analizu rada tranzistora temeljenih na strukturi metal-oksidi-poluvodič.

5.9. Širina graničnog sloja i Debyejeva dužina

Analiza svojstava područja prostornog naboja provedena je uz pretpostavku da se koncentracije slobodnih nosilaca mogu aproksimirati pravokutnim segmentima na slici 5.7.c. U realnom slučaju koncentracije slobodnih nosilaca nisu u osiromašenom području jednake nuli već se kontinuirano mijenjaju prema kvalitativnom prikazu na slici 5.6.b. Numeričkim rješenjem Poissonove jednadžbe dobiva se stvarna ovisnost koncentracija slobodnih nosilaca o x -u prikazana na slici 5.10. za nesimetrični pn -spoj ($N_D = 100 N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, slika 5.10.a) i simetrični pn -spoj ($N_D = N_A = N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, slika 5.10.b). U oba slučaja označeni su granični slojevi definirani kao slojevi u kojima koncentracije slobodnih nosilaca padaju na 10 % iznosa ravnotežne koncentracije na onoj strani pn -spoja na kojoj su ti nosioci



Slika 5.10. Ovisnost koncentracije slobodnih nosilaca o x -u dobivena numeričkim rješenjem Poissonove jednadžbe: a) za nesimetričan pn -spoj s $N_D = 100 N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, b) za simetričan pn -spoj s $N_D = N_A = N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Na slikama su označene širine osiromašenog područja d_B i širine graničnih slojeva

većinski. Mjera širine graničnog sloja je Debyejeva dužina, koju ćemo sada uvesti. Odredit ćemo zakon promjene koncentracije slobodnih elektrona kroz osiromašeno područje pomoću kvantitativno dosta grube, ali kvalitativno dosta korektne aproksimacije. Prema relaciji (5.32) koncentracija slobodnih elektrona određena je potencijalom Φ . Na n -strani pn -spoja potencijal Φ u osiromašenom području određen je relacijom (5.50) i funkcija je udaljenosti x od ravnine pn -spoja. Uvrštenjem (5.50) u (5.32) nakon kraćeg računanja dobiva se:

$$n(x) = n_i \left(\exp \frac{\Phi_n}{U_T} \right) \exp \left[- \left(\frac{x - x_n}{\sqrt{2} L_D} \right)^2 \right]. \quad (5.70)$$

Na neutralnoj n -strani je $\Phi = \Phi_n$ i $n = N_D$ pa relacija (5.32) daje:

$$n_i \exp \frac{\Phi_n}{U_T} = N_D, \quad (5.71)$$

čime (5.70) dobiva konačan oblik:

$$n(x) = N_D \exp \left[- \left(\frac{x_n - x}{\sqrt{2} L_D} \right)^2 \right], \quad 0 \leq x \leq x_n. \quad (5.72)$$

Veličina L_D je **ekstrinzična Debyejeva dužina** (engl. *extrinsic Debye length*) na n -strani određena izrazom:

$$L_D = \left[\frac{\epsilon U_T}{q N_D} \right]^{1/2}. \quad (5.73)$$

Relacija (5.72) je normalna Gaussova raspodjela s maksimalnim iznosom N_D na mjestu $x = x_n$, sa standardnom devijacijom ili rasipanjem L_D . To je i jedna od definicija ekstrinzične Debyejeve dužine. U slučaju na slici 5.10.a na n -strani pn -spoja je $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, što na sobnoj temperaturi daje $L_D = 1,3 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. U slučaju na slici 5.10.b je $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, što daje $L_D = 4,1 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. Kada je u pitanju poluvodič p -tipa s koncentracijom akceptora N_A , tada ekstrinzična Debyejeva dužina iznosi:

$$L_D = \left[\frac{\epsilon U_T}{q N_A} \right]^{1/2}. \quad (5.74)$$

U slučaju na slici 5.10.a na p -strani je $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, što na sobnoj temperaturi daje $L_D = 0,13 \mu\text{m}$.

Vratimo se relaciji (5.72). Kada je $x_n - x = L_D$, tada je $n(x) = 0,6 N_D$. Za $x_n - x = \sqrt{2} L_D$ dobiva se $n(x) = N_D e^{-1}$. Pomoću (5.72) može se procijeniti širina graničnog sloja ako se odredi vrijednost varijable $x_n - x$ na mjestu gdje je $n = 0,1 N_D$. Relacija (5.72) daje

širinu graničnog sloja $x_n - x = 2,1 L_D$. Širina graničnog sloja je približno dva puta veća od ekstrinzične Debyjeve dužine pa se ta dužina može smatrati mjerom širine sloja u kojem se događa najveća promjena gustoće prostornog naboja u osiromašenom području.

U ravni pn -spoja ($x = 0$) koncentracija slobodnih nosilaca je:

$$n(0) = N_D \exp \left[- \left(\frac{x_n}{\sqrt{2} L_D} \right)^2 \right]. \quad (5.75)$$

Primjenom (5.55) i (5.73) dobiva se:

$$n(0) = N_D \exp \left[- \frac{U_K}{U_T} \cdot \frac{N_A}{N_A + N_D} \right]. \quad (5.76)$$

Ako je pn -spoj simetričan, tada je $N_D = N_A = N$, i gornja relacija daje $n(0) = n_i$ što odražava činjenicu da se ravni pn -spoja u tom slučaju podudara s intrinzičnom ravlinom.

Primijenit ćemo ovdje dobivene rezultate na simetrični pn -spoj na slici 5.10.b. Debyjeva ekstrinzična dužina na sobnoj temperaturi iznosi ovdje $L_D = 4,1 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. Širina graničnog sloja je $2,1 L_D$ ili $8,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. Za $x = 0$ je $n(0) = n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Te se vrijednosti odlično slažu s vrijednostima dobivenim iz krivulje $n(x)$ dobivene numeričkim rješavanjem Poissonove jednadžbe. To slaganje upućuje na zaključak da Gaussova normalna raspodjela dobro aproksimira stvarnu raspodjelu slobodnih elektrona u osiromašenom području. Isto vrijedi i za raspodjelu šupljina. Do sličnih se zaključaka dolazi i kod nesimetričnog pn -spoja na slici 5.10.a.

5.10. Debyjeva dužina i vrijeme dielektrične relaksacije

Relacije (5.73) i (5.74) za Debyjevu dužinu u poluvodiču tipova n i p specijalni su slučajevi općeg slučaja Debyjeve dužine u poluvodiču s koncentracijama slobodnih nosilaca n i p :

$$L_D = \left[\frac{\epsilon U_T}{q(n + p)} \right]^{1/2}. \quad (5.77)$$

Primjenom relacija (2.69) i (2.70) dobiva se izraz za Debyjevu dužinu u obliku:

$$L_D = \left[\frac{\epsilon U_T}{q \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}} \right]^{1/2}. \quad (5.78)$$

Kada je $N_D \gg N_A$ i $N_D \gg n_i$, dobiva se (5.73). Slično se za $N_A \gg N_D$ i $N_A \gg n_i$ dobiva (5.74). U intrinzičnom poluvodiču je $N_D - N_A = 0$ pa (5.78) daje vrijednost Debyjeve dužine za intrinzični poluvodič:

$$L_{Di} = \left[\frac{\epsilon U_T}{2qn_i} \right]^{1/2}. \quad (5.79)$$

Intrinsična Debyejeva dužina (engl. *intrinsic Debye length*) najveća je vrijednost Debyejeve dužine u poluvodiču. U siliciju na sobnoj temperaturi njezin iznos je 24 μm . U osiromašenom području u *pn*-spoju koncentracije slobodnih nosilaca mijenjaju se s *x*-om pa je i L_D funkcija od *x*. U slučaju na slici 5.10.b. L_D na neutralnoj *n*-strani iznosi $4,1 \cdot 10^{-2}$ μm . Prema intrinzičnoj ravlini L_D raste do iznosa $L_{Di} = 24$ μm , a dalje opet opada vraćajući se na iznos $4,1 \cdot 10^{-2}$ μm na neutralnoj *p*-strani. To znači da iznos L_D na putu od neutralne *p*-strane ili *n*-strane do intrinzične ravnine naraste 585 puta.

Ekstrinzična Debyejeva dužina može se dovesti u vezu s jednim važnim vremenskim parametrom poluvodičkog materijala tipa *p* ili *n*. Relacija (5.73) može se pisati u obliku:

$$L_D = \left[U_T \mu_n \frac{\epsilon}{qN_D \mu_n} \right]^{1/2}. \quad (5.80)$$

Prema relacijama (3.58) i (3.75) dobiva se:

$$L_D = \sqrt{D_n \frac{\epsilon}{\sigma_n}}. \quad (5.81)$$

Veličina ϵ/σ_n ima vremensku dimenziju i zove se **vrijeme dielektrične relaksacije** (engl. *dielectric relaxation time*):

$$\tau_d = \frac{\epsilon}{\sigma_n}. \quad (5.82)$$

Koji je fizikalni smisao toga parametra? Zamislimo planparalelni pločasti kondenzator kojemu je silicij *n*-tipa dielektrik. Neka je debljina dielektrika *d*, a površina presjeka *S*. Tada je kapacitet kondenzatora:

$$C = \epsilon \frac{S}{d}. \quad (5.83)$$

Otpor dielektrika kondenzatora je:

$$R = \frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d}{S}. \quad (5.84)$$

Vremenska konstanta kondenzatora je:

$$\tau_d = RC = \frac{\epsilon}{\sigma_n}. \quad (5.85)$$

Sada (5.81) prelazi u:

$$L_D = \sqrt{D_n \tau_d} . \quad (5.86)$$

Ako kondenzator kapaciteta C i otpora dielektrika R nabijemo i pustimo da se izbija kroz vlastiti dielektrik, tada je vremenska konstanta izbijanja τ_d . To je fizikalni smisao vremena dielektrične relaksacije. Ako je $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, tada je $\tau_d = 0,13 \text{ ps}$. U intrinzičnom poluvodiču dobiva se sličnim postupkom veza Debyejeve dužine L_{Di} i intrinzičnog vremena dielektrične relaksacije τ_{di} :

$$L_{Di} = \sqrt{D_i \tau_{di}} , \quad (5.87)$$

gdje je

$$D_i = \frac{1}{2} (D_{ni} + D_{pi}), \quad \tau_{di} = \frac{\epsilon}{\sigma_i} , \quad (5.88)$$

pri čemu su D_{ni} i D_{pi} difuzijske konstante slobodnih elektrona i šupljina u intrinzičnom poluvodiču, a σ_i specifična vodljivost intrinzičnog poluvodiča. U intrinzičnom siliciju na sobnoj temperaturi je $D_i = 23,6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\tau_{di} = 0,24 \text{ } \mu\text{s}$ i $L_{di} = 24 \text{ } \mu\text{m}$.

Debyejeva dužina predočava širinu sloja u osiromašenom području u kojem se događa dominantna promjena koncentracije slobodnih nosilaca, dok s njom povezano vrijeme dielektrične relaksacije daje informaciju o brzini razgradnje akumuliranog naboja slobodnih nosilaca.

Napomenimo da prema relacijama (5.86) i (3.153) postoji analogija između Debyejeve dužine i difuzijske dužine, te između vremena dielektrične relaksacije i vremena života nosilaca jer su izrazi koji povezuju Debyejevu dužinu s vremenom dielektrične relaksacije odnosno difuzijsku dužinu s vremenom života strukturirani u matematičkom smislu na isti način.

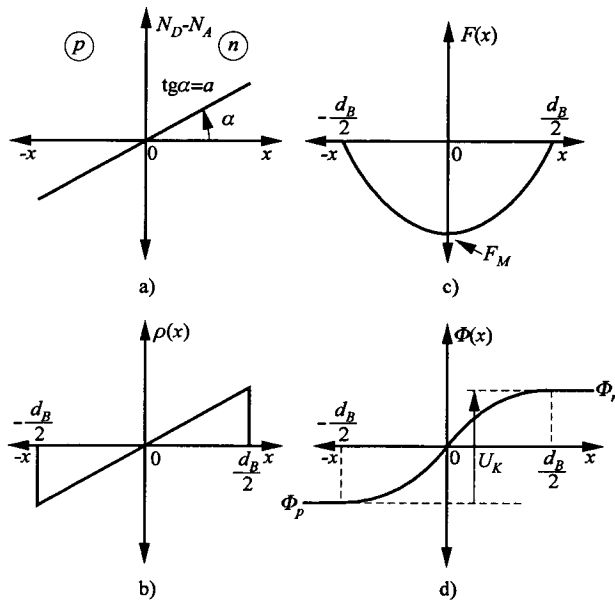
5.11. Analiza područja prostornog naboja ili prijelaznog područja u linearno-postupnom pn -spoju u stanju termodinamičke ravnoteže

Linearno-postupni pn -spoj definiran je raspodjelom koncentracije primjesa na slici 5.2. Osnovno svojstvo je mogućnost aproksimacije neto-koncentracije primjesa linearnom funkcijom x -a. Opisat ćemo tu koncentraciju izrazom:

$$N_D - N_A = ax, \quad (5.89)$$

gdje je a tehnološka konstanta u cm^{-4} , koja ima značenje gradijenta koncentracije primjesa (slika 5.11.a). U osiromašenom području koncentracije slobodnih nosilaca mogu se zanemariti s obzirom na koncentracije ioniziranih primjesa, pa gustoća prostornog naboja iznosi:

$$\rho(x) = q(N_D - N_A) = qax. \quad (5.90)$$



Slika 5.11. Linearno-postupni pn-spoj: a) raspodjela neto-koncentracije donora $N_D - N_A$, b) gustoća prostornog naboja kao funkcija od x , c) ovisnost jakosti električnog polja o x -u, d) ovisnost potencijala o x -u

Ta je gustoća prikazana na slici 5.11.b uz pretpostavku da je širina osiromašenog područja d_B . Zbog karaktera pn-spoja osiromašeno područje jednako se širi na obje strane pn-spoja, pa je to simetrični pn-spoj. Poissonova jednačba sada glasi:

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -\frac{dF}{dx} = -\frac{qa}{\epsilon} x. \quad (5.91)$$

Integriranjem Poissonove jednačbe, uz uvjet:

$$x = \pm \frac{d_B}{2}, \quad F = 0, \quad (5.92)$$

dobiva se jakost električnog polja

$$F(x) = \frac{aq}{2\epsilon} \left(x^2 - \frac{d_B^2}{4} \right). \quad (5.93)$$

Na mjestu $x = 0$ polje ima maksimalni iznos:

$$F_M = -\frac{qad_B^2}{8\epsilon}. \quad (5.94)$$

Ovisnost jakosti polja o x -u prikazana je na slici 5.11.c. Integriranjem $F(x)$ po x -u dobiva se ovisnost potencijala Φ o x -u:

$$\Phi(x) = -\frac{qa}{6\epsilon} \left(x^3 - \frac{3}{4} d_B^2 x \right), \quad (5.95)$$

pri čemu je iskorišten uvjet da je za $x = 0$, $\Phi(x) = 0$, što je posljedica simetričnosti pn -spoja. Ovisnost potencijala o x -u prikazana je na slici 5.11.d. Na rubovima osiromašenog područja na n -strani i p -strani relacija (5.95) daje:

$$x = \frac{d_B}{2}, \quad \Phi(x) = \Phi_n = \frac{qad_B^3}{24\epsilon}, \quad (5.96)$$

$$x = -\frac{d_B}{2}, \quad \Phi(x) = \Phi_p = -\frac{qad_B^3}{24\epsilon} = -\Phi_n. \quad (5.97)$$

Kontaktni potencijal iznosi:

$$U_K = \Phi_n - \Phi_p = 2\Phi_n = \frac{qad_B^3}{12\epsilon}. \quad (5.98)$$

Širina osiromašenog područja može se sada izraziti pomoću kontaktnog potencijala:

$$d_B = \left[\frac{12\epsilon}{qa} U_K \right]^{1/3}. \quad (5.99)$$

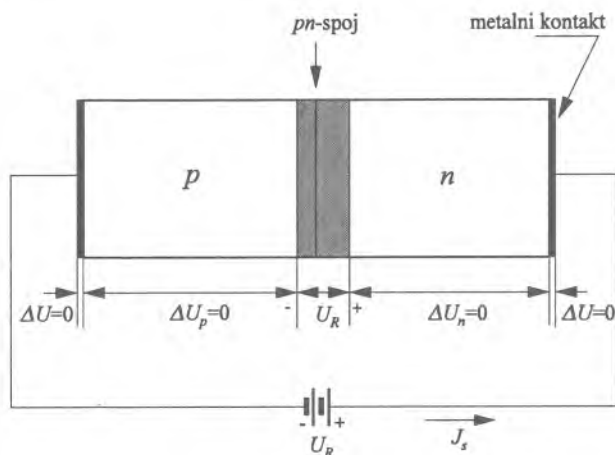
Kontaktni potencijal može se odrediti i pomoću relacije (5.37) ako se uvrste iznosi $N_D - N_A$ za $x = \pm 0,5d_B$. Za $x = 0,5d_B$ je $N_D - N_A = 0,5 \cdot d_B a$, dok je za $x = -0,5d_B$ iznos $N_A - N_D = 0,5d_B a$. Relacija (5.37) sada prelazi u:

$$U_K = U_T \ln \frac{(0,5ad_B)(0,5ad_B)}{n_i^2} = 2U_T \ln \frac{ad_B}{2n_i}. \quad (5.100)$$

Simultanim numeričkim rješavanjem jednadžbi (5.99) i (5.100) može se odrediti i širina osiromašenog područja i kontaktni potencijal.

5.12. Reverzno ili nepropusno polariziran pn -spoj

Razmatrali smo svojstva pn -spoja u stanju termodinamičke ravnoteže. Pokazali smo da se dobar opis svojstava pn -spoja može dobiti primjenom aproksimacije osiromašenim područjem na p -strani i n -strani pn -ravnine. U tom području postoji prostorni naboj nekompenziranih donorskih i akceptorskih iona uz neznatne koncentracije slobodnih nosilaca. Aproksimaciju osiromašenim područjem primijenit ćemo i u opisu **reverzno ili nepropusno polariziranog pn -spoja** (engl. *reverse biased pn-junction*). Pod reverznom ili nepropusnom

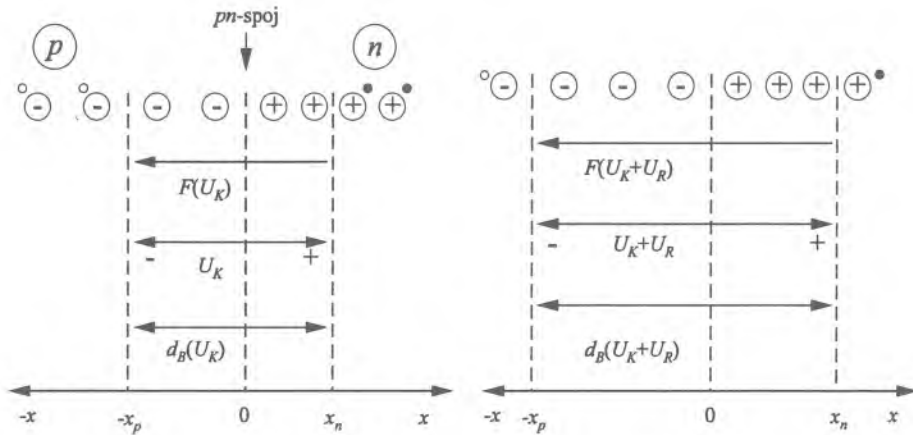


Slika 5.12. Reverzno ili nepropusno polarizirani pn-spoj

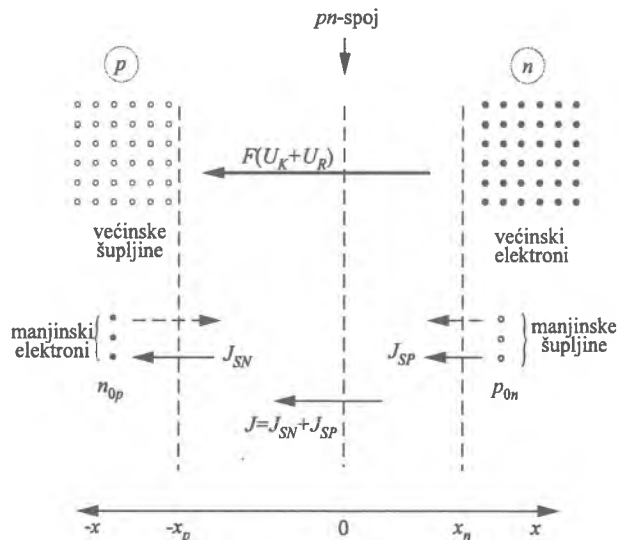
polarizacijom podrazumijeva se polarizacija istosmjernim naponom konstantnog iznosa U_R s pozitivnim polom na n -strani, a s negativnim na p -strani pn-spoja (slika 5.12). Prije priključenja istosmjernog napona širina osiromašenog područja d_B kod skokovitog pn-spoja bila je razmjerna drugom korijenu od kontaktnog ili ugrađenog potencijala U_K . Priključenjem reverznog napona U_R raste potencijalna razlika između strana n i p za iznos U_R pa ta potencijalna razlika iznosi $U_K + U_R > U_K$, jer su i U_K i U_R jednako polarizirani (n -strana je pozitivna s obzirom na p -stranu). Pri tome pretpostavljamo da su padovi napona ΔU na metalnim kontaktima na stranama n i p koji služe za dovodenje vanjskog napona na poluvodičku strukturu jednaki nuli¹. Također ćemo pretpostaviti da su u opisanim uvjetima padovi napona na neutralnim stranama p i n jednaki nuli ($\Delta U_n = \Delta U_p = 0$). Ispravnost te pretpostavke opravdat ćemo kasnije. S porastom potencijalne razlike između strana n i p prilikom priključenja reverznog napona raste jakost električnog polja u osiromašenom području. Jače polje »izvlači« iz rubnih područja neutralnih strana n i p većinske nosioce i »gura« ih dublje u neutralne strane n i p šireći osiromašeno područje (slika 5.13). Polje u osiromašenom području ne dopušta većinskim nosiocima na neutralnim stranama n i p da prelaze preko osiromašenog područja na suprotnu stranu. Međutim, isto polje koje djeluje kočeće na većinske nosioce, ubrzava manjinske i oni nesmetano prelaze preko osiromašenog područja s n -strane na p -stranu i obrnuto (slika 5.14). U opisanim uvjetima kroz pn-spoj teče **reverzna struja** (engl. *reverse current*) manjinskih nosilaca. Već sasvim mali reverzni naponi reda $3U_T$ dovoljni su da svi raspoloživi manjinski nosioci prijeđu preko osiromašenog područja na suprotnu stranu pn-spoja pa dalji rast reverznog napona U_R neće dovesti do rasta reverzne struje. Zato se ta struja često zove i **reverzna struja zasićenja** (engl. *reverse saturation current*). Pri tome pretpostavljamo da se generacija i rekombinacija slobodnih nosilaca u osiromašenom području mogu zanemariti, te da nema transporta slobodnih nosilaca preko pn-spoja po površini poluvodiča. Te pretpostavke u realnim pn-spojevima nisu potpuno ispunjene, ali ne utječu bitnije na kvalitativni opis svojstava i ponašanja reverzno polariziranih pn-spojeva. Reverzna struja zasićenja ovisi o broju raspoloživih manjinskih nosilaca na neutralnim stranama n i p . Do iznosa te struje može se doći relativno jednostavnim razmatranjem. Polje u osiromašenom području generirano naponom

¹ Svojstva kontakta metal-poluvodič i uvjeti da gornja pretpostavka bude ispravna analizirat će se u poglavlju 7.

$U_{TOT} = U_K + U_R$ usmjerava manjinske šupljine koncentracije p_{0n} na neutralnoj n -strani kroz osiromašeni sloj na neutralnu p -stranu dajući reverznu struju zasićenja šupljina gustoće J_{SP} . Slično, usmjeravanjem manjinskih elektrona koncentracije n_{0p} na neutralnoj p -strani kroz osiromašeno područje na neutralnu n -stranu stvara se reverzna struja zasićenja

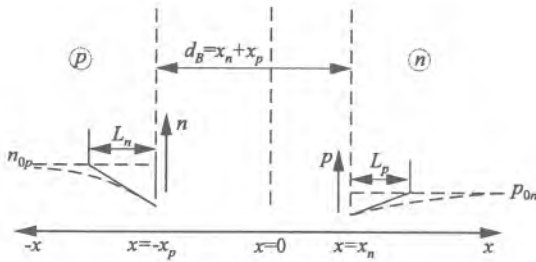


Slika 5.13. Širenje osiromašenog područja pod djelovanjem reverznog napona na pn-spoju



Slika 5.14. Prikaz gibanja manjinskih nosilaca kroz pn-spoj pri njegovoj reverznoj polarizaciji

- $\dashrightarrow$ smjer gibanja manjinskih nosilaca
- $\longrightarrow$ smjer struje manjinskih nosilaca



Slika 5.15. Pojava gradijenta koncentracije manjinskih nosilaca u rubnim slojevima neutralnih strana n i p u uvjetima reverzne polarizacije

elektrona gustoće J_{SN} . Kako su u opisanim uvjetima smjerovi gibanja pozitivnih šupljina suprotni smjerovima gibanja negativnih elektrona, gustoće struja J_{SN} i J_{SP} jednako su usmjerene, tj. od n -strane prema p -strani, odnosno u smjeru $-x$ na slici 5.14. Rezultira reverzna struja zasićenja J_S jednaka zbroju gustoća elektronske i šupljinske reverzne struje zasićenja:

$$J_S = J_{SN} + J_{SP}. \quad (5.101)$$

Za J_{SP} vrijedi relacija:

$$J_{SP} = \rho_p v_p, \quad (5.102)$$

gdje je ρ_p gustoća prostornog naboja manjinskih šupljina, a v_p brzina njihova gibanja. Upotreba relacije (5.102) može na prvi pogled izgledati problematična jer na neutralnoj n -strani s koje dolaze šupljine neto-gustoća prostornog naboja jednaka je nuli ($\rho = 0$). Međutim, $\rho = 0$ posljedica je činjenice da je ukupni pozitivni prostorni naboj jednak $qN_D + qp_{0n}$ uravnotežen ukupnim negativnim nabojem qn_{0n} (p_{0n} i n_{0n} su ravnotežne koncentracije šupljina i elektrona na neutralnoj n -strani). Za ρ_p vrijedi izraz:

$$\rho_p = qp_{0n}, \quad (5.103)$$

dok je brzina gibanja šupljina:

$$v_p = \frac{L_p}{\tau_p}, \quad (5.104)$$

gdje je L_p difuzijska dužina šupljina, a τ_p njihovo vrijeme života na neutralnoj n -strani. Opravdanje relacije (5.104) je činjenica da polje u osiromašenom području, izvlačeći šupljine iz neutralne p -strane, osiromašuje šupljinama rubni dio neutralne n -strane prema osiromašenom području stvarajući gradijent koncentracije šupljina prema slici 5.15. U rubnom sloju gibanje šupljina je difuzijsko, pri čemu je L_p srednji slobodni put šupljine prije rekombinacije, a τ_p srednje vrijeme života. Relacija (5.104) podrazumijeva da je širina n -strane pn -spoja dovoljno velika, bar nekoliko puta veća od L_p , tako da se ravnotežna koncentracija manjinskih šupljina na neutralnoj p -strani uspostavi prije metalnog kontakta. U tom slučaju metalni kontakt ne djeluje na opisano ponašanje. Uz pretpostavku da su generacija i rekombinacija u osiromašenom području zanemarive, gustoća reverzne struje

zasićenja šupljina J_{SP} ista je za svaki x u osiromašenom području. Relacije (5.102) + (5.104) u tom slučaju daju:

$$J_{SP} = q \frac{p_{0n} L_p}{\tau_p} \quad (5.105)$$

Slično je:

$$J_{SN} = q \frac{n_{0p} L_n}{\tau_n} \quad (5.106)$$

gdje je n_{0p} ravnotežna koncentracija manjinskih slobodnih elektrona na neutralnoj p -strani, a L_n i τ_n njihova difuzijska dužina i vrijeme života.

Gustoća reverzne struje zasićenja je dakle:

$$J_S = J_{SN} + J_{SP} = q \left(\frac{n_{0p} L_n}{\tau_n} + \frac{p_{0n} L_p}{\tau_p} \right) \quad (5.107)$$

Primjenom zakona termodinamičke ravnoteže u obliku $N_D p_{0n} = N_A n_{0p} = n_i^2$ dobiva se oblik

$$J_S = q n_i^2 \left(\frac{L_n}{N_A \tau_n} + \frac{L_p}{N_D \tau_p} \right) \quad (5.108)$$

Pomoću relacija $L_p^2 = D_p \tau_p$ i $L_n^2 = D_n \tau_n$ može se pisati:

$$J_S = q n_i^2 \left(\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right) \quad (5.109)$$

ili

$$J_S = q n_i^2 \left(\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \quad (5.110)$$

Svi citirani oblici upotrebljavaju se ravnopravno. Relacije za J_S pokazuju da je gustoća reverzne struje zasićenja to manja što su koncentracije primjese na stranama n i p veće jer su tada ravnotežne koncentracije manjinskih nosilaca manje. Reverzna struja zasićenja razmjerna je kvadratu intrinzične koncentracije, što prema relaciji (2.46) znači da eksponentijalnom brzinom raste s temperaturom. O temperaturi ovise i veličine L_p , D_p i τ_p , međutim njihova je temperaturna ovisnost prema temperaturnoj ovisnosti n_i^2 zanemariva.

Kod tipičnih *pn*-spojeva reverzna struja zasićenja zanemarivo je mala. Na primjer, ako je $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_p = \tau_n = 1 \text{ } \mu\text{s}$, $\mu_n = 200 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\mu_p = 500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$, tada je $J_S = 8,16 \cdot 10^{-12} \text{ A cm}^{-2}$. Uz površinu presjeka $S = 0,01 \text{ cm}^2$ struja zasićenja iznosi $I_S = J_S S = 8,16 \cdot 10^{-14} \text{ A}^2$. Kod realnih *pn*-spojeva struja zasićenja zbog vrlo malog iznosa ne stvara znatan pad napona na neutralnim stranama *p* i *n* *pn*-spoja, pa je $\Delta U_n = \Delta U_p = 0$ (slika 5.12), što pretpostavku da se sav reverzni napon U_R troši na osiromašenom području čini ispravnom. Vrlo mala reverzna struja zasićenja ne remeti stanje termodinamičke ravnoteže tako da svi prije izvedeni izrazi za širinu osiromašenog područja, jakost električnog polja i promjenu potencijala u osiromašenom području za skokovit i linearno-postupan *pn*-spoj vrijede i u tom slučaju ako se U_K nadomjesti s $U_{TOT} = U_K + U_R$. Tako kod skokovitog *pn*-spoja relacija (5.57) prelazi u:

$$d_B = \left[\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_K + U_R) \right]^{1/2}, \quad (5.111)$$

a kod linearno-postupnog *pn*-spoja relacija (5.99) u:

$$d_B = \left[\frac{12\varepsilon}{qa} (U_K + U_R) \right]^{1/3}. \quad (5.112)$$

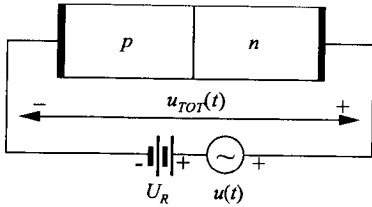
Slično je:

$$x_n = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} \cdot \frac{N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2} [U_K + U_R]^{1/2}, \quad (5.113)$$

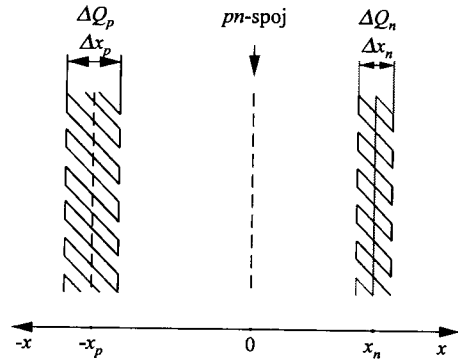
$$x_p = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_A} \cdot \frac{N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2} [U_K + U_R]^{1/2}, \quad (5.114)$$

za skokovit *pn*-spoj, dok je kod linearno-postupnog *pn*-spoja zbog njegove simetričnosti $x_n = x_p = 0,5 \cdot d_B$. U relacijama (5.111) ÷ (5.114) i U_K i U_R treba uvrštavati s pozitivnim predznakom.

² Ovdje je zanemarena činjenica da je uz $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ *p*-strana djelomično degenerirana.



Slika 5.16. Reverzno polarizirani pn -spoj s izmjeničnom komponentom napona reverzne polarizacije $u(t)$



Slika 5.17. Promjena širine osiromašenog područja i prostornog naboja zbog djelovanja napona $u(t)$

5.13. Kapacitet reverzno polariziranog pn -spoja

Pretpostavimo da se prema slici 5.16. u seriju s istosmjernim naponom reverzne polarizacije pn -spoja U_R dovede izvana na pn -spoj izmjenični napon $u(t)$ male amplitude U_m i kružne frekvencije ω tako da na pn -spoj djeluje ukupni napon

$$u_{TOT}(t) = U_R + u(t) = U_R + U_m \sin \omega t. \quad (5.115)$$

Pretpostavimo da je pri tome $U_m < U_R$, pa je ukupni napon u_{TOT} za svaki t takav da reverzno polarizira pn -spoj. Širina osiromašenog područja na stranama p i n pn -spoja mijenjat će se u ritmu izmjeničnog napona jer će se i $u_{TOT}(t)$ mijenjati u istom ritmu. Promjena širine osiromašenog područja znači promjenu prostornog naboja donorskih, odnosno akceptorskih iona (slika 5.17). Te su promjene označene sa Δx_n i Δx_p za osiromašena područja, odnosno sa ΔQ_n i ΔQ_p za naboje donorskih i akceptorskih iona. Ako je frekvencija izmjeničnog napona $u(t)$ dovoljno niska tako da slobodni nosioci mogu biti odstranjeni iz rubnih dijelova osiromašenog područja pri porastu ukupnog reverznog napona i vraćeni u te iste dijelove pri smanjenju ukupnog reverznog napona, tada za širine osiromašenog područja na stranama p i n vrijede prije izvedene statičke relacije uz zamjenu člana $U_K + U_R$ članom $U_K + u_{TOT}(t)$. Kod skokovitog pn -spoja relacija za x_n prelazi u:

$$x_n(t) = \left[\frac{2\epsilon}{q N_D} \cdot \frac{N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2} [U_K + u_{TOT}(t)]^{1/2}. \quad (5.116)$$

Naboj nekompensiranih donorskih iona na n -strani osiromašenog područja je:

$$Q_n(t) = q N_D x_n(t) S = \left[2\epsilon q \frac{N_A N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2} [U_K + u_{TOT}(t)]^{1/2} S. \quad (5.117)$$

Prethodnu relaciju pišemo u obliku:

$$Q_n(t) = Q_{n0} \left[1 + \frac{u(t)}{U_K + U_R} \right]^{1/2}, \quad (5.118)$$

gdje je

$$Q_{n0} = \left[2\epsilon q \frac{N_A N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2} S[U_K + U_R]^{1/2}. \quad (5.119)$$

Veličina Q_{n0} je statički ili istosmjerni naboj nekompenziranih donorskih iona induciran reverznim istosmjernim naponom U_R i kontaktnim ili ugrađenim potencijalom U_K . Razvojem u red potencija funkcije (5.118) dobiva se:

$$Q_n(t) = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{u(t)}{U_K + U_R} - \frac{1}{8} \left(\frac{u(t)}{U_K + U_R} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{u(t)}{U_K + U_R} \right)^3 + \dots \right]. \quad (5.120)$$

Uz ispunjenje uvjeta:

$$\frac{u(t)}{U_K + U_R} < 0,3 \quad (5.121)$$

svi članovi u redu potencija osim prva dva mogu se zanemariti pa je:

$$Q_n(t) = Q_{n0} + \frac{Q_{n0}}{2} \frac{u(t)}{U_K + U_R} = Q_{n0} + q_n(t), \quad (5.122)$$

gdje je

$$q_n(t) = \frac{Q_{n0}}{2} \frac{u(t)}{U_K + U_R}. \quad (5.123)$$

Prvi član u relaciji (5.122) Q_{n0} je statički ili istosmjerni naboj nekompenziranih donorskih iona određen reverznim istosmjernim naponom U_R . Drugi član $q_n(t)$ je dinamički ili izmjenični naboj nekompenziranih donorskih iona izazvan djelovanjem izmjeničnog napona $u(t)$. Taj se naboj može pisati i u obliku:

$$q_n(t) = Q_{nm} \sin \omega t, \quad (5.124)$$

gdje je Q_{nm} amplituda naboja $q_n(t)$ određena izrazom:

$$Q_{nm} = \frac{U_m}{2(U_K + U_R)} Q_{n0}. \quad (5.125)$$

Sada se (5.122) može pisati u obliku

$$Q_n(t) = Q_{n0} + Q_{nm} \sin \omega t, \quad (5.126)$$

pa je ukupni naboj nekompenziranih donorskih iona na *n*-strani osiromašenog područja u svakom trenutku *t* jednak zbroju statičkog ili istosmjernog naboja Q_{n0} i dinamičkog ili izmjeničnog naboja $q_n(t) = Q_{nm} \sin \omega t$. Pomoću relacije $u(t) = U_m \sin \omega t$ može se relacija (5.126) pisati i u obliku:

$$Q_n(t) = Q_{n0} + \frac{Q_{nm}}{U_m} u(t), \quad (5.127)$$

pa između naboja Q_n i napona $u(t)$ postoji **linearna veza**. Ta veza uvjetovana je relacijom (5.121), koja se zbog $u(t) = U_m \sin \omega t$ i $-1 \leq \sin \omega t \leq 1$ može preurediti u:

$$\frac{U_m}{U_K + U_R} < 0,3. \quad (5.128)$$

Ako taj uvjet nije ispunjen, tada ne postoji linearna veza između izmjeničnog napona $u(t)$ i naboja $Q_n(t)$. Režim rada u kojem vrijedi uvjet (5.128) i linearna relacija (5.127) zove se **linearni režim rada** ili **režim malih signala** (engl. *linear operation*, ili, *small-signal operation*). Veličina Q_{nm}/U_m ima dimenziju kapaciteta i zove se obično **kapacitet osiromašenog područja** (engl. *depletion-layer capacitance*) ili **prijelazni kapacitet** (engl. *transition capacitance*) ili **kapacitet za mali signal** (engl. *small-signal capacitance*) ili **diferencijalni kapacitet** (engl. *differential capacitance*). Kapacitet osiromašenog područja je dakle:

$$C_j = \left. \frac{Q_{nm}}{U_m} \right|_{U_R} = \left. \frac{Q_{nm} \sin \omega t}{U_m \sin \omega t} \right|_{U_R} = \left. \frac{q_n(t)}{u(t)} \right|_{U_R}. \quad (5.129)$$

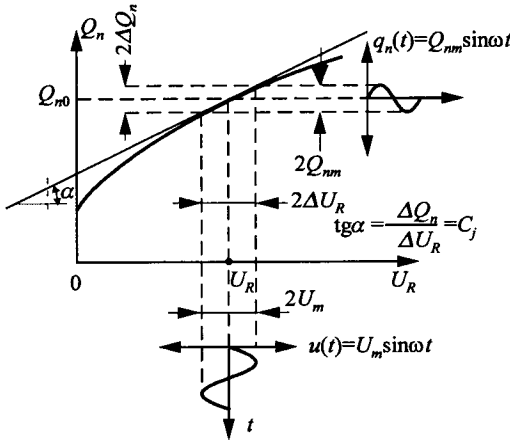
Kapacitet osiromašenog područja je omjer izmjenične komponente naboja nekompenziranih donorskih iona na *n*-strani osiromašenog područja i izmjenične komponente napona koja taj naboj izaziva, pri čemu je istosmjerni napon reverzne polarizacije *pn*-spoja U_R konstantan. Pomoću relacije (5.129) dobiva se (5.122) u konačnom obliku:

$$Q_n(t) = Q_{n0} + C_j u(t). \quad (5.130)$$

Pomoću relacija (5.125), (5.119) i (5.129) dobiva se ovisnost C_j o koncentracijama primjesa i o reverznom istosmjernom naponu U_R za skokovit *pn*-spoj:

$$C_j = \left[\frac{\epsilon q}{2} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]^{1/2} S [U_K + U_R]^{-1/2}. \quad (5.131)$$

Kapacitet osiromašenog područja raste pri porastu koncentracija primjesa na obje strane *pn*-spoja i pri smanjenju napona reverzne polarizacije U_R . Pri tome postoji nelinearna veza



5.18. Grafička interpretacija kapaciteta osiromašenog područja

između napona U_R i kapaciteta C_j . Množenjem C_j širinom osiromašenog područja d_B u statičkim uvjetima pomoću relacija (5.131) i (5.111) dobiva se:

$$C_j d_B = \epsilon S \quad (5.132)$$

ili

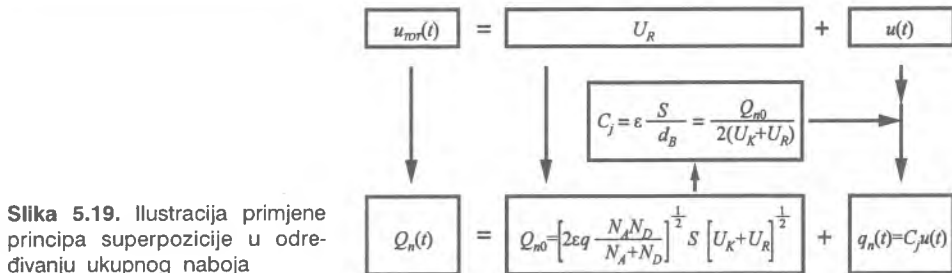
$$C_j = \epsilon \frac{S}{d_B}. \quad (5.133)$$

Kapacitet osiromašenog područja jednak je kapacitetu planparalelnog kondenzatora površine jednake površini pn-spoja, s razmakom ploča jednakim širini osiromašenog područja između neutralnih strana p i n i s dielektrikom koji ima dielektričnost poluvodiča. Relacija (5.133), iako je izvedena uz pretpostavku skokovitog pn-spoja, vrijedi općenito za sve vrste pn-spojeva.

Kapacitet osiromašenog područja može se grafički interpretirati pomoću slike 5.18. U Q_n - U_R ravnini prikazana je ovisnost statičkog naboja nekompenziranih donorskih iona Q_n o istosmjernom reverznom naponu U_R . Ta ovisnost je nelinearna i kod skokovitog pn-spoja slijedi zakon drugog korijena. Odabran je napon U_R kojem odgovara Q_{n0} u skladu s relacijom (5.119). Ako se u seriju s naponom U_R prema relaciji (5.115) dovede napon $u(t) = U_m \sin \omega t$, doći će do pojave izmjenične komponente naboja Q_n određene relacijom $q_n(t) = Q_{nm} \sin \omega t$. Ako je U_m dovoljno malen, krivulja $Q_n = f(U_R)$ na slici 5.18. može se u intervalu napona $U_R \pm U_m$, odnosno naboja $Q_{n0} \pm Q_{nm}$ aproksimirati tangentom na tu krivulju u točki s koordinatama $[U_R, Q_{n0}]$. Nagib tangente iznosi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dQ_n}{dU_R} \cong \frac{\Delta Q_n}{\Delta U_R} = \frac{Q_{nm}}{U_m} = \frac{Q_{nm} \sin \omega t}{U_m \sin \omega t} = \frac{q_n(t)}{u(t)} \bigg|_{U_R} = C_j. \quad (5.134)$$

Prema toj relaciji C_j se može odrediti i kao omjer malog prirasta istosmjernog naboja Q_n i malog prirasta istosmjernog napona U_R , odakle dolazi i naziv »diferencijalni kapacitet« za C_j .



Relacija (5.130) matematički formalizira **princip superpozicije** (engl. *principle of superposition*). Ukupni napon na *pn*-spoju:

$$u_{TOT}(t) = U_R + u(t) = U_R + U_m \sin \omega t \quad (5.135)$$

generira ukupni naboj nekompenziranih donora:

$$Q_n(t) = Q_{n0} + q_n(t) = Q_{n0} + Q_{nm} \sin \omega t, \quad (5.136)$$

pri čemu je Q_{n0} posljedica djelovanja U_R , a $q_n(t)$ posljedica djelovanja $u(t)$. Ukupni napon u_{TOT} koji je zbroj istosmjernog i izmjeničnog napona generira ukupni naboj $Q_n(t)$, koji je također zbroj istosmjernog i izmjeničnog naboja. Primjena principa superpozicije u izračunavanju $Q_n(t)$ uz zadani $u_{TOT}(t)$ ilustrirana je slikom 5.19. Statički naboj nekompenziranih donora Q_{n0} određen je reverznim istosmjernim naponom. Taj istosmjerni ili statički naboj i istosmjerni napon U_R određuju kapacitet osiromašenog područja C_j koji je dinamički parametar. Kapacitet C_j zajedno s izmjeničnim naponom $u(t)$ određuje izmjeničnu komponentu naboja osiromašenog područja.

Rečeno je da relacija (5.133) vrijedi neovisno o vrsti *pn*-spoja iako je ovdje izvedena iz skokovitog *pn*-spoja. Kod linearno-postupnog *pn*-spoja, pomoću relacije (5.112), ona daje:

$$C_j = \left[\frac{q a \epsilon^2}{12} \right]^{1/3} S [U_K + U_R]^{-1/3}. \quad (5.137)$$

Kapacitet osiromašenih područja reverzno polariziranih *pn*-spojeva vrlo je malog iznosa. Ako je npr. kod silicijeva skokovitog *pn*-spoja $N_D = 100$, $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 300 \text{ K}$ i $U_R = 5 \text{ V}$, tada je $U_K = 0,7 \text{ V}$, $d_B = 2,71 \text{ } \mu\text{m}$ i $C_j/S = 3,82 \text{ nF cm}^{-2}$. Kako su u realnim poluvodičkim strukturama linearne dimenzije u mikrometrima, površine *pn*-spojeva su reda veličine $20 \text{ } \mu\text{m}^2$ do $1000 \text{ } \mu\text{m}^2$, što rezultira s kapacitetima osiromašenog područja reda pF ili manje.

5.14. Mehanizmi proboja u reverzno polariziranom *pn*-spoju

Kao što je pokazano u dijelu 5.12., pri reverznoj polarizaciji *pn*-spoja kroz *pn*-spoj teče vrlo mala, ali ipak mjerljiva i konačna reverzna struja zasićenja. Osim kod sasvim malih reverznih napona, manjih od $3U_T$, ta struja kod idealnih *pn*-spojeva ne ovisi o reverznom naponu. Njezina gustoća određena je relacijom (5.107) koja upućuje na činjenicu da ta struja postoji zahvaljujući difuziji manjinskih nosilaca s jedne neutralne na drugu neutralnu stranu *pn*-spoja kroz osiromašeno područje u okolini *pn*-ravnine. Može se postaviti pitanje što će se dogoditi ako se napon reverzne polarizacije *pn*-spoja stalno povećava. Hoće li reverzna struja zasićenja kod svih napona ostati zanemarivo malog iznosa? Praktična opažanja pokazuju da će do određenog reverznog napona reverzna struja biti vrlo mala, da bi zatim počela sve brže rasti dostižući iznose koji mogu dovesti do strujne preopterećenosti silicija i do uništenja kristala zbog njegove pregrijanosti. Pojava naglog rasta reverzne struje kod određenog reverznog napona zove se **proboj *pn*-spoja** (engl. *pn junction breakdown*) jer *pn*-spoj »probija«, tj. ne blokira struju u reverznom smjeru. Reverzni napon kod kojeg dolazi do proboja zove se **probojni napon** (engl. *breakdown voltage*) i ovisno o strukturi *pn*-spoja može iznositi nekoliko V do nekoliko kV.

U osnovi postoje dva mehanizma proboja reverzno polariziranog *pn*-spoja:

- **lavinski proboj** (engl. *avalanche breakdown*),
- **tunelski ili Zenerov proboj** (engl. *tunneling or Zener breakdown*).

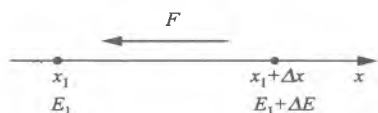
Prvi mehanizam temelji se na pojavama vezanim s korpuskularnom prirodom slobodnih nosilaca, a drugi na pojavama vezanim s njihovom valnom prirodom. Opisat ćemo ukratko oba mehanizma proboja.

5.14.1. Lavinski proboj

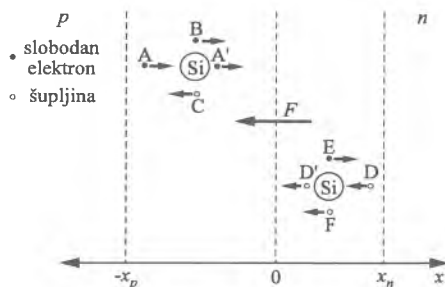
Pri reverznoj polarizaciji *pn*-spoja porast iznosa reverznog istosmjernog napona izaziva porast jakosti električnog polja u osiromašenom području. Maksimalno polje djeluje u ravnini *pn*-spoja. Kod skokovitog *pn*-spoja taj maksimalni iznos određen je relacijom (5.48) koja primjenom relacije (5.113) daje:

$$F_M = \left[\frac{2q}{\epsilon} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]^{1/2} [U_K + U_R]^{1/2}, \quad (5.138)$$

pri čemu predznak »minus« znači da je polje usmjereno od *n*-strane prema *p*-strani u smjeru $-x$. Maksimalno polje raste s drugim korijenom iz napona reverzne polarizacije. Pri reverznoj polarizaciji mogu kroz osiromašeno područje prolaziti samo manjinski nosioci, dakle šupljine s *n*-strane na *p*-stranu i slobodni elektroni s *p*-strane na *n*-stranu. Njih električno polje u osiromašenom području ubrzava tjerajući slobodne elektrone prema *n*-strani, a šupljine prema *p*-strani. Kako je koncentracija manjinskih nosilaca izuzetno niska, »promet« slobodnih nosilaca kroz osiromašeno područje je vrlo slabog intenziteta što rezultira vrlo niskim iznosom reverzne struje koja uz to ne ovisi o naponu ako je $U_R \geq 3U_T$. Električno polje u osiromašenom području ubrzava slobodne nosioce dajući im prirast kinetičke energije. Ako slobodan elektron na mjestu $x = x_1$ ima kinetičku energiju



Slika 5.20. Prirast kinetičke energije slobodnog elektrona pod djelovanjem električnog polja

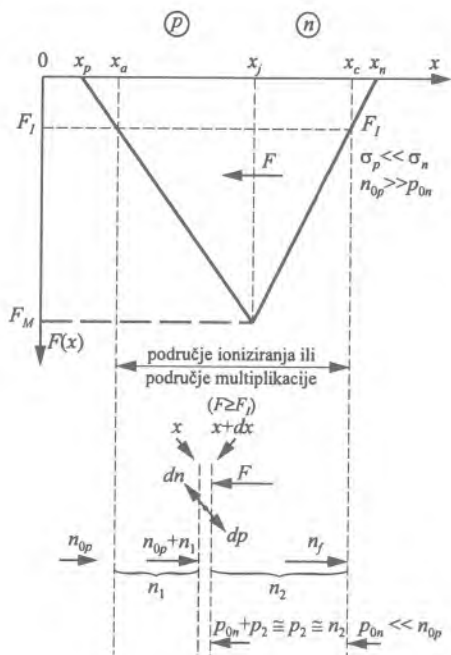


Slika 5.21. Ilustracija procesa ionizacije u osiromašenom području zbog sudara slobodnog elektrona A i šupljine D s neutralnim atomima silicija

$E = E_1$ (slika 5.20) i ako na njega djeluje polje F , tada će na putu Δx prirast kinetičke energije elektrona iznositi ΔE , pa je:

$$\Delta E = q \int_{x_1}^{x_1 + \Delta x} F dx. \quad (5.139)$$

Pretpostavimo li da je $E_1 = 0$, tada je ΔE istodobno i ukupna kinetička energija slobodnog elektrona na putu Δx u smjeru suprotnom smjeru polja. Pretpostavimo da slobodan elektron koji je krenuo iz položaja x_1 na mjestu $x_1 + \Delta x$ udari u neutralni atom silicija. Ako je energija ΔE jednaka ili veća od ionizacijske energije atoma silicija, doći će do razbijanja kovalentne veze i do generiranja para slobodan elektron - šupljina. Proces je opisan slikom 5.21. Slobodan elektron A udara u neutralni atom silicija stvarajući slobodan elektron B i šupljinu C. Nakon sudara elektron A nastavlja gibanje, ali uz smanjenje energije pa je označen sa A'. Prije sudara postojao je jedan elektron i jedan neutralni atom. Nakon sudara postoje dva slobodna elektrona, jedna šupljina i jedan ionizirani atom silicija. Pri tome je prevladavajući smjer gibanja elektrona u smjeru x , suprotnom smjeru polja, a šupljine u smjeru $-x$, u smjeru polja. Elektroni B i A', te šupljina C mogu pod djelovanjem polja dobiti prije sudara s nekim drugim neutralnim atomom silicija dovoljnu energiju za njegovo ioniziranje, pa se proces ioniziranja neutralnih atoma silicija nastavlja. Proces ioniziranja djelovanjem šupljine također je prikazan na slici 5.21. Šupljina D udari u neutralni atom silicija razbijajući kovalentnu vezu. Rezultira par slobodan elektron E i šupljina F, dok šupljina D koja je izazvala ioniziranje nastavlja put kao šupljina D' s manjom energijom od šupljine D. Opisani proces je točno inverzan procesu Augerove rekombinacije opisanom u odjeljku 3.8.4. jer u njemu sudjeluju tri nosioca, i to dva slobodna elektrona i jedna šupljina ili dvije šupljine i jedan slobodan elektron. Međutim, za razliku od Augerova procesa, koji je proces anihilacije, ovdje je u pitanju proces generacije slobodnih nosilaca. Za razliku od Augerova procesa, koji je vjerojatan samo pri visokim koncentracijama slobodnih nosilaca, ovaj proces uopće ne ovisi o njihovoj koncentraciji, već samo o jakosti električnog polja. Proces stvaranja parova slobodan elektron - šupljina zove se zbog sudara slobodnog nosioca s neutralnim atomom silicija **udarna ionizacija** (engl. *impact ionization*), a njemu



Slika 5.22. Uz opis pojava u području ionizacije ili multiplikacije. Širine strana p i n nisu u istom mjerilu (n strana je prikazana šira nego što odgovara realnosti)

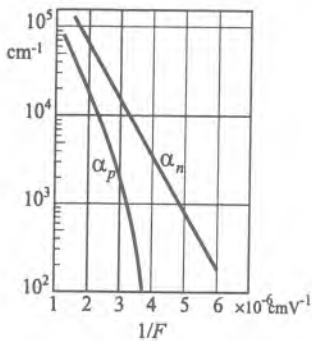
zirani pa je vjerojatnost njihovog ponovnog ioniziranja neznatna. Osim toga, njih je zanemarivo malo s obzirom na broj atoma silicija pa je i vjerojatnost da u njih udari slobodan nosilac vrlo mala s obzirom na vjerojatnost da isti nosilac udari u neionizirani atom silicija. Zato je pri opisu pojave lavinskog proboja uzeta u obzir samo pojava sudara slobodnog nosioca s neutralnim atomom silicija.

U daljoj analizi pojave lavinske multiplikacije pretpostavit ćemo skokoviti pn -spoj s koncentracijom donora na n -strani mnogo većom od koncentracije akceptora na p -strani pa se osiromašeno područje pretežno širi na p -stranu. Prema relaciji (5.107) prevladava tada elektronska komponenta u reverznoj struji zasićenja jer je zbog $N_D \gg N_A$ istodobno $n_{0p} \gg p_{0n}$. U osiromašenom području dakle prevladava transport slobodnih elektrona s p -strane na n -stranu u odnosu na transport šupljina u suprotnom smjeru. Uz vanjske rubove osiromašenog područja električno polje je slabo te slobodnim elektronima ne daje energiju potrebnu za ioniziranje neutralnih atoma silicija. Tu energiju može slobodnim elektronima dati polje jakosti iznad nekog minimalnog iznosa F_I . Bliže pn -ravni polje je sve jače, pa slobodnim elektronima daje sve veću kinetičku energiju povećavajući vjerojatnost procesa ioniziranja. Ioniziranje je najintenzivnije tamo gdje je polje najjače, a to je u ravni pn -spoja.

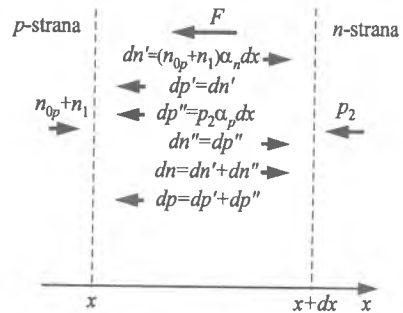
Ovisnost jakosti električnog polja o x -u u osiromašenom području prikazana je na gornjem dijelu slike 5.22., pri čemu je ishodište koordinatnog sustava po osi x smješteno

pridružen proces povećanja broja slobodnih nosilaca nakon sudara **multiplikacija** (engl. *multiplication*). Ako se proces multiplikacije ne ograniči, kod dovoljno visokog iznosa jakosti električnog polja može nekontrolirano porasti broj slobodnih nosilaca i stvoriti njihovu lavinu, odnosno **lavinsku multiplikaciju** (engl. *avalanche multiplication*). Rezultat je **lavinski proboj** uz nagli rast reverzne struje kroz pn -spoj pri konstantnom reverznom naponu. Ako se rast struje ne ograniči, može se pn -spoj pregrijati i toplinski uništiti. Reverzni napon kod kojega dolazi do proboja pn -spoja zove se **probojni napon** (engl. *avalanche voltage*) i on kod te vrste proboja redovito iznosi više od 6 V.

U kvalitativnom opisu pojave lavinskog proboja pretpostavili smo da do pojave ioniziranja dolazi zbog sudara slobodnih nosilaca s neutralnim atomima silicija. Međutim, u osiromašenom području postoje još i ionizirani atomi silicija i atomi primjesa. Njihovo postojanje i djelovanje na opisani proces međutim možemo zanemariti jer je na sobnoj temperaturi samo 1 na svakih 10^{12} atoma silicija ioniziran kroz mehanizam toplinske generacije slobodnih nosilaca. Donori i akceptor su na sobnoj temperaturi svi ioni-



Slika 5.23. Ovisnost ionizacijskih koeficijenata slobodnih elektrona α_n i šupljina α_p o jakosti električnog polja u siliciju



Slika 5.24. Pojave multiplikacije nosilaca u infinitezimalnom sloju između ravnina x i $x+dx$ u području multiplikacije

na neutralnoj p -strani. Početak osiromašenog područja na p -strani udaljen je za x_p od ishodišta u smjeru pozitivne osi x . Na udaljenosti x_j smješten je pn -spoj, a na udaljenosti x_n završava osiromašeno područje na n -strani. U ovom slučaju je širina osiromašenog područja na n -strani $x_n - x_j$, a na p -strani $x_j - x_p$. Na slici su naznačene i apscisne vrijednosti x_a i x_c kojima odgovara minimalni iznos polja F_I koje slobodnim elektronima daje energiju dovoljnu za ioniziranje neutralnih atoma silicija. Područje $x_a \leq x \leq x_c$ je **područje ioniziranja ili područje multiplikacije**. Pojave u tom području detaljnije su opisane na donjem dijelu slike 5.22. U to područje pod djelovanjem električnog polja dolaze manjinski slobodni elektroni koncentracije n_{0p} iz neutralne p -strane. Između ravnine x_a i proizvoljne ravnine x u osiromašenom području procesom udarnog ioniziranja stvori se n_1 novih slobodnih elektrona tako da kroz ravninu x prolazi $n_{0p} + n_1$ slobodnih elektrona. Za detaljniji opis pojave ioniziranja uvodimo veličinu **ionizacijski koeficijent elektrona** (engl. *electron ionization coefficient*) α_n . Definiramo ga kao broj parova elektron - šupljina koje jedan elektron stvori udarnim ioniziranjem na putu od jednog centimetra, pa se izražava u cm^{-1} . Slično se definira i **ionizacijski koeficijent šupljina** (engl. *hole ionization coefficient*) α_p . Zbog različitih efektivnih masa elektrona i šupljina općenito je $\alpha_n \neq \alpha_p$. Izuzetak su neki složeni poluvodiči kao GaP i SiC. Kako jedan slobodan elektron na putu od jednog centimetra stvori α_n parova elektron - šupljina, na putu dx na slici 5.22. on stvori $\alpha_n dx$ parova. Simbolički možemo za ioniziranje slobodnim elektronom i šuplinom pisati:

$$\begin{aligned} 1 \text{ slobodan elektron} &\xrightarrow{dx} \alpha_n dx \text{ parova elektron - šupljina,} \\ 1 \text{ šupljina} &\xrightarrow{dx} \alpha_p dx \text{ parova elektron - šupljina.} \end{aligned} \quad (5.140)$$

Koeficijenti α_n i α_p ovise o energiji nosilaca koji izazivaju ioniziranje, a ta energija ovisi o x -u, pa su α_n i α_p također ovisni o x -u. Ta je ovisnost u realnim pn -spojevima komplicirana i ovdje nećemo detaljnije u to ulaziti. Mjerenja pokazuju da je u siliciju α_n tri do trideset puta veći od α_p (slika 5.23) pa ioniziranje slobodnim elektronima ima jače djelovanje od ioniziranja šupljinama. Prema simboličkoj relaciji (5.140) n slobodnih elektrona na putu dx stvorit će $n\alpha_n dx$ parova slobodan elektron-šupljina pa vrijedi:

$$n \xrightarrow{dx} n \alpha_n dx. \quad (5.141)$$

Između ravnina x_a i x stvara se n_1 slobodnih elektrona pa ih u ravnini x ima $n_{0p} + n_1$. Na putu dx između ravnina x i $x + dx$ stvara se zbog ioniziranja elektronima koji dolaze s lijeve strane dodatnih dn' elektrona prema relaciji:

$$dn' = (n_{0p} + n_1) \alpha_n dx = dp'. \quad (5.142)$$

Kako se slobodni elektroni i šupljine stvaraju u parovima, uz dn' slobodnih elektrona stvara se i dp' šupljina, pri čemu je $dp' = dn'$ (slika 5.24). Pri tome novostvoreni elektroni dn' putuju pod djelovanjem polja prema n -strani, a novostvorene šupljine dp' prema p -strani. Na infinitezimalnom dijelu puta dx ioniziranje ne izazivaju samo elektroni koji stižu s lijeve strane, već i šupljine koje stižu s desne strane ravnine x . Prirast broja šupljina u dijelu dx je:

$$dp'' = (p_{0n} + p_2) \alpha_p dx = dn'', \quad (5.143)$$

gdje je p_2 broj šupljina stvorenih ioniziranjem u prostoru između x_c i $x + dx$ na slici 5.22. Kako je n -strana po pretpostavci mnogo vodljivija od p -strane, može se zanemariti p_{0n} pa (5.143) prelazi u:

$$dp'' = p_2 \alpha_p dx = dn'', \quad (5.144)$$

pri čemu je dn'' broj slobodnih elektrona stvorenih na putu dx jer se i ovdje slobodni elektroni i šupljine stvaraju u parovima. Prema slici 5.24. ukupan prirast broja slobodnih elektrona na putu dx je:

$$dn = dn' + dn'' = (n_{0p} + n_1) \alpha_n dx + p_2 \alpha_p dx. \quad (5.145)$$

Na mjestu $x = x_c$ broj slobodnih elektrona n_f je:

$$n_f = n_{0p} + n_1 + n_2, \quad (5.146)$$

gdje je n_2 broj slobodnih elektrona stvorenih u prostoru između x i x_c . Kako se slobodni elektroni i šupljine stvaraju u parovima, mora biti:

$$n_2 = p_2, \quad (5.147)$$

pa relacija (5.145) uz (5.146) i (5.147) prelazi u:

$$\frac{dn}{dx} = (n_{0p} + n_1)(\alpha_n - \alpha_p) + n_f \alpha_p. \quad (5.148)$$

U općem slučaju može se pisati $n_1 = n$ jer je položaj ravnine x proizvoljan u intervalu $[x_a, x_c]$ pa (5.148) prelazi u:

$$\frac{dn}{dx} = (n_{0p} + n)(\alpha_n - \alpha_p) + n_f \alpha_p. \quad (5.149)$$

Diferencijalna jednadžba (5.149) može se pisati u obliku:

$$\frac{dn}{dx} + P(x)n = Q(x), \quad (5.150)$$

gdje je:

$$\begin{aligned} P(x) &= \alpha_p - \alpha_n, \\ Q(x) &= n_f \alpha_p - (\alpha_p - \alpha_n)n_{0p}, \end{aligned} \quad (5.151)$$

i to je linearna diferencijalna jednadžba. Da bi se dobilo rješenje te diferencijalne jednadžbe, treba poznavati ovisnosti α_n i α_p o x -u u analitičkom obliku, što je komplicirano. Dobar kvalitativan uvid u pojavu opisanu tom jednadžbom može se dobiti u specijalnom slučaju kada je $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, što je točno u slučaju GaP i SiC. Tada je $P(x) = 0$ i $Q(x) = n_f \alpha$ pa (5.150) prelazi u:

$$\frac{dn}{dx} = n_f \alpha. \quad (5.152)$$

Integriranjem preko područja multiplikacije od $x = x_a$, gdje je $n = n_{0p}$, do $x = x_c$, gdje $n = n_f$, dobiva se rješenje oblika:

$$n_f - n_{0p} = n_f \int_{x_a}^{x_c} \alpha dx. \quad (5.153)$$

Uvodimo veličinu **faktor multiplikacije M** (engl. *multiplication factor*), koja se definira kao omjer broja slobodnih elektrona na izlazu iz područja multiplikacije i broja elektrona na ulazu u to područje:

$$M = \frac{n_f}{n_{0p}}. \quad (5.154)$$

Pomoću te relacije relacija (5.153) prelazi u:

$$M = \frac{n_f}{n_{0p}} = \frac{1}{1 - \int_{x_a}^{x_c} \alpha dx}. \quad (5.155)$$

Faktor multiplikacije ovdje je definiran pomoću omjera broja elektrona na rubovima

područja multiplikacije pa je to faktor multiplikacije elektrona. Slično se pomoću omjera broja šupljina definira i faktor multiplikacije šupljina. Do proboja dolazi kada $M \rightarrow \infty$ jer tada mali broj slobodnih elektrona na ulazu u područje multiplikacije stvara lavinu na izlazu iz tog područja. Uvjet $M \rightarrow \infty$ prema relaciji (5.155) uključuje uvjet:

$$\int_{x_a}^{x_c} \alpha dx \rightarrow 1. \quad (5.156)$$

Ta relacija, iako teorijski egzaktna, ne može se primijeniti izravno u određivanju iznosa probojnog polja i napona zbog nepoznavanja točne ovisnosti ionizacijskog koeficijenta o x -u. U praktičnim primjenama α se kao funkcija jakosti električnog polja može modelirati približnim izrazom oblika:

$$\alpha = A_1 F \exp \frac{-A_2}{F}, \quad (5.157)$$

gdje su A_1 i A_2 parametri ovisni o vrsti poluvodiča. Ionizacijski faktor je izrazita funkcija jakosti polja, pa i faktor multiplikacije mora znatno ovisiti o jakosti polja kod onih iznosa jakosti polja kod kojih dolazi do proboja. Kako je polje određeno reverznim naponom, faktor multiplikacije će u blizini probojnog napona vrlo brzo rasti s porastom napona. Zbog poteškoća u evaluaciji intergrala (5.156) teško je izvesti točan analitički izraz za ovisnost faktora multiplikacije o reverznom naponu. Zato se u tu svrhu primjenjuje dovoljno točna empirijska relacija oblika:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_R}{U_B} \right)^n}, \quad 2 \leq n \leq 6, \quad (5.158)$$

gdje je U_B probojni napon. Iznos parametra n određen je vrstom poluvodiča i *pn*-spoja. Iznos probojnog napona U_B može se procijeniti pomoću izraza za maksimalnu jakost polja u osiromašenom području. Pretpostavimo li jednostrani skokoviti *pn*-spoj s $N_D \gg N_A$, tada relacija (5.138) prelazi u:

$$F_M = - \left[\frac{2q N_A}{\epsilon} \right]^{1/2} [U_K + U_R]^{1/2}. \quad (5.159)$$

Proboj se događa kada F_M dostigne kritični iznos kod kojeg je α takav da je ispunjen uvjet (5.156). Taj iznos polja označit ćemo sa F_{KRIT} . Tada je U_R jednak probojnom naponu U_B . Relacija (5.159) daje u tom slučaju

$$U_B = \frac{\epsilon}{2q} \cdot \frac{F_{KRIT}^2}{N_A} - U_K. \quad (5.160)$$

Redovito je kod lavinskog probvoja U_B bar deset puta veći od U_K pa je približno:

$$U_B = \frac{\varepsilon}{2q} \cdot \frac{F_{KRIT}^2}{N_A} \sim \frac{1}{N_A}. \quad (5.161)$$

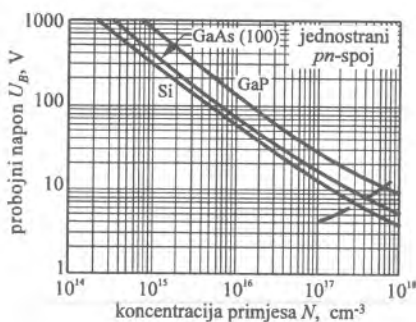
Kod jednostranog *pn*-spoja probojni napon opada pri porastu koncentracije primjesa na slabije vodljivoj strani *pn*-spoja.

Sličnim se postupkom, polazeći od relacija (5.94) i (5.99), dobiva za probojni napon linearno-postupnog *pn*-spoja:

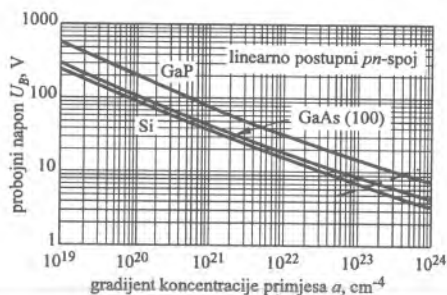
$$U_B = \frac{4}{3} F_{KRIT}^{3/2} \left(\frac{2\varepsilon}{q} \right)^{1/2} a^{-1/2}. \quad (5.162)$$

Ovisnost probojnog napona o koncentraciji primjesa N na slabije vodljivoj strani jednostranog skokovitog *pn*-spoja opisana je slikom 5.25. za silicij, galij-arsenid i galij-fosfid. Isprekidana krivulja na slici označava maksimalnu koncentraciju primjesa kod koje prevladava mehanizam lavinskog probvoja. Kod većih koncentracija javlja se tunelski mehanizam probvoja pa krivulje na slici treba u tom području korigirati. Kod galij-arsenida probojni napon ovisi o kristalnoj orijentaciji, pa je na slici 5.25. dana krivulja ovisnosti probojnog napona o koncentraciji primjesa za *pn*-spoj s kristalnom orijentacijom [1 0 0]. Kod svih poluvodičkih materijala očito je da tok krivulje na slici 5.25. potvrđuje kvalitativnu ispravnost relacije (5.161). Pri tome poluvodički materijal s većom širinom zabranjenog pojasa daje *pn*-spoj s višim iznosom probojnog napona. To je posve u skladu s činjenicom da je kod veće širine zabranjenog pojasa potrebna veća energija za ioniziranje atoma silicija u proces udarnog ioniziranja.

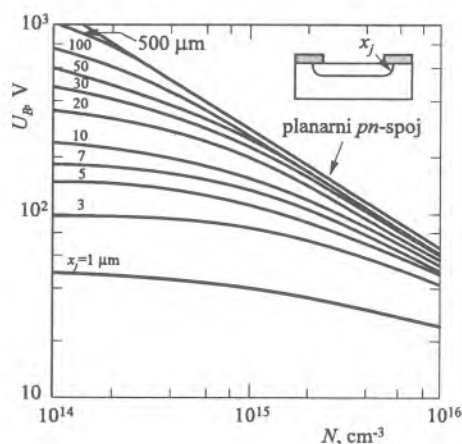
Ovisnost probojnog napona o gradientu koncentracije primjesa a kod linearno-postupnog *pn*-spoja prikazana je na slici 5.26. za silicij, galij-arsenid i galij-fosfid. Ispre-



Slika 5.25. Probijni napon U_B kao funkcija koncentracije primjesa N na slabije vodljivoj strani skokovitog *pn*-spoja za tri različita materijala. Isprekidana krivulja označava maksimalnu koncentraciju primjesa kod koje prevladava mehanizam lavinskog probvoja



Slika 5.26. Ovisnost probojnog napona U_B o gradientu koncentracije primjesa a kod linearno-postupnog *pn*-spoja za tri različita materijala. Isprekidana krivulja označava maksimalni iznos gradienta koncentracije primjesa kod kojega prevladava mehanizam lavinskog probvoja

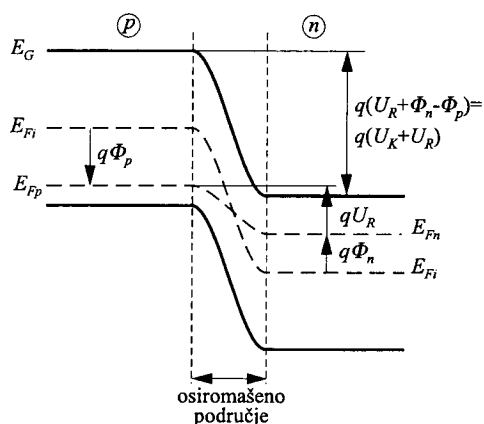


Slika 5.28. Ovisnost probojnog napona U_B o koncentraciji primjese N na slabije vodljivoj strani skokovitog pn -spoja uz polumjer zakrivljenosti x_j kao parametar

Do sada provedena analiza odnosi se na planarni pn -spoj, pri čemu je električno polje duž pn -spoja homogeno te do pojave proboja dolazi praktički istovremeno duž cijelog pn -spoja. Kod realnih pn -struktura u većini slučajeva pn -spoj izlazi na oksidiranu površinu silicija zbog čega dolazi do odstupanja od planarne geometrije i do pojave zakrivljenih dijelova pn -spoja (v. npr. sliku 4.19). U tim zakrivljenim dijelovima jača je koncentracija silnica električnog polja pa je i polje jače. Pri porastu reverznog napona u zakrivljenim dijelovima pn -spoja prije će biti dostignut kritični iznos jakosti električnog polja potreban za lavinski proboj, pa tu on i počinje, da bi se potom proširio i na ravne dijelove pn -spoja. Pretpostavi li se da je radijus zakrivljenosti zakrivljenih dijelova konstantan i da iznosi x_j , koliko iznosi i dubina pn -spoja na njegovu ravnom dijelu, tada se utjecaj radijusa zakrivljenosti na probojni napon može opisati krivuljama na slici 5.28. Probojni napon kod konstantnog iznosa koncentracije primjese na slabije vodljivoj strani pn -spoja opada kada se x_j smanjuje. Kod tranzistora u sklopovima vrlo visokog stupnja integracije pn -spojevi su vrlo plitki (najčešće ispod $1\ \mu\text{m}$), što vodi često na vrlo niske radne napone jer su i probojni naponi niski.

5.14.2. Tunelski ili Zenerov proboj

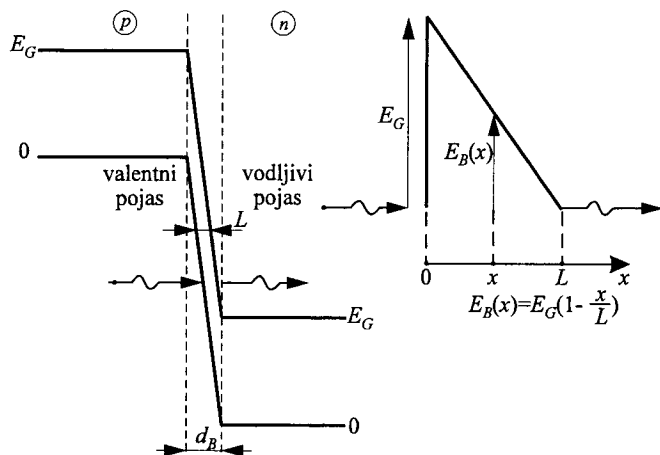
U skladu s relacijom (5.138) pri konstantnom naponu reverzne polarizacije U_R maksimalno polje u osiromašenom području raste s porastom koncentracije primjese na p -strani i n -strani pn -spoja. Istodobno prema relaciji (5.111) suzuje se osiromašeno područje. U tim uvjetima može se dogoditi da električno polje djeluje na valentne elektrone u atomima silicija silom dovoljnom za izravno kidanje kovalentne veze, što stvara par slobodan elektron-šupljina. Stvoreni par slobodnih nosilaca nakon toga sudjeluje u procesu vođenja. Gledano pomoću energetskog dijagrama, proces se može opisati kao prijelaz valentnog elektrona preko zabranjenog pojasa u vodljivi pojas bez posredovanja treće čestice (što je bio slučaj u procesu lavinske multiplikacije). Pojava je kod određene jakosti električnog polja dovoljno intenzivna da proizvede efekt proboja pri reverznim naponima ispod približno $5\ \text{V}$ kod silicijskih pn -spojeva. Taj tip proboja zove se **Zenerov** ili **tunelski**



Slika 5.29. Energetski dijagram *pn*-spoja polariziranog reverznim naponom U_R

između neutralnih strana *n* i *p* prema slici 5.12. priključi reverzni napon U_R , raste potencijalna barijera s iznosa U_K na iznos $U_K + U_R$. Pojava se opisuje »spuštanjem« *n*-strane energetskog dijagrama za qU_R prema slici 5.29., što se svodi na pomak Fermijeva nivoa na *n*-strani za qU_R prema dolje s obzirom na Fermijev nivo na *p*-strani. Reverzni napon doveo je do narušavanja konstantnosti Fermijeva nivoa kroz strukturu *pn*-spoja jer je narušeno stanje termodinamičke ravnoteže. S porastom reverznog napona povećava se visina potencijalne barijere, dok s porastom koncentracija primjesa na stranama *p* i *n* barijera postaje uža. Na slici 5.30. prikazana je vrlo uska *pn*-barijera. Veliki broj elektrona u valentnom pojasu na neutralnoj *p*-strani odvojen je vrlo uskom potencijalnom barijerom od slobodnih energetske nivoa u vodljivom pojasu na neutralnoj *n*-strani. Zahvaljujući valnoj prirodi elektrona, postoji mala, ali konačna vjerojatnost da elektron iz valentnog

proboj i pripisuje se direktnom tuneliranju valentnih elektrona s *p*-strane u vodljivi pojas na *n*-strani *pn*-spoja. Zbog kompliciranih fizikalnih pojava u samom tunnelskom probodu ovdje donosimo pojednostavljeni opis koji je kvalitativno dovoljno korektan. Poći ćemo od energetskog dijagrama *pn*-spoja u stanju ravnoteže (slika 5.5.c) i prilagoditi ga reverznoj istosmjernoj polarizaciji. Kada se *pn*-spoj nalazi u stanju ravnoteže, tada između neutralne *n*-strane i neutralne *p*-strane postoji potencijalna razlika $U_K = \Phi_n - \Phi_p$, odnosno potencijalna barijera ili *pn*-barijera iste visine U_K . Da bi slobodan elektron iz vodljivog pojasa neutralne *n*-strane dospio u vodljivi pojas neutralne *p*-strane, on mora savladati potencijalnu barijeru visine U_K . Kada se



Slika 5.30. Tuneliranje valentnih elektrona s neutralne *p*-strane kroz vrlo usku barijeru u vodljivi pojas na neutralnoj *n*-strani *pn*-spoja. Aproximacija stvarne *pn*-barijere trokutastim oblikom

pojasu na p -strani protunelira kroz vrlo usku barijeru u vodljivi pojas na n -strani. Kako je koncentracija valentnih elektrona u siliciju reda veličine 10^{22} cm^{-3} , čak i vrlo mala vjerojatnost tuneliranja može dati visoke iznose gustoće struje tuneliranja. Vjerojatnost tuneliranja je eksponencijalna funkcija debljine barijere pa je tuneliranje moguće samo pri vrlo uskim barijerama reda nekoliko nm koje postoje u jako dopiranim pn -spojevima. Zbog boljeg opisa pojave tuneliranja aproksimirat ćemo energetske barijeru trokutastim oblikom na slici 5.30. Visina energetske barijere opada linearno od iznosa E_G na mjestu dolaska valentnog elektrona do barijere ($x = 0$) do iznosa 0 na mjestu $x = L$, gdje barijera prestaje. Na mjestu $0 \leq x \leq L$ visina energetske barijere $E_B(x)$ iznosi:

$$E_B(x) = E_G \left(1 - \frac{x}{L} \right). \quad (5.165)$$

Iz slike 5.30. je očito da treba razlikovati širinu energetske barijere L od širine osiromašenog područja d_B i da je $L < d_B$. Kasnije ćemo definirati odnos među tim veličinama analitičkom relacijom.

Metodama kvantne mehanike za **vjerojatnost tuneliranja** (engl. *probability of tunneling*) kroz potencijalnu barijeru visine E_B dobiva se približan izraz:

$$p = \exp \left[-2 \int_0^L \left(\frac{2m_n^* E_B}{\hbar^2} \right)^{1/2} dx \right], \quad (5.166)$$

gdje je m_n^* efektivna masa elektrona, a $\hbar$ reducirana Planckova konstanta ($= h / 2\pi$). Relacija za vjerojatnost tuneliranja u prethodnom obliku poznata je pod nazivom **WKB aproksimacija**³. Uvrštenjem izraza za $E_B(x)$ u izraz za P dobiva se nakon integriranja vjerojatnost tuneliranja P :

$$P = \exp \left(-\frac{qBL}{E_G} \right), \quad (5.167)$$

gdje je:

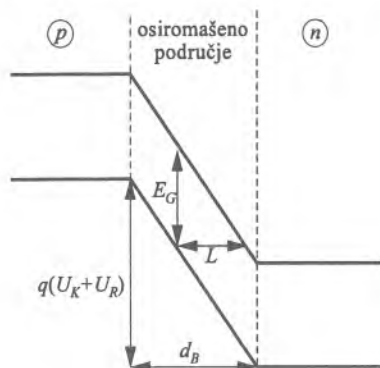
$$B = \frac{4\sqrt{2m_n^*}}{3q\hbar} E_G^{3/2}. \quad (5.167a)$$

Veličina

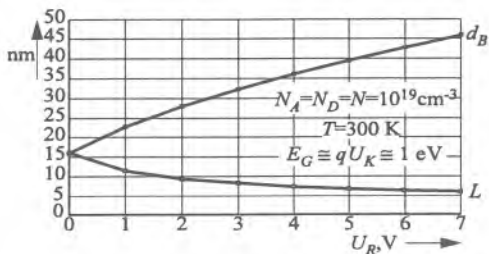
$$\frac{E_G}{qL} = \bar{F} \quad (5.168)$$

ima značenje srednje vrijednosti jakosti električnog polja u barijeri pa se vjerojatnost tuneliranja može pisati u obliku:

³ WKB su prva slova prezimena istraživača Wentzela, Kramersa i Brillouina, koji su međusobno neovisno predložili približno rješenje valne Schrödingerove jednačbe iz kojeg proizlazi relacija (5.166).



Slika 5.31. Uz određivanje širine pn-barijere L



Slika 5.32. Ovisnost širine osiromašenog područja d_B i širine pn-barijere L o istosmjernom reverznom naponu U_R za simetrični skokoviti pn-spoj

$$P = \exp\left(-\frac{B}{F}\right). \quad (5.169)$$

Za određivanje **struje tuneliranja** (engl. *tunneling current*) potrebno je poznavanje vjerojatnosti tuneliranja, a ona ovisi o širini barijere L . Ta se širina može procijeniti ako se promjena energije u području barijere aproksimira linearnim zakonom, što je već učinjeno pri definiranju trokutaste barijere. Postupak je vidljiv iz slike 5.31. Geometrijski odnosi na toj slici daju vezu između širine barijere L i širine osiromašenog područja d_B u obliku:

$$L = \frac{E_G}{q(U_K + U_R)} d_B. \quad (5.170)$$

Primjenom relacije (5.111) dobiva se:

$$L = \frac{E_G}{q} \left[\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{-1/2} [U_K + U_R]^{-1/2}. \quad (5.171)$$

Dok se prema relaciji (5.111) s porastom reverznog napona povećava širina osiromašenog područja, prema relaciji (5.171) se s porastom reverznog napona širina energetske barijere smanjuje, što prema relaciji (5.167) vodi ka povećanju vjerojatnosti tuneliranja. Množenjem izraza za širinu osiromašenog područja i širinu energetske barijere dobiva se:

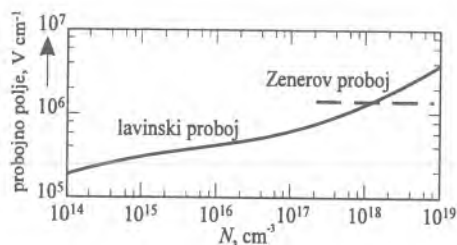
$$L d_B = \frac{2\epsilon}{q^2} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) E_G = \text{konst.} \quad (5.172)$$

Kako se pri visokim koncentracijama primjesa širina zabranjenog pojasa E_G zbog dege-

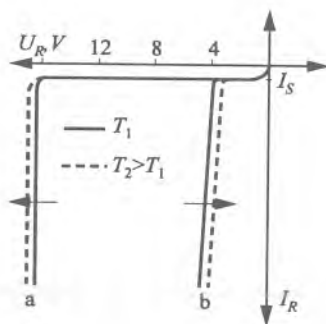
nerativnih efekata smanjuje s porastom koncentracije primjese, za E_G treba uzeti korigirani iznos koji vrednuje različite stupnjeve degeneracije strana p i n . Ako je skokoviti pn -spoj simetričan, tada za E_G treba uzeti korigirani iznos prema relacijama za suženje zabranjenog pojasa iz dijela 2.12. Neovisno o utjecaju degenerativnih efekata prema relaciji (5.172) umnožak širine osiromašenog područja i širine energetske barijere ne ovisi o priključenom reverznom naponu pa porast širine osiromašenog područja izaziva odgovarajući pad širine energetske barijere. Ovisnost širine osiromašenog područja d_B i širine energetske barijere L o istosmjernom reverznom naponu U_R za simetričan skokoviti pn -spoj s koncentracijama primjese $N_A = N_D = N = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, na sobnoj temperaturi, prikazana je grafički na slici 5.32. Pri tome je vrlo približno $E_G \approx qU_K \approx 1 \text{ eV}$. Kako se s porastom iznosa reverznog napona širina energetske barijere smanjuje, prema relaciji (5.167) raste vjerojatnost tuneliranja. Prema relaciji (5.168) smanjenje širine energetske barijere povećava srednje polje u barijeri, što prema relaciji (5.169) opet vodi ka porastu vjerojatnosti tuneliranja.

Do znatnih iznosa struje tuneliranja dolazi već pri vjerojatnosti tuneliranja reda 10^{-7} , čemu odgovaraju jakosti električnog polja u pn -barijeri reda 10^6 V cm^{-1} uz širinu barijere ispod 10 nm . Probojni naponi pri kojima se to događa obično su kod silicijskih pn -spojeva ispod 5 V . Ovisnost probojnog električnog polja o koncentraciji primjese na slabije dopiranoj strani pn -spoja prikazana je na slici 5.33. Lavinski proboj prevladava u području koncentracije primjese do približno 10^{18} cm^{-3} , a Zenerov proboj u području od približno 10^{18} cm^{-3} prema višim koncentracijama. Kod koncentracija iznad približno $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Fermijev nivo leži u vodljivom pojasu na n -strani i u valentnom pojasu na p -strani, što pojave u pn -spoju čini još složenijim. Te pojave vode na **tunelsku** ili **Esakijevu diodu** (engl. *tunnel ili Esaki diode*).

Lavinski proboj i Zenerov proboj razlikuju se po fizikalnom mehanizmu koji ih generira. Međutim, ti se mehanizmi međusobno ne isključuju. Zenerov mehanizam postoji pri svim koncentracijama primjese, međutim vjerojatnost tuneliranja opada pri smanjivanju koncentracije primjese, što povećava utjecaj lavinske multiplikacije. S porastom koncentracije primjese raste vjerojatnost tuneliranja, dok mehanizam lavinske multiplikacije



Slika 5.33. Ovisnost probojnog električnog polja o koncentraciji primjese na slabije vodljivoj strani skokovitog pn -spoja. Označena su područja lavinskog i Zenerova proboja



krivulja a: lavinski proboj, $U_B \approx 16 \text{ V}$

krivulja b: tunelski proboj, $U_B \approx 4 \text{ V}$

Slika 5.34. Probojne karakteristike pn -spoja pri lavinskom i Zenerovom ili tunelskom probiju za dvije različite temperature T_1 i $T_2 > T_1$

slabi pa raste vjerojatnost Zenerova proboja. U području probojnih napona između 5 i 6 V oba mehanizma proboja u silicijskim *pn*-spojevima jednako su vjerojatna. Kriterij za identificiranje vrste proboja uključuje tri faktora:

- iznos reverznog probojnog napona,
- temperaturni koeficijent probojnog napona,
- brzinu rasta struje u području proboja.

Lavinski proboj nastupa kod probojnih napona iznad približno 6 V, dok Zenerov proboj prevladava ispod 5 V. Međutim, sam iznos probojnog napona nije dovoljan kriterij. Pouzdaniji kriterij je temperaturni koeficijent probojnog napona. Pod temperaturnim koeficijentom bilo koje fizikalne veličine Z podrazumijeva se omjer relativne promjene te veličine pri porastu temperature podijeljen porastom temperature dT :

$$\alpha = \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dT}. \quad (5.173)$$

Ako se Z pri porastu temperature povećava, tada je $\alpha > 0$. Ako se Z pri porastu temperature smanjuje, tada je $\alpha < 0$. Ako Z temperaturno ne ovisi, tada je $\alpha = 0$. Ako je probojni napon U_B , tada je temperaturni koeficijent probojnog napona:

$$\alpha = \frac{1}{U_B} \cdot \frac{dU_B}{dT}. \quad (5.174)$$

Pri lavinskom probou je $\alpha > 0$ jer probojni napon raste pri porastu temperature. Pri Zenerovu probou je $\alpha < 0$ jer probojni napon opada pri porastu temperature. Razlog za $\alpha > 0$ pri lavinskom probou je smanjenje srednjeg slobodnog puta slobodnog elektrona (i šupljine) pri porastu temperature, čime se smanjuje energija dobivena na tom putu, a time i energija kojom se elektron sudara s neutralnim atomom silicija. Da bi se taj gubitak energije nadoknadio, mora se povećati jakost električnog polja, a za to je potrebno povećanje reverznog napona. Kod Zenerova mehanizma porast temperature vodi ka porastu toka valentnih elektrona raspoloživih za tuneliranje pa se probojni napon smanjuje. Kod probojnih napona između 5 i 6 V simultano postoji lavinska multiplikacija i Zenerovo tuneliranje pa se u tom području reverznih napona teorijski može postići nulti iznos temperaturnog koeficijenta probojnog napona. Na primjeni te pojave temelji se realizacija **naponskih referentnih izvora** (engl. *voltage reference source*).

Treći faktor u identificiranju vrste proboja je brzina rasta struje u području proboja. Taj rast je brži kod lavinskog proboja. Razlog za vrlo brz rast struje pri lavinskom probou je lavinska multiplikacija koja kada počne sama sebe podržava bez potrebe da se polje dalje pojačava. Kod Zenerova proboja nema multiplikacije pa je za porast struje potrebno bar malo povećanje reverznog napona da bi se potencijalna barijera suzila i time povećala vjerojatnost tuneliranja.

Probojne karakteristike *pn*-spoja pri lavinskom i Zenerovu *pn*-spoju prikazane su na slici 5.34. za dvije različite temperature T_1 i $T_2 > T_1$. Krivulja *a* odgovara lavinskom, a krivulja *b* Zenerovu probou. Obje karakteristike crtane su u trećem kvadrantu iz razloga koji će biti navedeni kasnije pri analizi strujno-naponskih ovisnosti *pn*-spoja. Pri reverznom naponu manjem od probojnog reverzna struja jednaka je reverznoj struji zasićenja I_S

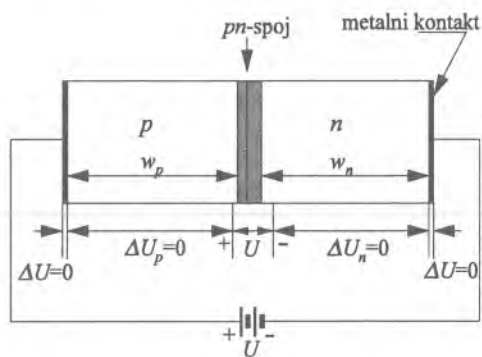
(rel. 5.110), a kod reverznog napona jednakog probojnom naponu naglo raste reverzna struja. Pri tome je uočljiva razlika u iznosima probojnih napona pri lavinskom i Zenerovu probiju, kao i razlika u smjeru pomaka probojnih karakteristika pri porastu temperature. Vidljiv je i brži rast struje s porastom reverznog napona pri lavinskom probiju.

Poluvodičke *pn*-diode koje rade u području proboja imaju jasno definiran probojni napon. Neovisno o dominantnom mehanizmu proboja te se diode zovu **Zenerove diode**.

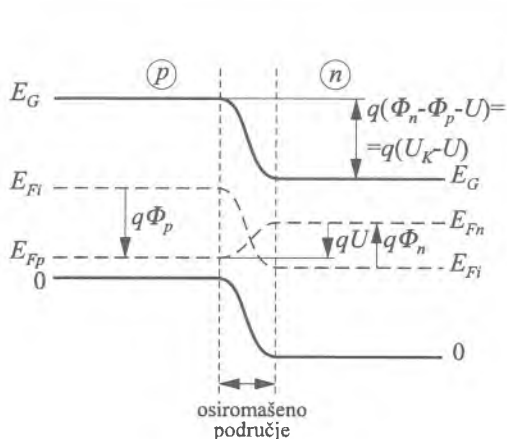
5.15. Direktno ili propusno polariziran *pn*-spoj

Pod **direktno ili propusno polariziranim *pn*-spojem** (engl. *forward biased pn junction*) podrazumijeva s *pn*-spoj polariziran istosmjernim naponom U s pozitivnim polom na *p*-strani i s negativnim polom na *n*-strani *pn*-strukture (slika 5.35). Posljedica djelovanja propusnog napona U je smanjenje potencijalne razlike između strana *n* i *p* *pn*-spoja s iznosa U_K u ravnotežnom stanju na iznos $U_K - U < U_K$, što slijedi iz energetskog dijagrama na slici 5.36. Pri tome pretpostavljamo da su padovi napona na neutralnim stranama *p* i *n* jednaki nuli ($\Delta U_n = \Delta U_p = 0$). Isto pretpostavljamo i za padove napona na metalnim kontaktima na stranama *p* i *n* ($\Delta U = 0$). U tom se slučaju sav vanjski napon U troši na propusno polariziranom *pn*-spoju. Smanjenjem potencijalne razlike između strana *n* i *p* smanjuje se jakost električnog polja u osiromašenom području s obzirom na stanje ravnoteže, kada djeluje samo ugrađeno električno polje. Rezultirajuće električno polje nije dovoljno jako da spriječi difuzijsko gibanje većinskih slobodnih elektrona s neutralne *n*-strane na neutralnu *p*-stranu te počinje **injekcija** slobodnih elektrona s *n*-strane kroz osiromašeno područje na *p*-stranu. Rezultat injekcije slobodnih elektrona je povećanje koncentracije slobodnih manjinskih elektrona na neutralnoj *p*-strani prema slici 5.37. U ravnini $x = 0$ (početak osi x na neutralnoj *p*-strani) je koncentracija slobodnih elektrona u uvjetima propusne polarizacije jednaka n_{p0} i ona je veća od ravnotežne koncentracije slobodnih elektrona n_{0p} . S porastom x -a koncentracija slobodnih elektrona opada zbog rekombinacije elektrona s većinskim šupljinama težeći ravnotežnoj koncentraciji n_{0p} . Slično tome događa se **injekcija** većinskih šupljina s *p*-strane kroz osiromašeno područje na *n*-stranu, što dovodi do porasta koncentracije šupljina na mjestu $x = 0$ na početku neutralne *n*-strane s ravnotežnog iznosa p_{0n} na iznos p_{n0} . Injektirane šupljine difundiraju duž osi x rekombinirajući s većinskim elektronima pa koncentracija šupljina teži k ravnotežnoj koncentraciji p_{0n} . Gibanje slobodnih nosilaca generira difuzijsku struju elektrona na *p*-strani i šupljina na *n*-strani. Te su struje najveće tamo gdje su gradijenti koncentracije odgovarajućih slobodnih nosilaca najveći, a to je na mjestima gdje je $x = 0$ na slici 5.37.

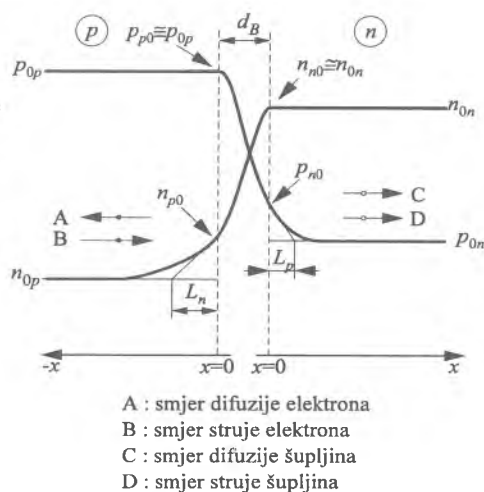
U daljoj analizi pretpostavit ćemo da su ispunjeni uvjeti za rad u **režimu niske**



Slika 5.35. Direktno ili propusno polarizirani *pn*-spoj



Slika 5.36. Energetski dijagram pn-spoja polariziranog propusnim naponom U



Slika 5.37. Raspodjela koncentracija slobodnih nosilaca u pn-strukturi pri propusnoj polarizaciji pn-spoja u slučaju širokih strana p i n

injekcije definiranom u odjeljku 3.8.1. To znači da je na slici 5.37. ravnotežna koncentracija slobodnih elektrona n_{0n} na neutralnoj n -strani mnogo veća od p_{n0} , a ravnotežna koncentracija šupljina na neutralnoj p -strani p_{0p} mnogo veća od n_{p0} . Zbog očuvanja električne neutralnosti mora doći do neutraliziranja ekscesnih slobodnih elektrona na mjestu $x = 0$ na p -strani, s ekscesnim šupljinama na istom mjestu. Ako se koncentracija šupljina na mjestu $x = 0$ na p -strani označi s p_{p0} , tada mora biti $p_{p0} - p_{0p} = n_{p0} - n_{0p}$ ili $p_{p0} = p_{0p} + n_{p0} - n_{0p}$. Ako je $n_{p0} \ll p_{0p}$, tada je zbog $n_{p0} > n_{0p}$ automatski $p_{p0} \approx p_{0p}$ pa u režimu niske injekcije nema promjene koncentracije većinskih nosilaca s obzirom na stanje ravnoteže. Slično je na mjestu $x = 0$ na n -strani koncentracija većinskih elektrona $n_{n0} \approx n_{0n}$. Kako u režimu niske injekcije nema bitnijeg narušavanja ravnotežnih koncentracija većinskih nosilaca, propusno polarizirani pn-spoj nalazi se u stanju **kvaziravnoteže**.

5.15.1. Veza napona na pn-spoju i rubnih koncentracija nosilaca

Što je napon propusne polarizacije pn-spoja veći, to je pn -barijera na slici 5.36. niža i injekcija nosilaca veća, pa rubne koncentracije n_{p0} i p_{n0} moraju rasti. Vezu između rubnih koncentracija i napona U možemo uspostaviti primjenom relacije 5.35., koju ovdje navodimo u obliku:

$$U_K = U_T \ln \frac{n_{0n}}{n_{0p}}. \quad (5.175)$$

Ta relacija vrijedi u stanju ravnoteže. Može se pisati i u obliku:

$$n_{0p} = n_{0n} \exp \frac{-U_K}{U_T} . \quad (5.176)$$

Budući da u uvjetima propusne polarizacije pn -spoja naponom U , uz pretpostavku rada u režimu niske injekcije, postoji kvaziravnotežno stanje, relaciju (5.176) možemo primijeniti u određivanju rubne koncentracije n_{p0} ako se n_{0p} zamijeni s n_{p0} i U_K s $U_K - U$:

$$n_{p0} = n_{0n} \exp \frac{-(U_K - U)}{U_T} . \quad (5.177)$$

Pomoću relacije (5.176) relacija (5.177) prelazi u:

$$n_{p0} = n_{0p} \exp \frac{U}{U_T} , \quad (5.178)$$

slično se na n -strani dobiva:

$$p_{n0} = p_{0n} \exp \frac{U}{U_T} . \quad (5.179)$$

Između rubnih koncentracija manjinskih nosilaca na n -strani i p -strani i napona propusne polarizacije postoji eksponencijalna veza. Relacije (5.178) i (5.179) zovu se **Boltzmannove relacije**. Te relacije vrijede tako dugo dok je $n_{p0} \ll p_{0p}$ i $p_{n0} \ll n_{0n}$. Ako je n_{p0} reda veličine p_{0p} i p_{n0} reda veličine n_{0n} , tada više ne vrijede pretpostavke o kvazineutralnosti i režimu niske injekcije. U tom slučaju mora, radi očuvanja električne neutralnosti, biti $p_{p0} > p_{0p}$ i $n_{n0} > n_{0n}$, pa raste iznos rubnih koncentracija ne samo manjinskih već i većinskih nosilaca. To je **režim visoke injekcije** opisan u odjeljku 3.8.1. Ako je npr. $n_{0n} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i ako je temperatura sobna ($U_T \approx 0,26 \text{ V}$), tada je prema zakonu termodinamičke ravnoteže u siliciju $p_{0n} = n_i^2 / n_{0n} = 2,25 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Da bi se osigurao rad u režimu niske injekcije, postaviti ćemo zahtjev da bude $p_{n0} < 0,1 n_{0n}$, a to je ispod 10^{15} cm^{-3} . Za taj slučaj relacija (5.179) daje $U \leq 0,64 \text{ V}$, što je tipičan iznos napona propusno polariziranog pn -spoja u režimu niske injekcije.

5.15.2. Strujno-naponska karakteristika idealnog pn -spoja

Pri analizi strujno-naponske karakteristike propusno polariziranog pn -spoja polazimo od slučaja **idealnog pn -spoja** definiranog na sljedeći način:

- ispunjeni su uvjeti za rad u režimu niske injekcije, te vrijede relacije (5.178) i (5.179) za rubne koncentracije manjinskih nosilaca,
 - pojave generacije i rekombinacije u osiromašenom području pn -spoja su zanemarive pa su struje elektrona i šupljina u tom područja konstantne,
 - padovi napona izvan pn -spoja mogu se zanemariti (v. sliku 5.35),
 - gibanje slobodnih nosilaca moguće je samo duž osi x okomite na ravninu pn -spoja.
- Posljednja pretpostavka nije bitna, ali je navedena jer znatno olakšava matematički

tretman problema. U pretpostavljenom režimu niske injekcije postoji samo difuzijsko gibanje slobodnih nosilaca jer je električno polje izvan osiromašenog područja jednako nuli. Tada jednadžbe kontinuiteta (3.146) i (3.147) prelaze u difuzijske jednadžbe (3.148) i (3.149). Zbog pretpostavke o vremenskoj neovisnosti napona U , iz difuzijskih jednadžbi nestaju vremenski ovisni članovi $\partial n/\partial t$ i $\partial p/\partial t$. Na taj se način dolazi do jednadžbe (3.150) za šupljine na n -strani pn-spoja koja u skladu s oznakama na slici 5.37. glasi:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{0n}}{D_p \tau_p} = 0, \quad (5.180)$$

gdje je p koncentracija šupljina na n -strani za svaki $x \geq 0$, D_p difuzijska konstanta šupljina, a τ_p njihovo vrijeme života. Parcijalna derivacija ovdje je nadomještена običnom jer je p funkcija samo od x . Ovisnost p o x -u prikazana je kvalitativno na slici 5.38. Rješenje jednadžbe (5.180) dano je u općem slučaju relacijom (3.151), koju ovdje navodimo ponovo:

$$p(x) = p_{0n} + C_1 \exp \frac{-x}{L_p} + C_2 \exp \frac{x}{L_p}, \quad (5.181)$$

gdje je $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ difuzijska dužina šupljina, a C_1 i C_2 konstante su integriranja, određene rubnim uvjetima. Prije određivanja rubnih uvjeta pretpostavit ćemo slučaj pn-strukture sa **širokim stranama p i n**, što znači da su širine obiju strana mnogo veće od difuzijskih dužina manjinskih nosilaca na tim stranama. Kada je $x = 0$, tada je $p(x) = p_{n0}$, pa relacija (5.181) prelazi u:

$$p_{n0} = p_{0n} + C_1 + C_2. \quad (5.182)$$

Kada $x \rightarrow \infty$, tada $p(x)$ mora zbog rekombinacije injektiranih šupljina s većinskim elektronima težiti ravnotežnoj koncentraciji p_{0n} , što je moguće samo ako je:

$$C_2 = 0. \quad (5.183)$$

Tada je:

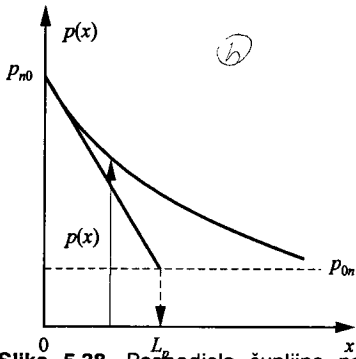
$$C_1 = p_{n0} - p_{0n}. \quad (5.184)$$

Pomoću izračunatih vrijednosti C_1 i C_2 relacija (5.181) dobiva oblik:

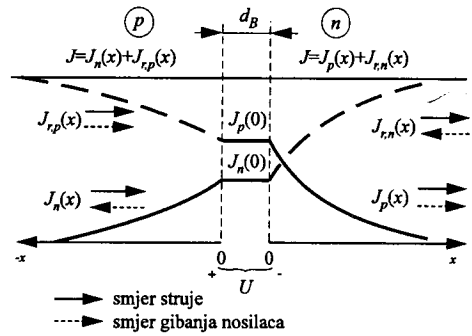
$$p(x) = p_{0n} + (p_{n0} - p_{0n}) \exp \frac{-x}{L_p}. \quad (5.185)$$

Primjenom relacije (5.179) dobiva se:

$$p(x) = p_{0n} + p_{0n} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \exp \frac{-x}{L_p}, \quad x \geq 0. \quad (5.186)$$



Slika 5.38. Raspodjela šupljina na p-strani pn-strukture pri propusnoj polarizaciji pn-spoja



Slika 5.39. Ovisnost difuzijskih i rekombinacijskih gustoća struja slobodnih elektrona i šupljina krab propusno polariziranu pn-strukturu o x-u u idealiziranom slučaju

Slično se za koncentraciju slobodnih elektrona $n(x)$ na p-strani dobiva:

$$n(x) = n_{0p} + n_{0p} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \exp \frac{x}{L_n}, \quad x \leq 0, \quad (5.187)$$

gdje je L_n difuzijska dužina elektrona na p-strani. Gustoća difuzijske struje šupljina na n-strani određena je relacijama (3.78) i (5.186):

$$J_p(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} = q \frac{D_p p_{on}}{L_p} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \exp \frac{-x}{L_p}. \quad (5.188)$$

Slično se za gustoću difuzijske struje slobodnih elektrona na p-strani dobiva:

$$J_n(x) = qD_n \frac{dn(x)}{dx} = q \frac{D_n n_{op}}{L_n} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \exp \frac{x}{L_n}. \quad (5.189)$$

Gustoće struja slobodnih elektrona i šupljina prema tim izrazima prikazane su na slici 5.39. Za $x = 0$ dobivaju se iznosi:

$$J_p(0) = q \frac{D_p p_{on}}{L_p} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right), \quad (5.190)$$

$$J_n(0) = q \frac{D_n n_{op}}{L_n} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.191)$$

Zbog pretpostavke da su procesi generacije i rekombinacije u osiromašenom području oko

pn-spoja zanemarivi gustoća struje šupljina u tom području je $J_p(0)$. Iz tog razloga je i gustoća struje elektrona u osiromašenom području $J_n(0)$. Pomoću gustoća struja $J_p(0)$ i $J_n(0)$ gustoće struje $J_p(x)$ i $J_n(x)$ mogu se pisati u obliku:

$$J_p(x) = J_p(0) \exp \frac{-x}{L_p}, \quad (5.192)$$

$$J_n(x) = J_n(0) \exp \frac{x}{L_n}. \quad (5.193)$$

Ukupna struja koja teče kroz osiromašeno područje jednaka je zbroju elektronske i šupljinske struje u tom području. Pomoću gustoća struja $J_p(0)$ i $J_n(0)$ dobiva se:

$$J = J_p(0) + J_n(0) = q \left(\frac{D_p p_{0n}}{L_p} + \frac{D_n n_{0p}}{L_n} \right) \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.194)$$

Kako je gustoća struje, zbog konstantnog presjeka duž osi x konstantna, gustoća struje J ne ovisi o x -u pa gornji izraz daje iznos gustoće struje kroz idealni pn-spoj. Iako $J_n(x)$ i $J_p(x)$ ovise o x -u, ukupna gustoća struje kroz pn-strukturu je konstantna. Relacija (5.194) prikazuje ovisnost gustoće struje kroz pn-spoj o naponu na pn-spoju u slučaju idealnog pn-spoja pa se često naziva **strujno-naponskom jednadžbom idealnog pn-spoja**. Tu temeljnu jednadžbu idealnog pn-spoja prvi je izveo W. Shockley, pa se njemu u počast obično zove i **Shockleyjevom jednadžbom pn-spoja**.

5.15.3. Rekombinacijske struje slobodnih elektrona i šupljina

Na slici 5.39. su osim gustoće difuzijskih struja $J_n(x)$ i $J_p(x)$ prikazane i gustoće rekombinacijskih struja šupljina $J_{r,p}(x)$ na p -strani i elektrona $J_{r,n}(x)$ na n -strani pn-strukture. Kako gustoća struje J kroz pn-strukturu ne ovisi o x -u, a $J_p(x)$ i $J_n(x)$ opadaju s x -om, rekombinacijske struje moraju rasti pri porastu x -a. Rekombinacijsku struju $J_{r,n}(x)$ određujemo iz uvjeta:

$$J_p(x) + J_{r,n}(x) = \text{konst.} = J. \quad (5.195)$$

Pomoću (5.190) i (5.194) dobiva se:

$$J_{r,n} = q \left[\frac{D_n n_{0p}}{L_n} + \frac{D_p p_{0n}}{L_p} \left(1 - \exp \frac{-x}{L_p} \right) \right] \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.196)$$

Slično je:

$$J_{r,p} = q \left[\frac{D_p p_{0n}}{L_p} + \frac{D_n n_{0p}}{L_n} \left(1 - \exp \frac{x}{L_n} \right) \right] \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.197)$$

S porastom udaljenosti od pn -spoja pada gustoća difuzijskih i raste gustoća rekombinacijskih struja. Kada $x \rightarrow \infty$ na n -strani, tada $J_p(x) \rightarrow 0$ i $J_{r,n}(x) \rightarrow J$ pa prevladava rekombinacijska struja elektrona. Slično kada $x \rightarrow -\infty$ na p -strani, prevladava rekombinacijska struja šupljina.

5.15.4. Faktor injekcije

U analizi poluvodičkih elemenata temeljenih na pojavi injekcije manjinskih nosilaca djelovanjem propusno polariziranog pn -spoja često se koristi **faktor injekcije** ili **efikasnost injekcije** (engl. *injection efficiency*). Ako se pojava injekcije analizira u tranzistorskoj strukturi, tada se govori o **emitorskom faktoru injekcije** ili o **emitorskoj efikasnosti injekcije** (engl. *emitter efficiency*). Faktor injekcije definira se kao omjer injektirane struje manjinskih nosilaca na mjestu $x = 0$ i ukupne struje kroz pn -spoj. Na n -strani pn -strukture taj faktor određen je relacijom:

$$\gamma = \frac{J_p(0)}{J}, \quad (5.198)$$

a na p -strani:

$$\gamma = \frac{J_n(0)}{J}. \quad (5.199)$$

Pomoću (5.190) i (5.194) dobiva se faktor injekcije na n -strani:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{n_{0p}}{p_{0n}}}. \quad (5.200)$$

Primjenom Einsteinove relacije za vezu između difuzijske konstante i pokretljivosti, zakona termodinamičke ravnoteže i izraza za ovisnost specifične vodljivosti strana n i p o koncentraciji primjesa dobiva se:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma_p}}. \quad (5.201)$$

gdje su σ_n i σ_p specifične vodljivosti strana n i p . Slično se za faktor injekcije na p -strani dobiva:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{L_n}{L_p} \cdot \frac{\sigma_p}{\sigma_n}}. \quad (5.202)$$

Da bi faktor injekcije težio jedinici, potrebno je da ona strana pn -spoja na koju dolaze

injektirani manjinski nosioci ima što manju specifičnu vodljivost od strane s koje dolaze injektirani nosioci. Pri tome se pretpostavlja propusna polarizacija *pn*-spoja. U slučaju bipolarnog tranzistora dolazi do injekcije nosilaca iz emitera u bazu. Da bi ta injekcija bila efikasna, potrebno je da emiter bude mnogo vodljiviji od baze, pa je iz toga razloga emiter obično degeneriran.

5.15.5. *Ispravljačko svojstvo pn-spoja*

Primjenom relacija za difuzijske dužine $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ i $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ Shockleyjeva jednadžba *pn*-spoja dobiva alternativni oblik:

$$J = q \left(\frac{n_{0p} L_n}{\tau_n} + \frac{p_{0n} L_p}{\tau_p} \right) \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.203)$$

Pomoću relacije (5.107) Shockleyjeva jednadžba prelazi u:

$$J = J_S \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right), \quad (5.204)$$

gdje je J_S gustoća reverzne struje zasićenja. Ako se u jednodimenzionalnom slučaju gornja relacija pomnoži površinom presjeka S *pn*-strukture, umjesto gustoća struja J i J_S mogu se pisati iznosi struja I i I_S . Tada je strujno-naponska ovisnost idealnog *pn*-spoja:

$$I = I_S \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.205)$$

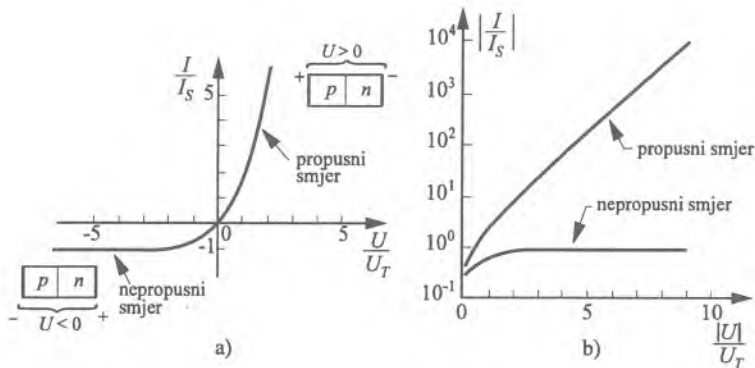
Shockleyjeva jednadžba u tom obliku upućuje na **ispravljačko svojstvo *pn*-spoja**. Ono proizlazi iz jednostavne analize Shockleyjeve jednadžbe. Pri propusnoj polarizaciji *pn*-spoja je $U > 0$. Uz dodatnu pretpostavku da je k tome $U \geq 3 U_T$ relacija (5.205) prelazi u:

$$I \approx I_S \exp \frac{U}{U_T} \gg I_S. \quad (5.206)$$

Ako je npr. $U = 0,6$ V i ako je temperatura sobna ($U_T \approx 0,026$ V), tada gornja relacija daje struju u propusnom smjeru $I \approx 10^{10} I_S$. Pri nepropusnoj polarizaciji je $U < 0$, pri čemu je obično $|U| \geq 3 U_T$. U tom slučaju Shockleyjeva jednadžba prelazi u:

$$I \approx -I_S. \quad (5.207)$$

Kako su reverzne struje zasićenja, prema razmatranjima u dijelu 5.12., vrlo malog iznosa (obično reda nA), proizlazi da *pn*-spoj dobro vodi struju pri propusnoj, a vrlo loše pri nepropusnoj polarizaciji. Karakteristika idealnog *pn*-spoja, koja potvrđuje njegovo ispravljačko djelovanje, prikazana je grafički na slici 5.40. u normiranom obliku, tj. kao:



Slika 5.40. Strujno-naponska karakteristika idealnog *pn*-spoja: a) prikaz u lin-lin koordinatnom sustavu, b) prikaz uz logaritamsku skalu na ordinati i linearnu skalu na apscisi

$$\frac{I}{I_S} = \exp \frac{U}{U_T} - 1 = f\left(\frac{U}{U_T}\right). \quad (5.208)$$

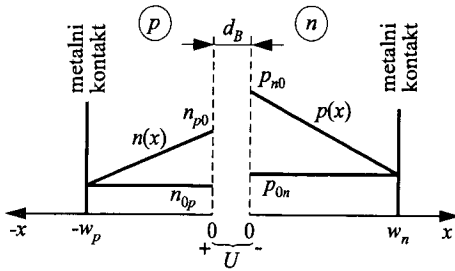
Realni *pn*-spojevi kvalitativno se mogu dobro opisati Shockleyjevom jednadžbom, međutim često postoje značajne kvantitativne razlike zato što se u realnim strukturama, posebno kod silicijskih *pn*-spojeva, ne mogu zanemariti generacija i rekombinacija u osiromašenom području. Te će se pojave razmatrati prilikom analize strujno-naponske karakteristike realnih *pn*-dioda.

5.15.6. Svojstva *pn*-strukture s uskim stranama *p* i *n*.

Pretpostavit ćemo da *pn*-struktura na slici 5.35. ima neto-širinu *p*-strane i *n*-strane w_p i w_n . Neto-širina je geometrijska širina dotične strane umanjena za širinu osiromašenog područja na toj strani *pn*-spoja. Pretpostavit ćemo da su širine strana *p* i *n* bar nekoliko puta manje od difuzijskih dužina manjinskih nosilaca injektiranih na tu stranu *pn*-spoja, tj. da je:

$$\begin{aligned} w_p &\ll L_n \\ w_n &\ll L_p. \end{aligned} \quad (5.209)$$

Ako su ti uvjeti ispunjeni, tada je to *pn*-struktura s **uskom *p*-stranom i *n*-stranom**. U tome slučaju može se zanemariti rekombinacija manjinskih nosilaca na obje neutralne strane *pn*-spoja, što znači da svi injektirani slobodni nosioci stignu do metalnog kontakta na površini dotične strane *pn*-strukture. Raspodjela slobodnih nosilaca kroz *pn*-strukturu opisana je pomoću slike 5.41. Pogledat ćemo raspodjelu injektiranih šupljina na *n*-strani. Na mjestu $x = 0$ je $p(x) = p_{n0}$. Na mjestu $x = w_n$, gdje je smješten metalni kontakt, pretpostavit ćemo postojanje beskonačno velike brzine površinske rekombinacije, što znači da sve šupljine koje difuzijskim gibanjem stignu do metalnog kontakta, istog trenutka rekombiniraju s elektronima iz metala. Zato je $p(x)$ za $x = w_n$ jednak $p(w_n) = p_{0n}$, jer se uz



Slika 5.41. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca na stranama p i n pn -strukture pri propusnoj polarizaciji pn -spoja u slučaju uskih strana p i n

metalni kontakt u opisanom slučaju može održavati samo ravnotežna koncentracija šupljina p_{n0} . Po kojem se zakonu u tom slučaju mijenja $p(x)$ za $0 < x < w_n$? Kako je gustoća difuzijske struje šupljina na n -strani određena relacijom:

$$J_p(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (5.210)$$

i kako je zbog $w_n \ll L_p$ rekombinacija injektiranih šupljina zanemariva, mora biti ispunjen uvjet:

$$J_p(x) = \text{konst.}, \quad (5.211)$$

što znači da je:

$$\frac{dp(x)}{dx} = \text{konst.}, \quad (5.212)$$

pa je $p(x)$ određen linearnim zakonom, što je pri crtanju slike 5.41. uzeto u obzir. Iz geometrijskih odnosa na slici 5.41. izravno proizlazi da je:

$$p(x) = p_{n0} - \frac{p_{n0} - p_{0n}}{w_n} x. \quad (5.213)$$

Pomoću (5.210) i (5.213) dobiva se:

$$J_p(x) = J_p = q \frac{D_p p_{0n}}{w_n} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right), \quad (5.214)$$

pri čemu je iskorištena Boltzmannova relacija (5.179). Slično se za gustoću difuzijske struje injektiranih slobodnih elektrona na p -strani dobiva:

$$J_n(x) = J_n = q \frac{D_n n_{0p}}{w_p} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.215)$$

Ukupna difuzijska struja kroz pn -spoj ima gustoću:

$$J = J_p + J_n = q \left(\frac{D_p p_{0n}}{w_n} + \frac{D_n n_{0p}}{w_p} \right) \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (5.216)$$

Zbog zanemarivo male rekombinacije injektiranih slobodnih nosilaca rekombinacijske struje ovdje se mogu zanemariti. Relacija (5.216) može se, kao i kod pn -strukture sa širokom p -stranom i n -stranom pisati u obliku (5.204), s time da je gustoća reverzne struje zasićenja određena izrazom:

$$J_S = q \left(\frac{D_p p_{0n}}{w_n} + \frac{D_n n_{0p}}{w_p} \right). \quad (5.217)$$

Kako su w_n i w_p mnogo manji od L_p i L_n , proizlazi da pn -struktura s uskom p -stranom i n -stranom ima osjetno viši iznos reverzne struje zasićenja od pn -strukture sa širokom p -stranom i n -stranom uz pretpostavku da su ostale veličine iste.

5.16. Kvazi-Fermijevi nivoi

Fermijevu energiju definirali smo u uvjetima termodinamičke ravnoteže i ona, strogo uzevši, vrijedi samo u tom slučaju. Međutim, u standardnim primjenama poluvodičkih elemenata ta je ravnoteža redovito narušena. Kod propusno polariziranog pn -spoja, u uvjetima niske injekcije, rubne koncentracije slobodnih nosilaca na n -strani pn -spoja prema slici 5.37. su $p_{n0} > p_{0n}$ i $n_{n0} \equiv n_{0n}$ pa je umnožak rubnih koncentracija na n -strani $p_{n0}n_{n0} \equiv p_{n0}n_{0n} > p_{0n}n_{0n} = n_i^2$, tj. vrijedi da je $p_{n0}n_{n0} > n_i^2$, što pokazuje da je termodinamička ravnoteža narušena. Uzme li se u obzir Boltzmannova relacija (5.179), dobiva se:

$$p_{n0}n_{n0} = p_{0n}n_{0n} \exp \frac{U}{U_T} = n_i^2 \exp \frac{U}{U_T}. \quad (5.218)$$

Termodinamička ravnoteža je to narušenija što je napon propusne polarizacije veći. Da bi se i u tom neravnotežnom slučaju mogle iskoristiti sve prije izvedene relacije koje povezuju koncentracije slobodnih nosilaca s intrinzičnim koncentracijama i Fermijevim nivoima, uvodi se koncept **kvazi-Fermijevih nivoa** (engl. *quasi-Fermi levels*) pri čemu se Fermijev nivo supstituira s dva kvazi-Fermijeva nivoa, jednim za slobodne elektrone E_{Fn} i jednim za šupljine E_{Fp} . U tom slučaju relacije (2.161) i (2.162) prolaze u:

$$n = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}, \quad (5.219)$$

$$p = n_i \exp \frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{kT}. \quad (5.220)$$

Te relacije daju:

$$np = n_i^2 \exp \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}. \quad (5.221)$$

Prema toj relaciji razmak među kvazi-Fermijevim nivoima mjera je odstupanja od stanja termodinamičke ravnoteže. Ako se relacija (5.221) primijeni na slučaj na slici 5.37., u skladu s relacijom (5.218) dobiva se:

$$n_{n0}p_{n0} = n_i^2 \exp \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT} = n_i^2 \exp \frac{U}{U_T}, \quad (5.222)$$

odakle proizlazi:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = qU, \quad (5.223)$$

pa je razmak kvazi-Fermijevih nivoa za slobodne elektrone i šupljine određen naponom propusne polarizacije.

LITERATURA

- 5.1. S. M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 5.2. J.L. Moll, »Physics of Semiconductors«, McGraw-Hill, New York, 1964.
- 5.3. G. I. Yepifanov, Yu. A. Moma, »Introduction to Solid-State Electronics«, Mir Publishers, Moscow, 1984.
- 5.4. J. Millman, S. Seely, »Electronics«, McGraw-Hill, New York, 1951.
- 5.5. C. Jindal, P. Panayotatos, »A Concise and Complete Solution for Linearly Graded *pn* Junctions«, Solid-State Electronics, 31, 1988, 5, 893-897.
- 5.6. S.K. Ghandhi, »Semiconductor Power Devices«, John Wiley, New York, 1977.
- 5.7. M. Vukić, privatna komunikacija.

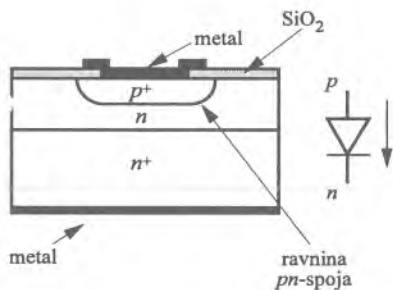
6. Poluvodičke *pn*-diode

Teorija *pn*-spoja posebno je prikazana u petom poglavlju. Ovdje će se ta teorija velikim dijelom primijeniti u analizi svojstava **poluvodičkih *pn*-dioda** kao najjednostavnijih poluvodičkih elektroničkih elemenata. Primjenom *pn*-strukture, odgovarajućim tehnološkim postupcima može se ostvariti više različitih vrsta *pn*-dioda. Prikaz tih *pn*-dioda, njihova rada i električnih svojstava predmet je ovoga poglavlja.

6.1. Spojna *pn*-dioda

Spojna *pn*-dioda (engl. *pn junction diode*) je poluvodička dioda u kojoj je *pn*-spoj ostvaren u ravlini ili zakrivljenoj plohi koja *p*-stranu poluvodičkog monolitnog kristala odjeljuje od *n*-strane. Ako se *pn*-spoj ostvaruje u jednoj točki, tada imamo **točkastu *pn*-diodu** (engl. *point contact pn diode*). Zbog mnogo većeg značenja spojne *pn*-dioda, ovdje ćemo se baviti njezinim opisom i svojstvima.

Struktura spojne *pn*-dioda u biti se ne razlikuje od *pn*-strukture prikazane na slici 5.35. Postupak dobivanja spojne *pn*-dioda u planarnoj tehnologiji na siliciju opisan je na slici 4.48. Konačni izgled diode je na slici 4.48.f. Presjek diode ponovo je prikazan na slici 6.1. Podloga diode je jako vodljiv n^+ -sloj preko kojega raste epitaksijalni, slabije vodljiv *n*-sloj. Kroz odgovarajući otvor u oksidnom sloju koji prekriva planarnu strukturu, difundiraju se akceptori koji stvaraju jako vodljivo p^+ -područje. Na površinu *pn*-područja nanosi se jedan metalni kontakt *pn*-dioda, a na n^+ -podlogu drugi metalni kontakt. Površina strukture koja nije pod metalom zaštićena je pasivizirajućim slojem silicij-dioksida.



Slika 6.1. Presjek planarne spojne *pn*-dioda u difuzijsko-epitaksijalnoj izvedbi i simbol *pn*-dioda s naznačenim smjerom vođenja

Zato što je *p*-strana diode dobivena difuzijom akceptora u *n*-epitaksijalni sloj, ta se planarna struktura obično zove difuzijsko-epitaksijalna struktura. Debljina silicijske pločice koja sadrži *pn*-diodu tipično je oko 0,25 mm, dok su planarne dimenzije reda 1 μm.

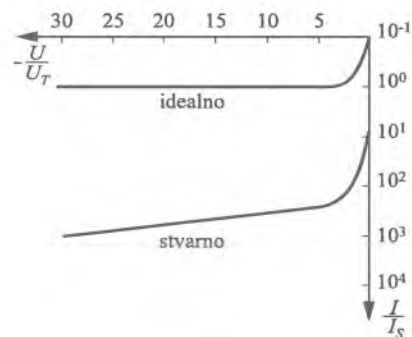
Na slici 6.1. uz presjek *pn*-diode prikazan je i električni simbol. Smjer vođenja označen je strelicom (od *p*-strane ka *n*-strani diode). Ovdje termin »smjer vođenja« treba shvatiti uvjetno. Dioda vodi u oba smjera, međutim prema Shockleyjevoj jednadžbi vođenje od *p*-strane prema *n*-strani (propusni smjer) je za više redova veličine izrazitije od vođenja u suprotnom smjeru, pa se u tehničkoj praksi govori da dioda vodi od *p*-strane prema *n*-strani, dok u suprotnom smjeru ne vodi.

6.2. Strujno-naponska karakteristika realne spojne *pn*-diode

Shockleyjeva jednadžba idealnog *pn*-spoja kvalitativno dobro opisuje strujno-naponsku karakteristiku realne spojne *pn*-diode u području srednjih propusnih struja. Međutim, u području relativno malih i relativno velikih propusnih struja nastaju znatnija odstupanja od Shockleyjeve jednadžbe. Do odstupanja dolazi i u nepropusnom smjeru tako da kod realnih silicijskih spojnih *pn*-dioda reverzna struja nije konstantna već pokazuje tendenciju blagog porasta pri porastu nepropusnog napona. Navedena odstupanja posljedica su pojava koje nisu pretpostavljene pri izvodu Shockleyjeve jednadžbe. Ona se odnosi na idealizirani slučaj, zato se i zove strujno-naponska jednadžba idealnog *pn*-spoja. Ovdje ćemo analizirati odstupanja od Shockleyjeve jednadžbe posebno u nepropusnom, posebno u propusnom smjeru.

6.2.1. Nepropusno polarizirana spojna *pn*-dioda

Prema relacijama (5.107) i (5.217) reverzna struja *pn*-spoja ne ovisi o priključenom nepropusnom naponu ako je $|U| \geq 3U_T$, što je redovito ispunjeno. Kod realnih silicijskih *pn*-dioda reverzna struja (osim u području proboja) mnogo je manja od propusne struje kod



Slika 6.2. Strujno-naponska karakteristika realne spojne *pn*-silicijske diode u nepropusnom smjeru i usporedba s idealnom spojn timer *pn*-diodom

uobičajenih radnih napona, međutim reverzna struja ne pokazuje tendenciju zasićenja već pomalo raste s porastom iznosa nepropusnog napona. Taj rast je mnogo slabiji od rasta struje pri propusnoj polarizaciji, te ne narušava ispravljački karakter *pn*-diode. Opisano ponašanje reverzne struje realne diode prikazano je za jednu tipičnu silicijsku diodu na slici 6.2. Radi usporedbe nacrtana je i reverzna struja u idealnom slučaju. Vidljivo je da je reverzna struja realne *pn*-diode za dva do tri reda veličine veća od reverzne struje zasićenja u idealnom slučaju. Toj razlici realnog slučaja od idealnog pridonosi nekoliko faktora, od kojih dominirajuću ulogu ima generacija slobodnih nosilaca u osiromašenom području. Zahvaljujući postojanju generacijsko-rekombinacijskih centara generacija u

osiromašenom području pri nepropusnoj polarizaciji nije zanemariva, kao što se pretpostavlja u izvodu Shockleyjeve jednadžbe. U osiromašenom području gotovo svi generirani slobodni nosioci pod utjecajem električnog polja brzo prelaze na neutralne strane *p* i *n*, pa intenzitet procesa generacije znatno nadmašuje intenzitet procesa rekombinacije. U najvećem dijelu osiromašenog područja je $np \ll n_i^2$ i $n + p \ll 2n_i$, pa vrijedi relacija (3.118) za brzinu generacije. Uz dodatnu pretpostavku da je $E_{GR} = E_{Fi}$ dobiva se brzina generacije u obliku:

$$\hat{U} = -\frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (6.1)$$

gdje je τ_0 vremenska konstanta slobodnih nosilaca u opisanom procesu. Pri tome se pretpostavlja da je ta konstanta ista za oba tipa slobodnih nosilaca. **Gustoća struje generacije** (engl. *generation current*) ili **generacijske struje** bit će određena relacijom:

$$J_g = \int_0^{d_B} q |\hat{U}| dx, \quad (6.2)$$

pri čemu os *x* počinje na rubu osiromašenog područja. Uvrštenjem relacije (6.1) u (6.2) dobiva se:

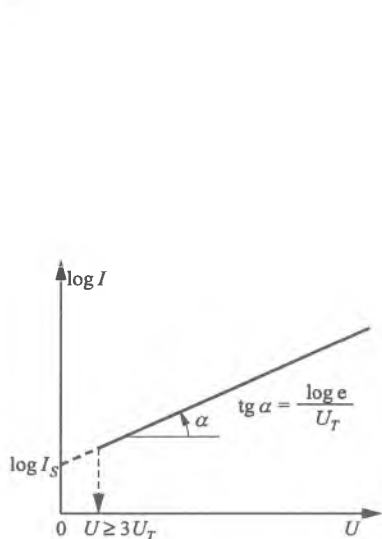
$$J_g = q \frac{n_i d_B}{2\tau_0}. \quad (6.3)$$

Relacija (6.3) samo je približna jer se pretpostavlja da je brzina generacije ista kroz cijelo osiromašeno područje. Vidljivo je da je generacijska struja razmjerna intrinzičnoj koncentraciji n_i , za razliku od reverzne struje zasićenja idealnog *pn*-spoja, koja je prema relaciji (5.110) razmjerna kvadratu intrinzične koncentracije n_i^2 . Pretpostavi li se *pn*-dioda kod koje je *pn*-spoj nesimetričan, pri čemu je $N_A \gg N_D$, tada je ukupna gustoća struje u nepropusnom smjeru kod $|U| \geq 3U_T$ zbroj difuzijske i generacijske gustoće struje:

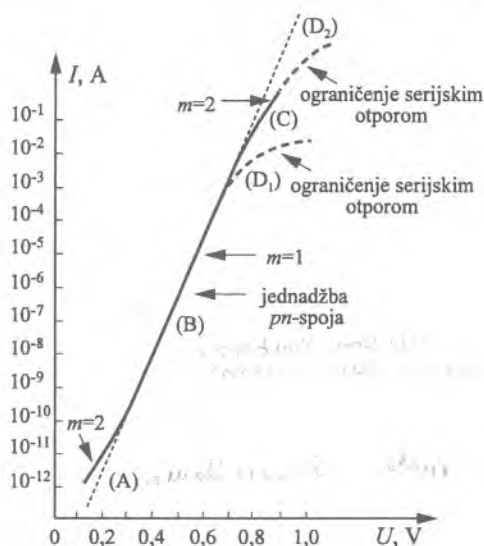
$$J = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + q \frac{d_B}{2\tau_0} n_i. \quad (6.4)$$

Kod poluvodiča s velikom intrinzičnom koncentracijom difuzijska komponenta prevladava nad generacijskom. Ako je n_i malen, kao kod silicija, prevladava generacijska komponenta. Prema relacijama (5.111) i (5.112) širina osiromašenog područja raste s porastom napona reverzne polarizacije i kod skokovitog i kod linearno-postupnog *pn*-spoja pa i reverzna struja svojim iznosom raste, što slika 6.2. zorno pokazuje. Prevladavanje generacijske struje nad difuzijskom odnosi se na područje temperatura blisko sobnoj temperaturi. S porastom temperature n_i^2 raste brže nego n_i , pa se prevladavanje generacijske struje gubi.

Osim generacijske struje ukupnoj reverznoj struji pridonosi i **struja curenja** (engl. *leakage current*) ili **odvodna struja** po površini *pn*-spoja. Ta je struja svojim iznosom mjera kvalitete zaštite površine silicija na mjestima gdje *pn*-spoj izlazi na površinu silicija ispod



Slika 6.3. Strujno-naponska karakteristika idealne pn-diode u propusnom smjeru za $U \geq 3U_T$



Slika 6.4. Strujno-naponska karakteristika jedne realne silicijske pn-diode u propusnom smjeru s karakterističnim područjima rada

oksidnog sloja. U modernim tehnološkim postupcima vezanim uz planarnu tehnologiju na siliciju ta se struja može u većini slučajeva zanemariti.

6.2.2. Propusno polarizirana spojna pn-dioda

Pri propusnoj polarizaciji pn-diode u idealnom slučaju vrijedi Shockleyjeva jednačba. Osim kod sasvim malih propusnih napona $U < 3U_T$ jedinica u zagradi može se u relaciji (5.205) zanemariti s obzirom na eksponencijalni član, pa je propusna struja određena izrazom:

$$I = I_S \exp \frac{U}{U_T} \quad (6.5)$$

Ako tu relaciju pišemo u obliku:

$$\log I = \log I_S + \frac{\log e}{U_T} U \quad (6.6)$$

tada u log-lin koordinatnom sustavu na slici 6.3. karakteristiku pn-diode opisuje pravac s odsječkom na strujnoj osi I_S i s nagibom prema naponskoj osi $\log e/U_T$. Većina realnih spojnih pn-dioda doista se vladu na opisani način, ali samo pri umjerenim propusnim strujama u uvjetima niske injekcije. Kada se ide prema sve manjim ili prema sve većim iznosima propusnih struja, sve su značajnija odstupanja od pravca na slici 6.3. Karak-

teristika tipične spojne silicijske pn -diode prikazana je, također u log-lin koordinatnom sustavu, na slici 6.4. Vidljiva su sljedeća područja na karakteristici:

– **Područje srednjih napona i struja.** U tom području (oznaka B na slici 6.4.) karakteristika pn -diode pokorava se jednadžbi pn -spoja u obliku (6.6). Nagib karakteristike prema naponskoj osi označen je pomoću faktora m , što ćemo ga definirati kasnije, a koji ima iznos $m = 1$.

– **Područje malih napona i struja.** U tom području (oznaka A na slici 6.4.) struja ima veći iznos od iznosa koji bi se dobio ekstrapoliranjem dijela karakteristike iz područja B u područje A (crtkani pravac), ali i manji nagib nego u području B, što je opisano faktorom m iznosa $m = 2$. Opisano odstupanje stvarne karakteristike od idealne u području malih napona i struja upozorava na postojanje efekata koje jednadžba idealnog pn -spoja ne uzima u obzir. U tom slučaju prevladavajući utjecaj ima rekombinacijska komponenta struje izazvana djelovanjem generacijsko-rekombinacijskih centara u osiromašenom području.

– **Područje velikih napona i struja.** U tom području (područja C, D_1 i D_2) struja ima iznos manji od iznosa koji bi se dobio ekstrapoliranjem dijela karakteristike iz područja B (crtkani pravac) kao i manji nagib nego u području B, što je opisano faktorom $m = 2$ u području C. Područje C je područje u kojem više ne vrijedi pretpostavka o radu u režimu niske injekcije. U tom području je rubna koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca na slabije dopiranoj strani pn -spoja u redu veličine ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca pa se radi očuvanja električne ravnoteže mora povećati i rubna koncentracija većinskih nosilaca. Taj režim rada zove se **režim visoke injekcije** i već je opisan u dijelu 3.8.1. Područja D_1 i D_2 su područja u kojima se više ne mogu zanemariti omski padovi napona na neutralnoj p -strani i n -strani pn -strukture pa na sam pn -spoj dolazi manji napon od izvana priključenog napona U . Postojanje omskih padova napona na neutralnim stranama n i p znači da se otpori tih strana ne mogu zanemariti. Te otpore možemo opisati serijskim otporom koji se veže na idealni pn -spoj i kroz koji teče struja pn -spoja generirajući odgovarajući pad napona. Na slici 6.4. navedena su dva moguća slučaja. U prvom se slučaju iz područja srednjih struja izravno prelazi u područje D_1 , gdje prevladava utjecaj serijskog otpora pa područje visoke injekcije ne dolazi do izražaja. U drugom slučaju iz područja srednjih struja (niski nivo injekcije) prelazi se najprije u područje C, koje odgovara visokom nivou injekcije, a tek potom u područje D_2 , gdje prevladava utjecaj serijskog otpora. Sada ćemo podrobnije opisati pojave u područjima A, C, D_1 i D_2 .

Rekombinacijska struja u osiromašenom području. Pri propusnoj polarizaciji pn -spoja, u području niskih propusnih struja i napona, pri čemu je još uvijek $|U| \geq 3U_T$, opaža se kod silicijskih pn -dioda znatan utjecaj generacijsko-rekombinacijskih centara u osiromašenom području na propusnu struju i karakteristike pn -diode (područje A na slici 6.4.). Taj utjecaj posve je zanemaren pri izvodu Shockleyjeve jednadžbe, što je korektna pretpostavka jedino u području srednjih propusnih napona i struja (područje B na slici 6.4.). U skladu s relacijom (3.114), za brzinu rekombinacije $\hat{U}$ u osiromašenom području, uz uzete u obzir relacije (5.221) i (5.223), dobiva se relacija:

$$\hat{U} = \frac{n_i^2 \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right)}{\tau_0 (p + n + 2n_i)} \quad (6.7)$$

uz dodatnu pretpostavku da generacijsko-rekombinacijski centri unose dodatni energetske

nivo E_{GR} u sredini energetskog procjepa ($E_{GR} = E_{Fi}$). Pri propusnoj polarizaciji je $U > 0$, pa je $\hat{U} > 0$, što znači da je brzina rekombinacije pozitivna, tj. da intenzitet procesa rekombinacije nadmašuje intenzitet procesa generacije. Obrnuto, ako je polarizacija nepropusna ($U < 0$), tada je $\hat{U} < 0$, pa brzina generacije nadvladava brzinu rekombinacije. U danoj približnoj analizi pretpostavit ćemo da je $U > 0$, da je $p = n$, pa relacija 6.7. prelazi u:

$$\hat{U} = \frac{n_i^2 \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right)}{2\tau_0(n + n_i)}. \quad (6.8)$$

Uvjet $p = n$ zapravo je uvjet maksimalnog intenziteta procesa rekombinacije. Pomoću relacija (5.221) i (5.223) dobiva se:

$$n = p = n_i \exp \frac{U}{2U_T}, \quad (6.9)$$

pa je:

$$\hat{U} = \frac{n_i}{2\tau_0} \frac{\exp \frac{U}{U_T} - 1}{\exp \frac{U}{2U_T} + 1}. \quad (6.10)$$

Kako je u području A još uvijek U nekoliko puta veći od $2U_T$, vrijedi približno:

$$\hat{U} \approx \frac{n_i}{2\tau_0} \exp \frac{U}{2U_T}. \quad (6.11)$$

Rekombinacijska struja u osiromašenom području iznosi:

$$J_r = \int_0^{d_B} q \hat{U} dx = \frac{qn_i d_B}{2\tau_0} \exp \frac{U}{2U_T}. \quad (6.12)$$

Ta je relacija samo približna jer pretpostavlja da je u cijelom osiromašenom području ispunjen uvjet $p = n$, tj. uvjet maksimalne brzine rekombinacije. Kako to nije točno, širinu osiromašenog područja d_B u relaciji (6.12) trebalo bi shvatiti kao širinu onoga dijela osiromašenog područja u kojem postoji maksimalna brzina rekombinacije. Bitna razlika između Shockleyjeve jednadžbe koja dobro opisuje područje srednjih struja i relacije (6.12) koja opisuje područje malih struja je u argumentu eksponencijalne funkcije:

područje A: $J \propto \exp \frac{U}{2U_T}, \quad (6.13)$

područje B:
$$J \propto \exp \frac{U}{U_T} . \quad (6.14)$$

Oba područja mogu se opisati modificiranim oblikom Shockleyjeve jednadžbe:

$$J \propto \exp \frac{U}{mU_T}, \quad U \geq 3mU_T, \quad (6.15)$$

pri čemu je u području A faktor $m = 2$, a u području B faktor $m = 1$. Kako je prijelaz iz područja A u područje B postupan, faktor m ne mijenja svoj iznos skokovito, već se pri porastu struje postupno smanjuje s iznosa 2 na iznos 1.

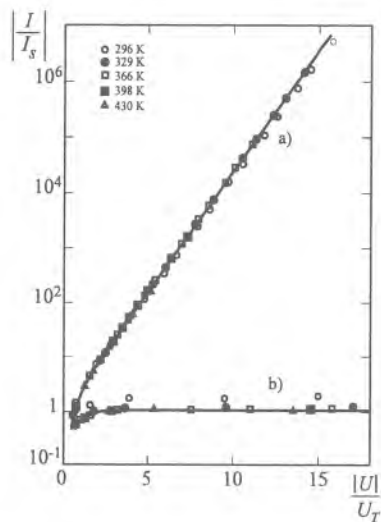
Dijeljenjem Shockleyjeve jednadžbe (5.194) jednadžbom za rekombinacijsku struju (6.12), dobiva se nakon kraćeg računanja:

$$\frac{J}{J_r} = \frac{2n_i}{d_B} \left[\frac{L_p}{N_D} + \frac{L_n}{N_A} \right] \exp \frac{U}{2U_T} . \quad (6.16)$$

S porastom propusnog napona taj omjer raste pa je značenje rekombinacijske struje u osiromašenom području sve manje. Što je silicij čistiji, odnosno što je manje generacijsko-rekombinacijskih centara, difuzijske dužine slobodnih nosilaca sve su veće, pa je udio rekombinacijske struje sve manji. Kada bi se silicij potpuno očistio od generacijsko-rekombinacijskih centara, vremenska konstanta tih centara τ_0 težila bi u neizmjereno pa bi J_r težio nuli. Tada bi Shockleyjeva jednadžba idealnog pn -spoja, osim u području B na slici 6.4., vrijedila i u području A. Primjenom tehnike **geteriranja** (engl. *gettering*) odstranjuju se ili neutraliziraju one nečistoće koje djeluju kao generacijsko-rekombinacijski centri, čime se gotovo potpuno eliminira područje A u propusnoj karakteristici, kao i generacijska struja u nepropusnom području. U tom slučaju vrijedi Shockleyjeva jednadžba pn -spoja i u propusnom i u nepropusnom smjeru, u čitavom području niske injekcije. Na slici 6.5. prikazana je strujno-naponska karakteristika jedne takve realne silicijske pn -diode¹. Krivulja (a) odnosi se na propusni smjer, a krivulja (b) na nepropusni. Vidljivo je da reverzna struja (osim za $|U| < 3U_T$) ne ovisi o nepropusnom naponu, što znači da postoji samo difuzijska komponenta reverzne struje određena izrazom (5.107), dok je generacijska komponenta određena izrazom (6.3) zanemariva. Također je vidljivo da u propusnom smjeru striktno vrijedi Shockleyjeva jednadžba i kod sasvim niskih iznosa propusnih napona i struja. Pri tome sve točke dobivene mjerenjem leže na istoj, teorijskoj krivulji, izvučenoj punom crtom na temelju relacije (5.208). Mjerenja su obavljena na pet različitih temperatura u intervalu između 296K i 430K i sve mjerenjem dobivene točke leže na istoj, teorijskoj krivulji neovisno o temperaturi jer su i ordinata i apscisa dane u normiranom obliku koji isključuje temperaturni utjecaj.

Režim visoke injekcije. Kada je propusni napon na pn -spoju dovoljno visok da rubna koncentracija manjinskih nosilaca na slabije dopiranoj strani pn -spoja dolazi u red veličine

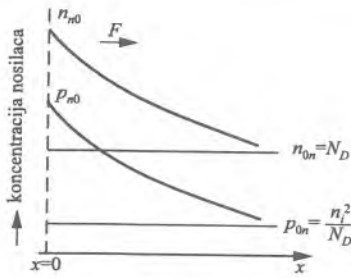
¹ O postupcima geteriranja čitatelj će naći više u knjizi pod brojem 3 u popisu literature uz ovo poglavlje.



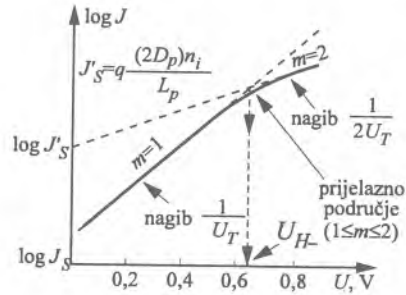
Slika 6.5. Strujno-naponska karakteristika jedne realne silicijske *pn*-diode u propusnom (krivulja a) i nepropusnom (krivulja b) smjeru uz primjenu postupka geteriranja. Sve točke leže na teorijskoj krivulji izvučenoj punom crtom [prema 6.4]

ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca ili postaje od nje veća, tada *pn*-spoj radi u režimu visoke injekcije. Raspodjela slobodnih nosilaca prikazana je u tom slučaju kvalitativno na slici 6.6. uz pretpostavku da je *n*-strana slabije dopirana. Također se pretpostavlja da je širina *n*-strane nekoliko puta veća od difuzijske dužine šupljina. Ne ulazeći u točnije proračune, ovdje ćemo samo kvalitativno opisati pojave na *n*-strani *pn*-strukture. Zamislimo ekstremni slučaj visoke injekcije u kojem je rubna koncentracija manjinskih šupljina p_{n0} mnogo veća od ravnotežne koncentracije većinskih elektrona $n_{0n} \equiv N_D$. U tom slučaju, radi očuvanja električne neutralnosti, i rubna koncentracija većinskih elektrona n_{n0} mora biti mnogo veća od n_{0n} . Postojanje gradijenta koncentracije većinskih nosilaca trebalo bi izazvati difuziju elektrona u smjeru *x*, a time i difuzijsku struju elektrona u smjeru $-x$. Međutim, ta struja neće teći jer bi dovela do smanjivanja ekscesne elektronske koncentracije. Elektroni koji bi difundirali u smjeru *x* ne bi mogli biti nadomešteni novim elektronima, kao što je to slučaj s difundirajućim šupljinama. Pri difundiranju šupljina u smjeru *x* ne dolazi do smanjivanja

njihove ekscesne koncentracije zbog postojanja injekcije šupljina s *p*-strane, gdje su one većinski nosioci. Elektroni su međutim na *p*-strani manjinski nosioci te ne mogu podržavati velike ekscesne koncentracije elektrona na *n*-strani. To znači da na *n*-strani postoji uzročnik koji sprečava difuzijsko gibanje elektrona u smjeru *x*. Taj uzročnik je električno polje *F* koje djeluje u smjeru *x* i koje je upravo toliko jako da stvara tendenciju pojave driftne struje elektrona u smjeru *x*, koja točno poništava tendenciju stvaranja difuzijske struje elektrona u smjeru $-x$. Kako je električno polje negativan gradijent elektrostatskog potencijala, njegovo postojanje na *n*-strani podrazumijeva omski pad napona na tom dijelu *pn*-strukture. Posljedica je smanjenje napona propusne polarizacije *pn*-spoja s obzirom na vanjski napon *U* doveden iz vanjskog izvora na *pn*-strukturu. Posljedica je također i niži iznos rubne koncentracije p_{n0} od onog iznosa koji daju Boltzmannove relacije, a time i sporiji rast struje *pn*-diode pri porastu napona. Električno polje *F* na slici 6.6., koje djeluje kočeće na slobodne elektrone, daje manjinskim šupljinama driftnu komponentu gibanja u smjeru *x*. U istom smjeru postoji i difuzijsko gibanje šupljina zbog gradijenta koncentracije. Jedna od posljedica rada u režimu visoke injekcije je dakle pojava driftne struje manjinskih nosilaca. U uvjetima ekstremno visoke injekcije gradijent koncentracije slobodnih elektrona jednak je gradijentu koncentracije šupljina. U tom slučaju gibanje šupljina može se modelirati pomoću difuzijskog gibanja s dvostruko većom difuzijskom konstantom nego u režimu niske injekcije. Bez ulaženja u matematičku interpretaciju problema navodimo približan izraz za gustoću struje šupljina u uvjetima ekstremno visoke injekcije za nesimetričan *pn*-spoj s *p*-stranom mnogo jače dopiranom od *n*-strane. Ta gustoća struje šupljina približno je jednaka gustoći ukupne struje *pn*-diode *J*:



Slika 6.6. Raspodjela slobodnih nosilaca na n-strani pn-spoja u režimu visoke injekcije



Slika 6.7. Strujno-naponska karakteristika pn-diode u području niske injekcije ($m = 1$), prijelaznom području ($1 \leq m \leq 2$) i području ekstremno visoke injekcije ($m = 2$). Sredina prijelaznog područja približno odgovara naponu U_H

$$J = q \frac{(2D_p)n_i}{L_p} \exp \frac{U}{2U_T}. \quad (6.17)$$

Uz iste pretpostavke, u uvjetima rada u režimu niske injekcije, prema relaciji (5.194) gustoća struje kroz pn-spoj je:

$$J = q \frac{D_p p_{0n}}{L_p} \exp \frac{U}{U_T}, \quad (6.18)$$

pri čemu je zbog $U \geq 3U_T$ zanemarena jedinica s obzirom na eksponencijalni član. Kada se usporede relacije (6.17) i (6.18), uočavaju se sljedeće razlike između režima visoke i niske injekcije:

- difuzijska konstanta dobiva prividno dvostruki iznos,
- ravnotežna koncentracija manjinskih nosilaca p_{0n} zamijenjena je intrinzičnom koncentracijom n_i , pa gustoća struje ne ovisi o specifičnoj vodljivosti slabije dopirane strane,
- napon na pn-spoju dvostruko je manji od napona dovedenog izvana na pn-diodu, što znači da se polovica vanjskog napona troši na održavanje električnog polja F na slici 6.6.

Relacija (6.17) striktno vrijedi kod ekstremno visoke injekcije. Između režima niske injekcije i ekstremno visoke injekcije postoji prijelazno područje u kojem je p_{0n} reda veličine n_{0n} za razliku od ekstremno visoke injekcije u kojoj je $p_{0n} \gg n_{0n}$. Cijelo područje visoke injekcije može se opisati izrazom:

$$J = J_S' \exp \frac{U}{mU_T}, \quad (6.19)$$

gdje je $1 \leq m \leq 2$, dok je J_S' gustoća struje koja bi hipotetski tekla pri $U = 0$, kada bi područje

visoke injekcije počinjalo već pri nultom naponu na *pn*-spoju. Kod ekstremno visoke injekcije ($m = 2$) J'_S određen je u skladu s relacijom (6.17) izrazom:

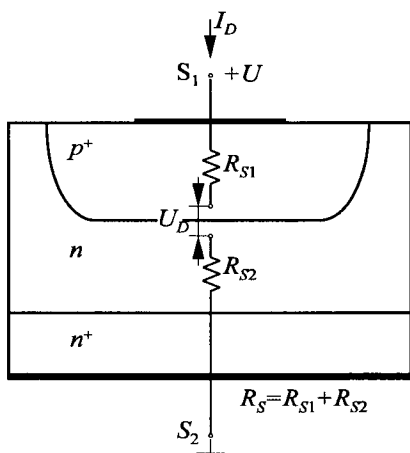
$$J'_S = q \frac{(2D_p)n_i}{L_p}, \quad (6.20)$$

dok u prijelaznom području J'_S ima manji iznos. Područje niske injekcije, prijelazno područje i područje ekstremno visoke injekcije prikazuje slika 6.7. Položaj prijelaznog područja može se procijeniti određivanjem napona U_H , pri kojem su struje određene relacijama (6.17) i (6.18) međusobno jednake. Taj napon iznosi:

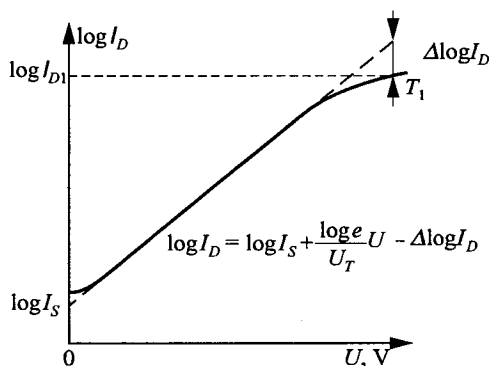
$$U_H = 2U_T \ln \frac{2N_D}{n_i}. \quad (6.21)$$

Što je koncentracija donora N_D na *n*-strani veća, režim visoke injekcije nastaje pri višem iznosu propusne polarizacije. Pri sobnoj temperaturi, u siliciju, uz $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ napon U_H iznosi 0,61 V. Ako je $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, dobiva se $U_H = 0,73 \text{ V}$.

Područje djelovanja serijskog otpora. Prema slici 6.7. na područje visoke injekcije nadovezuje se područje ograničeno serijskim otporom (područje D_2 na slici 6.4.). Međutim, u područje ograničeno serijskim otporom može se kod određenih *pn*-dioda prelaziti i izravno iz područja niske injekcije (područje D_1 na slici 6.4.). U oba moguća slučaja rast struje s naponom ograničen je djelovanjem i iznosom serijskog otpora koji je posljedica konačnog iznosa specifičnog otpora neutralne *p*-strane i *n*-strane. Taj slučaj ilustriran je slikom 6.8. Omski otpor *p*-strane modeliran je otporom R_{S1} , a *n*-strane otporom R_{S2} . Ukupni otpor je $R_S = R_{S1} + R_{S2}$. Zbog mnogo veće koncentracije primjese na *p*-strani serijski otpor *p*-strane R_{S1} obično je mnogo manji od serijskog otpora *n*-strane R_{S2} , pa je $R_S \approx R_{S2}$. Uz pret-



Slika 6.8. Ilustracija utjecaja serijskih otpora strana *p* i *n* *pn*-dioda na napon na *pn*-spoju



Slika 6.9. Određivanje serijskog otpora *pn*-dioda iz strujno-naponske karakteristike

postavku da se u područje ograničeno serijskim otporom prelazi izravno iz područja niske injekcije, struja diode I_D određena je relacijom:

$$I_D = I_S \exp \frac{U_D}{U_T}, \quad (6.22)$$

pri čemu je zanemarena jedinica s obzirom na eksponencijalni član. Napon U_D je napon na *pn*-spoju, a on je prema slici 6.8. određen relacijom:

$$U_D = U - I_D R_S, \quad (6.23)$$

gdje je U vanjski napon *pn*-diode. Gornje relacije daju:

$$I_D = I_S \exp \frac{U}{U_T} \cdot \exp \frac{-I_D R_S}{U_T}. \quad (6.24)$$

Logaritmiranjem se dobiva:

$$\log I_D = \log I_S + \frac{\log e}{U_T} U - \frac{R_S \log e}{U_T} I_D. \quad (6.25)$$

Uvodimo oznaku:

$$\Delta \log I_D = \frac{R_S \log e}{U_T} I_D, \quad (6.26)$$

pa je:

$$\log I_D = \log I_S + \frac{\log e}{U_T} U - \Delta \log I_D. \quad (6.27)$$

Prema grafičkom prikazu relacije (6.27) na slici 6.9., veličina $\Delta \log I_D$ je razlika ordinate pravca²:

$$\log I_D = \log I_S + \frac{\log e}{U_T} U \quad (6.28)$$

i krivulje određene relacijom (6.27). Relacija (6.26) daje za serijski otpor:

$$R_S = \frac{U_T \Delta \log I_D}{I_D \log e} = 2,3 U_T \frac{\Delta \log I_D}{I_D}. \quad (6.29)$$

Raspoložemo li strujno-naponskom karakteristikom *pn*-diode, tada serijski otpor R_S prema slici 6.9. u skladu s relacijom (6.29) možemo procijeniti npr. u točki T_1 uvrštenjem struje I_{D1} i veličine $\Delta \log I_D$ u relaciju (6.29).

² To je pravac u log-lin ravnini. Posljedica logaritamskog mjerila za struju je bezdimenzionalnost veličine $\Delta \log I_D$.

6.2.3. Strujno-naponska karakteristika tipične realne silicijske spojne *pn*-diode

U dosadašnjoj analizi strujno-naponske karakteristike *pn*-spoja i *pn*-diode opisali smo posebno rad u propusnom smjeru, i rad u nepropusnom smjeru do probojnog napona. Radi detaljne analize rada u propusnom smjeru obuhvaćeno je područje propusnih struja kroz više dekada, odnosno više redova veličine. Tako je na slici 6.4. obuhvaćen raspon propusnih struja od 10^{-12} A do 10^{-1} A, što čini 11 redova veličina. To je razlog primjene logaritamske skale na strujnoj osi. Propusni naponi su ispod 1 V pa je na naponskoj skali linearno mjerilo. U tehničkoj praksi, gdje nas pojedinosti karakteristike diode ne zanimaju, često se i na ordinati i na apscisi primjenjuje linearna skala. Međutim, zbog bitno različitih iznosa napona i struja u propusnom i nepropusnom smjeru, mjerila za pozitivne i negativne predznake napona i struja nisu ista. Jedna od tipičnih strujno-naponskih karakteristika silicijskih spojnih *pn*-dioda prikazana je na slici 6.10. U propusnom smjeru (prvi kvadrant) struja je zanemariva sve do propusnog napona tipičnog iznosa oko 0,6 V. Iznad toga napona struja vrlo brzo raste s porastom napona. Taj napon zove se **napon koljena** ili **napon praga** ili **napon rezanja** (engl. *knee voltage*, *threshold voltage*, *cutin voltage*). Iznosi struja ovisit će o površini presjeka *pn*-spoja i o tehnološkim karakteristikama diode. U nepropusnom smjeru struja je vrlo mala, te je strujna skala u nA, za razliku od propusnog smjera, gdje je u mA. Reverzna struja je zanemarivo mala, ali ne pokazuje svojstvo zasićenja jer u većine realnih silicijskih *pn*-dioda prevladava utjecaj generacijske komponente u reverznoj struji. Kod određenog iznosa nepropusnog napona javlja se bilo tunelski bilo lavinski proboj i reverzna struja naglo raste pri porastu reverznog napona. Taj napon u slučaju na slici 6.10. iznosi oko -17 V pa se radi o lavinskom mehanizmu proboja.

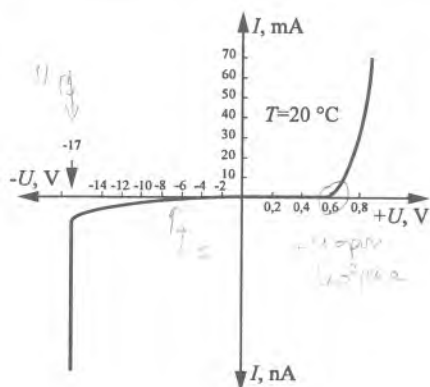
Ovisno o namjeni i izvedbi *pn*-spojne diode, propusne struje mogu imati i osjetno niže i osjetno više iznose nego na slici 6.10. Međutim, napon koljena neće pri tome znatnije varirati. Njegov iznos uvijek će biti oko 0,6 V, a uobičajeni radni naponi u propusnom smjeru između tipično 0,6 i 0,8 V. Navedeni podaci odnose se na silicijske diode, dok će za diode od drugih poluvodičkih materijala imati drukčije iznose. Reverzne struje uvijek su vrlo male s obzirom na propusnu struju, međutim probojni napon znatno varira od diode do diode ovisno o koncentracijama primjesa na strani *p* i *n* i obliku *pn*-spoja.

Temperaturna ovisnost strujno-naponske karakteristike. Pretpostavimo slučaj idealnog *pn*-spoja kojemu struja ovisi o naponu u skladu sa Shockleyjevom jednadžbom *pn*-spoja. Uz pretpostavku da je *pn*-spoj propusno polariziran i da je $U \geq 3U_T$, struja je određena relacijom:

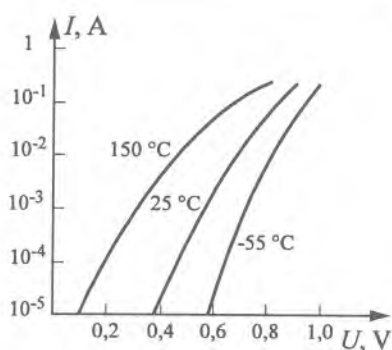
$$I = I_S \exp \frac{U}{U_T}, \quad (6.30)$$

gdje su značenja simbola poznata otprije. Reverzna struja zasićenja I_S prema relaciji (5.109) može se pisati u obliku:

$$I_S = C_1 n_i^2; \quad C_1 = q \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right). \quad (6.31)$$



Slika 6.10. Strujno-naponska karakteristika tipične silicijske spojne pn-diode u propusnom i nepropusnom smjeru



Slika 6.11. Temperaturna ovisnost strujno-naponske karakteristike silicijske pn-diode u propusnom smjeru

Pomoću relacije (2.46) za kvadrat intrinzične koncentracije, uz zanemarenje temperaturne ovisnosti veličina D_p , D_n , L_p i L_n u relaciji (6.31), I_S kao funkcija temperature određen je relacijom:

$$I_S \propto T^3 \exp \frac{-E_G}{kT} \quad (6.32)$$

Ta relacija pokazuje izrazitu temperaturnu ovisnost reverzne struje zasićenja. Širina zabranjenog pojasa E_G u siliciju prema slici 2.46. i relaciji (2.165) u široj okolini sobne temperature ($T = 300$ K) može se aproksimirati linearnim zakonom:

$$E_G = E_{G0} - \alpha T, \quad (6.33)$$

gdje je $E_{G0} = 1,2$ eV ekstrapolirana vrijednost E_G na termodinamičkoj nuli, dok je α koeficijent iznosa $2,546 \cdot 10^{-6}$ eV K $^{-1}$. Pomoću relacije (6.33) relacija (6.32) prelazi u:

$$I_S = C_S T^3 \exp \frac{-E_{G0}}{kT}, \quad (6.34)$$

gdje je C_S konstanta proporcionalnosti. Polazeći od gornje relacije, lako se određuje brzina promjene reverzne struje zasićenja pri promjeni temperature. Deriviranjem gornjeg izraza po T dobiva se:

$$\frac{dI_S}{dT} = \frac{I_S}{T} \left(3 + \frac{E_{G0}}{kT} \right). \quad (6.35)$$

Brzina promjene propusne struje pri promjeni temperature dobiva se deriviranjem izraza (6.30) po temperaturi uz konstantan iznos napona U :

$$\frac{dI}{dT} = I \left(\frac{1}{I_S} \frac{dI_S}{dT} - \frac{1}{T} \frac{U}{U_T} \right). \quad (6.36)$$

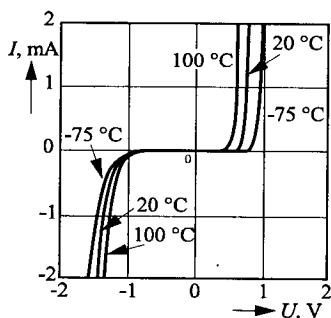
Primjenom relacije (6.35) dobiva se:

$$\frac{dI}{dT} = \frac{I}{T} \left(3 + \frac{\Phi_{G0} - U}{U_T} \right), \quad (6.37)$$

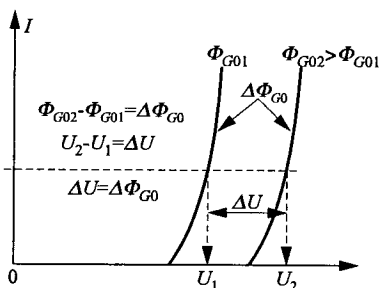
gdje je Φ_{G0} naponski ekvivalent veličine E_{G0} . Sličnim postupkom dobiva se brzina promjene propusnog napona pri promjeni temperature uz konstantan iznos propusne struje:

$$\frac{dU}{dT} = -\frac{U_T}{T} \left(3 + \frac{\Phi_{G0} - U}{U_T} \right) = -\frac{U_T}{I} \frac{dI}{dT}. \quad (6.38)$$

U silicijskim *pn*-diodama je $\Phi_{G0} = 1,2$ V, dok je tipični propusni napon oko $U = 0,7$ V. Na sobnoj temperaturi član u zagradi na desnoj strani izraza (6.37) je pozitivan. To znači da je brzina promjene propusne struje pri porastu temperature pozitivna veličina pa se strujno-naponska karakteristika »seli« prema većim strujama. Relacija (6.38) pokazuje da brzina promjene propusnog napona pri promjeni temperature uz konstantan iznos propusne struje ima negativan predznak pa se strujno-naponska karakteristika »seli« prema manjim naponima. Relacija (6.38) pri propusnom naponu $U = 0,7$ V, na sobnoj temperaturi, daje kod silicijske *pn*-diode brzinu promjene propusnog napona od približno -2 mV K⁻¹, što znači da svaki kelvin porasta temperature smanjuje iznos propusnog napona za 2 mV uz nepromijenjenu struju. Temperaturna ovisnost strujno-naponske karakteristike tipične silicijske *pn*-diode u propusnom smjeru prikazana je na slici 6.11. Vidljivo je da se s porastom temperature strujno-naponska karakteristika seli ulijevo jer napon na *pn*-spoju opada pri konstantnoj struji. Ako se napon održava konstantnim, tada porast temperature



Slika 6.12. Temperaturna ovisnost strujno-naponske karakteristike silicijske *pn*-diode u propusnom i nepropusnom smjeru



Slika 6.13. Ilustracija utjecaja širine zabranjenog pojasa na položaj propusne karakteristike *pn*-diode

izaziva porast struje. Slika 6.11. pokazuje također da porast temperature usporava rast struje pri porastu napona. To je očigledno i iz slike 6.3., iz koje proizlazi da je:

$$T \propto U_T \propto \operatorname{ctg} \alpha, \quad (6.39)$$

gdje je α kut nagiba karakteristike diode prema naponskoj osi. Na slici 6.12. prikazana je strujno-naponska karakteristika neke druge silicijske diode kod tri različite temperature. Probodni napon u nepropusnom smjeru je oko -1 V, pa je to tunelski mehanizam proboja. S porastom temperature probodna karakteristika seli se prema nižim iznosima nepropusnog napona, što je posve u skladu s rezultatima analize u dijelu 5.14.2.

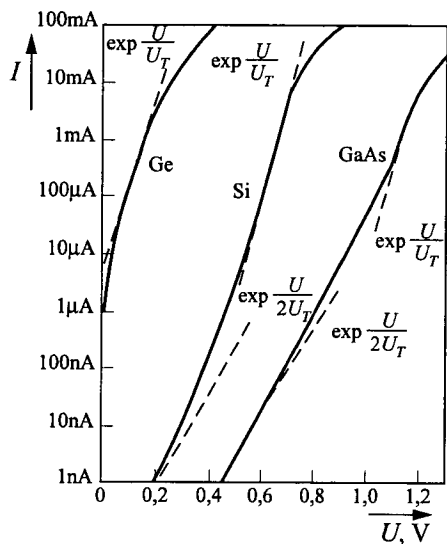
Utjecaj vrste poluvodiča na karakteristiku *pn*-spojne diode. Prema relaciji (6.34) reverzna struja zasićenja određena je temperaturom i ekstrapoliranim iznosom širine zabranjenog pojasa na termodinamičkoj nuli. Pomoću relacije (6.34) i relacije (6.30) dobiva se u području niske injekcije ovisnost propusne struje o temperaturi, propusnom naponu i ekstrapoliranoj vrijednosti širine zabranjenog pojasa na termodinamičkoj nuli.:

$$I \propto T^3 \exp \frac{-(\Phi_{G0} - U)}{U_T}. \quad (6.40)$$

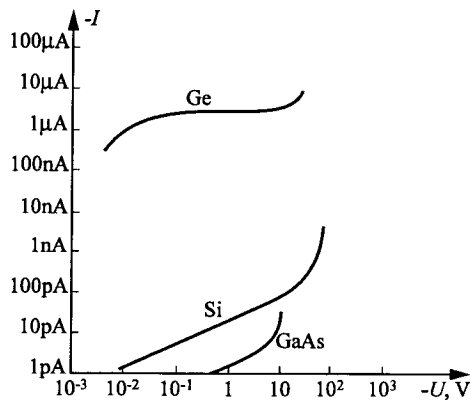
Pretpostavimo da imamo dvije *pn*-diode proizvedene na isti način i s istom geometrijom i da se one razlikuju samo po vrsti poluvodičkog materijala iz kojeg su procesirane. U tom slučaju diode će se razlikovati samo po iznosu veličine Φ_{G0} . Ako kroz obje diode teče ista propusna struja, tada se prema relaciji (6.40) propusni naponi na diodama moraju razlikovati. Ako je kod prve diode $\Phi_{G0} = \Phi_{G01}$ i $U = U_1$, a kod druge $\Phi_{G0} = \Phi_{G02}$ i $U = U_2$, tada relacija (6.40) daje:

$$U_2 - U_1 = \Phi_{G02} - \Phi_{G01}. \quad (6.41)$$

Naponska razlika na diodama jednaka je razlici naponskih ekvivalenata širina zabranjenog pojasa na termodinamičkoj nuli (slika 6.13). Porast širine zabranjenog pojasa rezultira u pomaku strujno-naponske karakteristike u propusnom smjeru prema većim naponima. Taj efekt je u dobrom slaganju s eksperimentalnim opažanjima. Na slici 6.14. prikazane su strujno-naponske karakteristike germanijske, silicijske i galij-arsenidske diode u propusnom smjeru. Germanij na sobnoj temperaturi ima $\Phi_G = 0,66$ V, silicij $\Phi_G = 1,124$ V, a galij-arsenid $\Phi_G = 1,42$ V. Ekstrapolirane vrijednosti na termodinamičkoj nuli veće su od gornjih iznosa, ali su međusobne razlike u prvoj aproksimaciji iste. To znači da je teorijski gledano karakteristika silicijske diode s obzirom na germanijsku pomaknuta udesno za približno $\Delta U = \Delta \Phi_G = 1,124 - 0,66 = 0,464$ V. Također je karakteristika galij-arsenidske diode s obzirom na karakteristiku silicijske pomaknuta udesno za iznos $\Delta U = \Delta \Phi_G = 1,42 - 1,124 = 0,296$ V. S obzirom na približnost analize dobiveni rezultati dobro se slažu s veličinama na slici 6.14. i kvalitativno dobro opisuju utjecaj širine zabranjenog pojasa na položaj strujno-naponske propusne karakteristike. Za iste tri diode na slici 6.15. prikazane su i karakteristike u nepropusnom smjeru. Kod idealnog *pn*-spoja reverzna struja na zadanoj temperaturi određena je prema relaciji (6.32) širinom zabranjenog pojasa. Što je zabranjeni pojas širi, intrinzična koncentracija je manja i reverzna struja je manja. Kako germaniju pripada najmanja širina zabranjenog pojasa, germanijska dioda ima najveću reverznu struju. Silicij ima širi zabranjeni pojas nego germanij i prema tome niži iznos



Slika 6.14. Strujno-naponske karakteristike germanijske, silicijske i galij-arsenidske *pn*-diode u propusnom smjeru na sobnoj temperaturi



Slika 6.15. Strujno-naponske karakteristike germanijske, silicijske i galij-arsenidske *pn*-diode u nepropusnom smjeru na sobnoj temperaturi

reverzne struje koja uz to zbog djelovanja generacijsko-rekombinacijskih centara u osiromašenom području ne pokazuje svojstvo zasićenja. Najmanju reverznu struju ima dioda od galij-arsenida s najširim zabranjenim pojasom. Vidljivo je da porast širine zabranjenog pojasa rezultira u padu reverzne struje i pomaku propusne karakteristike prema većim naponima.

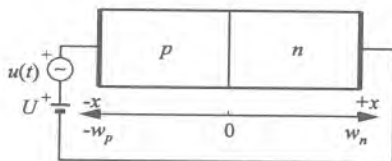
6.3. Difuzijska admitancija spojne *pn*-diode

Pretpostavimo da se prema slici 6.16. u seriju s istosmjernim naponom propusne polarizacije *pn*-diode *U* dovede izvana na diodu izmjenični napon *u(t)* male amplitude *U_m* i kružne frekvencije ω tako da na diodu djeluje ukupni napon:

$$u_{TOT}(t) = U + u(t) = U + U_m \exp j\omega t. \quad (6.42)$$

Pretpostavimo da je pri tome $U_m < U$, pa je $u_{TOT}(t)$ u svakom trenutku *t* pozitivan, čime je osigurana propusna polarizacija *pn*-spoja. U analizi rada *pn*-diode u opisanim uvjetima pretpostavit ćemo također da su širine strana *n* i *p* bar nekoliko puta veće od difuzijskih dužina manjinskih nosilaca na tim stranama ($w_n > L_p$, $w_p > L_n$), da je *pn*-spoj idealan i da radi u režimu niske injekcije. Radi idealnosti *pn*-spoja zanemarujemo generacijsko-rekombinacijske procese u osiromašenom području. Također zanemarujemo širine osiromašenog područja na stranama *p* i *n* s obzirom na w_n i w_p , što je na slici 6.16. učinjeno. U opisanim uvjetima koncentracije manjinskih nosilaca ovise o udaljenosti *x* od *pn*-ravnine i o vremenu

Slika 6.16. Spojna pn-dioda polarizirana propusnim istosmjernim naponom U i malim izmjeničnim naponom $u(t)$



t pa je $n = n(x, t)$ i $p = p(x, t)$. Pretpostavlja se dakle jednodimenzionalni slučaj. Na mjestu $x = 0$ na rubu n -strane prema pn -spoju rubna koncentracija p_{n0} vremenski je ovisna pa je prema Boltzmannovoj relaciji pišemo u obliku:

$$p_{n0}(t) = p_{n0} \exp \frac{u_{TOT}(t)}{U_T} = p_{n0} \exp \frac{u(t)}{U_T}, \quad (6.43)$$

gdje je p_{n0} statička vrijednost rubne koncentracije šupljina. Uz pretpostavku da je amplituda izmjeničnog signala $U_m \ll U_T$, s razvojem u red potencija eksponencijalnog člana u relaciji (6.43) i zanemarivanjem potencija iznad prve dobiva se približan izraz:

$$p_{n0}(t) = p_{n0} \exp \left(\frac{U_m}{U_T} \exp j\omega t \right) \approx p_{n0} \left(1 + \frac{U_m}{U_T} \exp j\omega t \right), \quad (6.44)$$

odnosno:

$$p_{n0}(t) \approx p_{n0} + p_{m0} \exp j\omega t, \quad (6.45)$$

gdje je:

$$p_{m0} = p_{n0} \frac{U_m}{U_T}. \quad (6.46)$$

Relacija (6.45) pokazuje da je rubna koncentracija šupljina na n -strani pn -spoja u dinamičkim uvjetima približno jednaka algebarskom zbroju jednog istosmjernog člana p_{n0} određenog istosmjernim naponom U i jednog izmjeničnog člana određenog signalom kružne frekvencije ω . Relacija (6.46) samo je približna i podrazumijeva da je $U_m \ll U_T$. U tom slučaju je trenutna vrijednost rubne koncentracije manjinskih nosilaca na n -strani zbroj istosmjerne i izmjenične komponente pa je to **linearni režim rada** na koji se može primijeniti **princip superpozicije**, kao u analizi kapaciteta reverzno polariziranog pn -spoja u dijelu 5.13. Po analogiji s relacijom (6.45) može se pretpostaviti da za proizvoljni x u svakom trenutku vrijedi:

$$p(x, t) = p_0(x) + p_m(x) \exp j\omega t, \quad (6.47)$$

pri čemu je također $U_m \ll U_T$. Difuzijska jednadžba (3.149), primijenjena na razmatrani slučaj, uz zanemarenje generacije nosilaca u osiromašenom području ($G_p = 0$) glasi:

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{p(x,t) - p_{0n}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2}. \quad (6.48)$$

Uvrštenjem (6.47) u (6.48) dobiva se:

$$\left[D_p \frac{\partial^2 p_0(x)}{\partial x^2} - \frac{p_0(x) - p_{0n}}{\tau_p} \right] + \left[D_p \frac{\partial^2 p_m(x)}{\partial x^2} - \frac{p_m(x)}{\tau_p} - j\omega p_m(x) \right] \exp j\omega t = 0. \quad (6.49)$$

Član u prvoj zagradi ovisi samo o statičkim uvjetima, dok je član u drugoj zagradi određen izmjeničnim signalom. Da se ispuni uvjet jednakosti s nulom, moraju obje zagrade u toj relaciji, svaka za sebe, biti jednake nuli:

$$D_p \frac{\partial^2 p_0(x)}{\partial x^2} - \frac{p_0(x) - p_{0n}}{\tau_p} = 0, \quad (6.50)$$

$$D_p \frac{\partial^2 p_m(x)}{\partial x^2} - \frac{p_m(x)}{\tau_p} - j\omega p_m(x) = 0. \quad (6.51)$$

Rješenjem difuzijske jednadžbe (6.50) dobiva se istosmjerni dio koncentracije šupljina $p_0(x)$ koji ovisi samo o x -u i o istosmjernom naponu U . Rješenjem difuzijske jednadžbe (6.51) dobiva se amplituda izmjeničnog dijela koncentracije šupljina $p_m(x)$, koja će ovisiti o x -u. Rješenje jednadžbe (6.50) dano je već prije relacijom (5.185) i (5.186) pri čemu $p(x)$ treba zamijeniti s $p_0(x)$. Jednostavnom transformacijom difuzijska jednadžba (6.51) svodi se na:

$$\frac{\partial^2 p_m(x)}{\partial x^2} - \frac{p_m(x)}{L_p^2(\omega)} = 0, \quad (6.52)$$

gdje je:

$$L_p(\omega) = \frac{L_p}{\sqrt{1 + j\omega\tau_p}}. \quad (6.53)$$

Veličina $L_p(\omega)$ je **efektivna difuzijska dužina** (engl. *effective diffusion length*) šupljina. Na vrlo niskim frekvencijama jednaka je difuzijskoj dužini šupljina L_p , dok na vrlo visokim frekvencijama opada s drugim korijenom od kružne frekvencije. Efektivna difuzijska dužina dakle nije inherentno svojstvo čestice i materijala, već ovisi i o frekvenciji signala koji upravlja gibanjem čestice.

Opće rješenje diferencijalne jednadžbe (6.52) je:

$$p_m(x) = C_1 \exp \frac{-x}{L_p(\omega)} + C_2 \exp \frac{x}{L_p(\omega)}, \quad (6.54)$$

gdje su C_1 i C_2 konstante integriranja određene rubnim uvjetima. Kada $x \rightarrow \infty$, tada $p_m(x) \rightarrow 0$, jer zbog djelovanja rekombinacijskog procesa ekstrinzične šupljine nestaju³. Odatle proizlazi da C_2 mora imati iznos 0. Kada je $x = 0$, tada je:

$$p_m(0) = C_1 = p_{n0} \frac{U_m}{U_T} = p_{0n} \frac{U_m}{U_T} \exp \frac{U}{U_T}. \quad (6.55)$$

Relacije (6.54) i (6.55) uz $C_2 = 0$ daju:

$$p_m(x) = p_{0n} \frac{U_m}{U_T} \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \exp \frac{-x}{L_p(\omega)}. \quad (6.56)$$

Uvrštenjem relacija (6.56) i (5.186) u opće rješenje (6.47) dobiva se ovisnost koncentracije šupljina na *n*-strani o *x*-u i *t*-u u obliku:

$$p(x, t) = p_{0n} + p_{0n} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \exp \frac{-x}{L_p} + p_{0n} \frac{U_m}{U_T} \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \left(\exp \frac{-x}{L_p(\omega)} \right) \exp j\omega t. \quad (6.57)$$

Gustoća difuzijske struje šupljina na *n*-strani u dinamičkim uvjetima ima ukupnu trenutnu vrijednost $j_p(x, t)$:

$$j_p(x, t) = -qD_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} = J_p(x) + j_p(x, t) = -qD_p \frac{\partial p_0(x)}{\partial x} - qD_p \frac{\partial p_m(x)}{\partial x} \exp j\omega t, \quad (6.58)$$

gdje je $J_p(x)$ istosmjerna komponenta, a $j_p(x, t)$ izmjenična komponenta gustoće difuzijske struje. Izmjenična komponenta gustoće difuzijske struje šupljina na *n*-strani je:

$$j_p(x, t) = -qD_p \frac{\partial p_m(x)}{\partial x} \exp j\omega t. \quad (6.59)$$

Pomoću relacije (6.56) dobiva se:

$$j_p(x, t) = qD_p \frac{p_{0n} U_m}{U_T L_p(\omega)} \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \left(\exp \frac{-x}{L_p(\omega)} \right) \exp j\omega t. \quad (6.60)$$

³ Uvjet $x \rightarrow \infty$ ekvivalentan je s fizikalnog gledišta uvjetu $x \rightarrow w_n$ jer je w_n barem nekoliko puta veći od L_p , a time i od $L_p(\omega)$.

Gustoća izmjenične komponente struje šupljina ovisi o priključenom istosmjernom naponu, udaljenosti od *pn*-ravnine te o frekvenciji signala i vremenu. Na mjestu $x = 0$ je:

$$j_p(0, t) = qD_p \frac{p_{0n} U_m}{U_T L_p(\omega)} \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \exp j\omega t. \quad (6.61)$$

Sličnim se postupkom dobiva izmjenična komponenta gustoće struje slobodnih elektrona na *p*-strani *pn*-diode $j_n(x, t)$ u obliku:

$$j_n(x, t) = j_n(0, t) \exp \frac{x}{L_n(\omega)}, \quad (6.62)$$

gdje je $j_n(0, t)$ gustoća izmjenične komponente struje elektrona na mjestu $x=0$:

$$j_n(0, t) = qD_n \frac{n_{0p} U_m}{U_T L_n(\omega)} \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \exp j\omega t. \quad (6.63)$$

Veličina $L_n(\omega)$ je efektivna difuzijska dužina slobodnih elektrona određena relacijom:

$$L_n(\omega) = \frac{L_n}{\sqrt{1 + j\omega\tau_n}}. \quad (6.64)$$

Prema slici 6.16. na *n*-strani *pn*-diode je $x > 0$, a na *p*-strani je $x < 0$, pa eksponencijalni članovi u relacijama (6.60) i (6.62) imaju različite predznake argumenta ovisnog o x .

Ukupna gustoća izmjenične struje kroz *pn*-spoj, a time i kroz diodu, je zbroj gustoća izmjeničnih struja šupljina i elektrona na mjestu $x=0$. Relacije (6.61) i (6.63) daju:

$$j(t) = j_p(0, t) + j_n(0, t) = q \frac{U_m}{U_T} \left(\frac{D_p p_{0n}}{L_p(\omega)} + \frac{D_n n_{0p}}{L_n(\omega)} \right) \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) \exp j\omega t. \quad (6.65)$$

Kako je $U_m \exp j\omega t = u(t)$, bit će:

$$j(t) = \frac{q}{U_T} \left(\frac{D_p p_{0n}}{L_p(\omega)} + \frac{D_n n_{0p}}{L_n(\omega)} \right) \left(\exp \frac{U}{U_T} \right) u(t). \quad (6.66)$$

Pomoću relacija (5.190) i (5.191) uz $U \geq 3U_T$ ta relacija prelazi u:

$$j(t) = \left(\frac{J_p(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + \frac{J_n(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \right) u(t). \quad (6.67)$$

Ako se gustoće struje nadomjestite iznosima struja, dobiva se:

$$i(t) = \left(\frac{I_p(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + \frac{I_n(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \right) u(t). \quad (6.68)$$

Difuzijska admitancija se definira kao omjer izmjenične komponente difuzijske struje i izmjenične komponente napona pa je:

$$Y(\omega) = \frac{i(t)}{u(t)} = \frac{I_p(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + \frac{I_n(0)}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_n}. \quad (6.69)$$

U većini realnih *pn*-dioda dobivenih postupkom difuzije primjesa redovito je jedna strana *pn*-strukture mnogo jače dopirana nego druga. Ako je to *p*-strana, tada je $p_{0n} \gg n_{0p}$, što daje $I_p(0) \gg I_n(0)$, pa je vrlo približno $I_p(0) \equiv I$, tj. $I_p(0)$ je jednak ukupnoj istosmjernoj struji kroz *pn*-diodu. Ako su vremena života manjinskih nosilaca na stranama *p* i *n* pri tome istog reda veličine, bit će:

$$Y(\omega) \equiv \frac{I}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \quad (6.70)$$

Kada je frekvencija vrlo niska, može se zanemariti frekvencijski član pod korijenom pa je:

$$Y(\omega) = g_0 = \frac{I}{U_T}. \quad (6.71)$$

Relaciju (6.70) možemo sada pisati u obliku:

$$Y(\omega) = g_0 \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \quad (6.72)$$

Taj se izraz može prikazati u obliku kompleksne admitancije:

$$Y(\omega) = g_D(\omega) + j\omega C_D(\omega). \quad (6.73)$$

Izjednačavanjem desnih strana u relacijama (6.72) i (6.73) dobiva se:

$$g_D(\omega) = \frac{g_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}, \quad (6.74)$$

$$C_D(\omega) = \frac{g_0\tau_p}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}}. \quad (6.75)$$

Veličina $g_D(\omega)$ je radna komponenta difuzijske admitancije. Ta komponenta ovisi o

istosmjernoj struji koja određuje g_0 , o frekvenciji izmjeničnog signala i o vremenu života manjinskih nosilaca na slabije dopiranoj strani *pn*-strukture. Veličina $C_D(\omega)$ je **difuzijski kapacitet** (engl. *diffusion capacitance*) *pn*-spoja. On također ovisi o istosmjernoj struji, frekvenciji izmjeničnog signala i o vremenu života manjinskih nosilaca. Zanimljivo je pogledati relacije (6.74) i (6.75) u rubnim frekvencijskim područjima.

Područje niskih frekvencija. Područje niskih frekvencija definirat ćemo uvjetom $\omega \ll \tau_p^{-1}$, odnosno $\omega\tau_p \ll 1$. Tada je:

$$\sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}} \cong \sqrt{2}, \quad (6.76)$$

što uvrštenjem u (6.74) i (6.75) daje:

$$g_D(\omega) \cong g_0 = \frac{I}{U_T}, \quad (6.77)$$

$$C_D(\omega) \cong \frac{1}{2} g_0 \tau_p = \frac{1}{2} \frac{I}{U_T} \tau_p = C_0. \quad (6.78)$$

Radna komponenta difuzijske admitancije jednaka je g_0 i određena je istosmjernom strujom *pn*-diode. Difuzijski kapacitet određen je istosmjernom strujom i vremenom života manjinskih nosilaca.

Područje visokih frekvencija. Područje visokih frekvencija definirat ćemo uvjetom $\omega \gg \tau_p^{-1}$, odnosno $\omega\tau_p \gg 1$. Tada je:

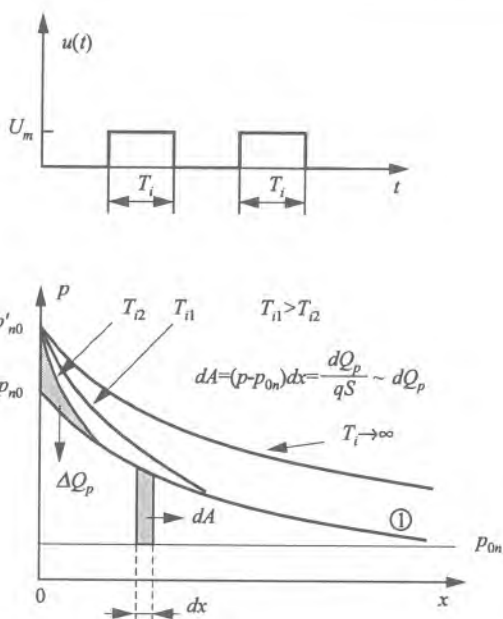
$$\sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}} \cong \sqrt{\omega\tau_p}, \quad (6.79)$$

pa relacije (6.74) i (6.75) daju:

$$g_D(\omega) \cong g_0 \sqrt{\frac{\omega\tau_p}{2}}, \quad (6.80)$$

$$C_D(\omega) \cong g_0 \sqrt{\frac{\tau_p}{2\omega}}. \quad (6.81)$$

Na visokim frekvencijama radna komponenta difuzijske admitancije raste s drugim korijenom iz frekvencije izmjeničnog signala, dok difuzijski kapacitet opada s drugim korijenom iz frekvencije izmjeničnog signala. Pad iznosa difuzijskog kapaciteta s porastom frekvencije može se fizikalno objasniti pomoću slike 6.17. Radi lakše analize zamislimo da je izmjenični signal $u(t)$ zamijenjen nizom impulsa trajanja T_i . Istosmjerni napon na slici 6.16. daje ravnotežnu ili statičku raspodjelu manjinskih šupljina na *n*-strani određenu relacijom (5.186) koja prati krivulju 1 na slici 6.17. Elementarna površina dA iznosi:



Slika 6.17. Uz tumačenje frekvencijske ovisnosti difuzijske admitancije pn -diode

$$dA = (p - p_{0n})dx = \frac{dQ_p}{qS} \propto dQ_p, \quad (6.82)$$

gdje je dQ_p prirast naboja ekscesnih šupljina pri prirastu x -a za dx . To znači da ukupna površina između krivulje 1 i p_{0n} predstavlja naboj ekscesnih šupljina ubačenih injekcijom s p -strane na n -stranu. Kada na pn -spoj, uz istosmjerni napon U , počne djelovati niz impulsa trajanja T_i prema slici 6.17., porast će rubna koncentracija šupljina s iznosa:

$$p_{n0} = p_{0n} \exp \frac{U}{U_T}, \quad (6.83)$$

na iznos:

$$p'_{n0} = p_{0n} \exp \frac{U + U_m}{U_T} = p_{n0} \exp \frac{U_m}{U_T} > p_{n0}. \quad (6.84)$$

Ako je trajanje impulsa T_i vrlo veliko s obzirom na vrijeme života šupljina, tada će se za svaki $x \geq 0$ uspostaviti nova ravnotežna koncentracija šupljina (krivulja $T_i \rightarrow \infty$ na slici 6.17.). Međutim, kada se T_i smanjuje, kada postane reda veličine τ_p i manji od τ_p , tada se za vrijeme trajanja impulsa ne može uspostaviti nova ravnotežna koncentracija jer prije nego se to dogodi impuls prestane djelovati. Ta pojava opisana je krivuljama T_{i1} i T_{i2} na slici 6.17. U skladu s relacijom (6.82) površina između krivulje za T_{i2} i krivulje 1 je prirast ekscesnog injektiranog naboja šupljina pri dolasku impulsa na diodu. Ako T_i raste, bit će prema slici 6.17. i taj prirast veći. Difuzijski kapacitet može se definirati kao omjer prirasta

ekscenog naboja ΔQ_p i prirasta napona ΔU koji je pojavu inicirao, a taj prirast napona je U_m :

$$C_D = \frac{\Delta Q_p}{\Delta U} = \frac{\Delta Q_p}{U_m}. \quad (6.85)$$

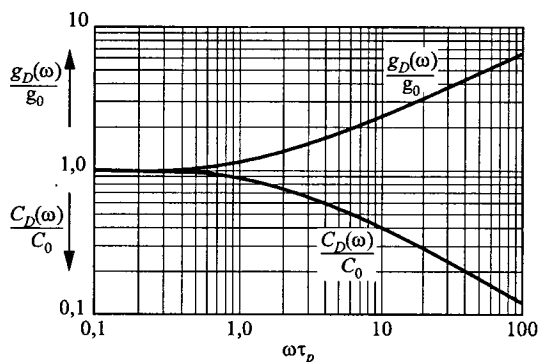
Iz slike 6.17. proizlazi da duže trajanje impulsa, a to znači manju frekvenciju impulsa, daje veći ΔQ_p uz isti U_m te difuzijski kapacitet raste kada se frekvencija smanjuje, što je posve u skladu s relacijom (6.81). Sličnim razmatranjem dolazi se i do odgovora na pitanje zašto prema relaciji (6.80) radna komponenta difuzijske admitancije raste pri porastu frekvencije.

Područje srednjih frekvencija. U tom području je ω reda veličine τ_p^{-1} pa za određivanje $g_D(\omega)$ i $C_D(\omega)$ treba primijeniti kompletne izraze (6.74) i (6.75). Idući od relativno niskih frekvencija prema višima, moguće je radnu komponentu difuzijske admitancije i difuzijski kapacitet prikazati u normiranom obliku kao funkciju frekvencije signala dijagramom na slici 6.18. Pri tome je normiranje izvršeno s obzirom na iznose $g_D(\omega)$ i $C_D(\omega)$ na niskim frekvencijama:

$$\frac{g_D(\omega)}{g_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega \tau_p)^2}}, \quad (6.86)$$

$$\frac{C_D(\omega)}{C_0} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega \tau_p)^2}}}. \quad (6.87)$$

Difuzijska vremenska konstanta i efektivno vrijeme života. Omjer difuzijskog kapaciteta i radne komponente difuzijske admitancije ima dimenziju vremena i zove se **difuzijska vremenska konstanta**. Iz definicije difuzijske vremenske konstante i relacija (6.86) i (6.87) proizlazi izraz za difuzijsku vremensku konstantu:



Slika 6.18. Normirani prikaz ovisnosti radne komponente difuzijske admitancije i difuzijske kapacitivnosti o frekvenciji signala za propusno polariziranu idealnu *pn*-diodu

$$T_D = \frac{\tau_p}{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}. \quad (6.88)$$

Taj izraz vrijedi uz iste pretpostavke kao i izraz (6.70) za difuzijsku admitanciju. Na vrlo niskim frekvencijama, kada $\omega \rightarrow 0$, vremenska konstanta T_D teži iznosu $0,5 \tau_p$. Kada $\omega \rightarrow \infty$, tada $T_D \rightarrow \omega^{-1}$, pa vremenska konstanta ovisi samo o frekvenciji signala. Za $\omega\tau_p = 1$ je $T_D = 0,41 \tau_p$. Difuzijska vremenska konstanta može se, polazeći od izraza (6.88), pisati u alternativnom obliku:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_p(\omega)}, \quad (6.89)$$

gdje je $\tau_p(\omega)$ **efektivno vrijeme života šupljina** određeno relacijom:

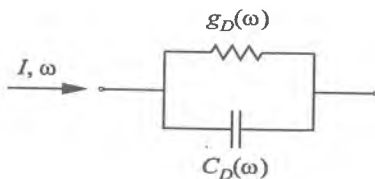
$$\tau_p(\omega) = \frac{\tau_p}{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}. \quad (6.90)$$

Efektivno vrijeme života, kao i efektivna difuzijska dužina, opada s porastom frekvencije signala.

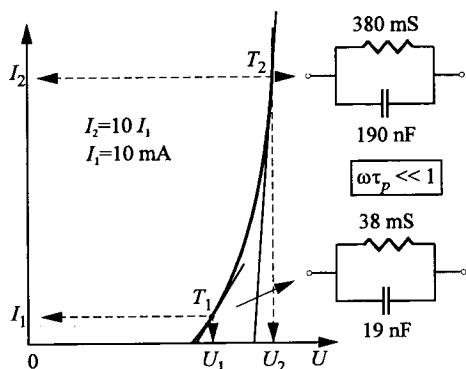
6.4. Nadomjesni sklop *pn*-diode

Prema relacijama (6.73), (6.86) i (6.87) idealna *pn*-dioda u režimu malih signala, pri propusnoj polarizaciji istosmjernom strujom I , može se nadomjestiti dvopolom, što ga čine radna vodljivost $g_D(\omega)$ i difuzijski kapacitet $C_D(\omega)$ (slika 6.19). I radna komponenta difuzijske admitancije i difuzijski kapacitet frekvencijski ovise pa se difuzijska admitancija ne može predložiti paralelnim spojem frekvencijski neovisne vodljivosti i kapacitivnosti. Posljedica je to prirode difuzijskog gibanja manjinskih nosilaca i opisa toga gibanja pomoću parcijalne difuzijske diferencijalne jednačbe.

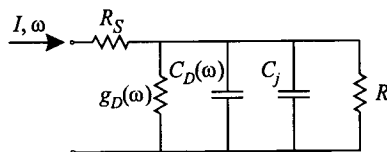
Osim o frekvenciji signala difuzijska admitancija ovisi i o istosmjernoj struji *pn*-diode. Pretpostavimo li da u prvoj aproksimaciji propusnu karakteristiku *pn*-diode dobro opisuje Shockleyjeva jednačba i u dinamičkim uvjetima, što odgovara jedino signalima vrlo niske frekvencije, tada se radna komponenta difuzijske vodljivosti može izračunati kao omjer malog prirasta istosmjerne struje i malog prirasta istosmjernog napona:



Slika 6.19. Nadomjesni sklop idealne *pn*-diode za mali izmjenični signal kod propusne polarizacije pri istosmjernoj struji I i signalu kružne frekvencije ω



Slika 6.20. Ilustracija veze istosmjerne struje *pn*-diode i nadomjesnog sklopa diode u području niskih frekvencija



Slika 6.21. Nadomjesni sklop realne *pn*-diode za mali izmjenični signal kod propusne polarizacije pri istosmjernoj struji I i signalu kružne frekvencije ω

$$g_0 = \frac{dI}{dU} \cong \frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{I}{U_T}, \quad (6.91)$$

pri čemu je primijenjena relacija (6.30). Ta relacija odgovara relaciji (6.77). Na slici 6.20. prikazana je strujno-naponska karakteristika diode u propusnom smjeru i dvije točke T_1 i T_2 u kojima struje stoje u dekadskom odnosu. Prema relaciji (6.91) veličina g_0 određena je nagibom tangente na strujno-naponsku karakteristiku prema naponskoj osi. Nagib tangente veći je u točki T_2 pa i g_0 u toj točki ima veći iznos. Ako je temperatura sobna i ako je $I_1 = 1 \text{ mA}$, $I_2 = 10I_1$ i $\omega\tau_p \ll 1$, tada je g_0 u točki T_1 jednak 38 mS , a u točki T_2 jednak 380 mS . Pripadni difuzijski kapaciteti prema relaciji (6.78) su 19 nF i 190 nF . Na slici 6.20. uz točke T_1 i T_2 naznačeni su i pripadni nadomjesni sklopovi difuzijske admitanije.

Nadomjesni sklop na slici 6.19. dobro opisuje ponašanje *pn*-diode vezano uz difuziju injektiranih manjinskih nosilaca. Međutim, da bi se opisalo kompletno ponašanje realne *pn*-diode u propusnom smjeru, potrebno je dodati prema slici 6.21. još serijski otpor R_S neutralne *p*-strane i *n*-strane *pn*-diode, potom kapacitet osiromašenog područja C_j i parazitni otpor R koji uzima u obzir komponentu struje diode što ne teče kroz *pn*-spoj već ide po površini kristala ispod oksidnog sloja ili kroz međupovršinu između silicija i oksidnog sloja. Pri propusnoj polarizaciji redovito je $C_D(\omega) \gg C_j$ i $g_D(\omega) \gg R^{-1}$, pa se u većini slučajeva realna *pn*-dioda može dobro opisati pomoću $g_D(\omega)$, $C_D(\omega)$ i R_S . Kapacitet C_j određuje se pri propusnoj polarizaciji pomoću relacije (5.131) i (5.137), pri čemu član $U_K + U_R$ treba nadomjestiti članom $U_K - U$, gdje je U napon propusne polarizacije *pn*-spoja. S porastom U opada $U_K - U$ i C_j raste. On je dakle veći uz propusnu nego uz nepropusnu polarizaciju jer je širina osiromašenog područja pri propusnoj polarizaciji manja. No unatoč tome C_j se zanemaruje jer je $C_D(\omega)$ redovito mnogo veći. Izuzetak čine *pn*-spojevi u određenim integriranim elementima, gdje su propusne istosmjerne struje ponekad toliko male da je $C_D(\omega)$ istog reda kao i C_j . Pri nepropusnoj polarizaciji *pn*-spoja nema injekcije manjinskih nosilaca pa se $C_D(\omega)$ i $g_D(\omega)$ mogu zanemariti. Tada se *pn*-dioda može nadomjestiti članovima R_S , R i C_j .

6.5. Spojna pn-dioda kao sklopka

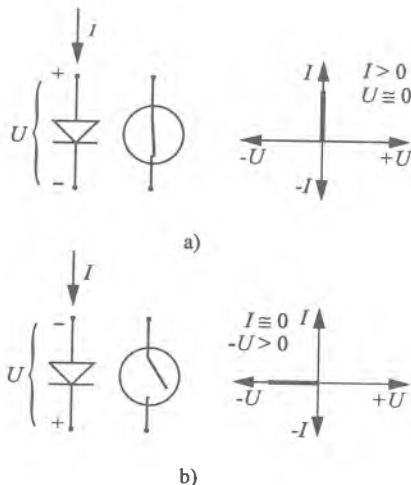
Nadomjesni sklopovi pn-diode na slikama 6.19. – 6.21. opisuju rad poluvodičke diode u linearnom režimu ili u režimu malog izmjeničnog signala. U tom režimu na pn-spoj djeluje uz istosmjerni napon U još i izmjenični signal $u(t) = U_m \exp j\omega t$, pri čemu je $U_m \ll 3U_T$. U tom slučaju može se u analizi rada pn-spoja primijeniti princip superpozicije, čime se dolazi do nadomjesnih sklopova na slikama 6.19. – 6.21. Međutim, u impulsnim i digitalnim elektoničkim sklopovima na pn-diodu najčešće dolaze signali nesinusoidnog oblika i s velikom amplitudom. U većini slučajeva ti će signali prebacivati diodu iz stanja visoke vodljivosti (približni kratki spoj) u stanje neznatne vodljivosti (približni prazni hod). Opisani način rada odgovara režimu sklopke ili prekidača. Kada je pn-dioda propusno polarizirana, pri relativno niskom naponu vodi relativno visoku struju, što odgovara zatvorenoj ili uključenoj sklopki. Pri nepropusnoj polarizaciji uz relativno visok napon teče zanemariva reverzna struja, što odgovara otvorenoj ili isključenoj sklopki. Rad diode kao sklopke ilustriran je na slici 6.22. Rad pn-diode i općenito poluvodičkih elemenata temeljenih na injeksiji manjinskih nosilaca kroz pn-spoj može se analizirati različitim metodama. Neke su relativno jednostavne, kvalitativno ispravno opisuju pojave i daju samo približno točne numeričke iznose. Druge su egzaktnije, temelje se na rješavanju jednadžbe kontinuiteta i daju točne numeričke iznose. Međutim, matematički su mnogo složenije od prvih.

Ovdje ćemo podrobnije opisati jednu od često primjenjivanih približnih metoda analize rada pn-diode kao sklopke. To je metoda **upravljanja nabojem** (engl. *charge-control*). Do osnovne nabojske jednadžbe dolazi se jednokratnim integriranjem difuzijske jednadžbe uz sljedeće pretpostavke:

- na p-strani i n-strani pn-diode raspodjele primjesa ne ovise o x -u,
- pn-dioda radi u režimu niske injeksije,
- koncentracija primjesa na p-strani mnogo je veća od koncentracije primjesa na n-strani pn-spoja.

Pretpostavit ćemo također da je slučaj jednodimenzionalan, što matematički tretman problema čini jednostavnijim. U opisanim uvjetima koncentracija manjinskih šupljina na n-strani određena je rješenjem difuzijske jednadžbe za šupljine u obliku (6.48). Primjenom relacije (3.78) za difuzijsku struju difuzijska jednadžba (6.48) dobiva oblik:

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + \frac{p - p_{0n}}{\tau_p} = - \frac{\partial (p - p_{0n})}{\partial t} \quad (6.92)$$



Slika 6.22. Ilustracija rada pn-diode kao sklopke: a) propusno polarizirana dioda predstavlja zatvorenu ili uključenu sklopku, b) nepropusno polarizirana dioda predstavlja otvorenu ili isključenu sklopku

Neka je *pn*-spoj propusno polariziran i neka je u određenom trenutku *t* raspodjela manjinskih šupljina na *n*-strani određena krivuljom 1 na slici 6.17. Površina između krivulje 1 i p_{0n} odgovara ekscesnom naboju injektiranih manjinskih šupljina, dok infinitezimalna površina dA odgovara infinitezimalnom naboju dQ_p u skladu s relacijom (6.82). Množenjem objiju strana difuzijske jednadžbe (6.92) s $qSdx$, gdje je *S* površina presjeka *pn*-strukture okomita na os *x*, uz primjenu relacije (6.82) dobiva se:

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} dx + \frac{dQ_p}{\tau_p} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dQ_p}{dx} \right) dx. \quad (6.93)$$

Integriranjem u granicama od $x = 0$ do $x = w_n$, gdje je w_n širina *n*-strane, dobiva se:

$$I_p(0) = I_p(w_n) + \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{dQ_p}{dt}, \quad (6.94)$$

gdje je $I_p(0)$ injektirana struja šupljina s *p*-strane kroz *pn*-spoj na *n*-stranu, dok je $I_p(w_n)$ struja šupljina koja na kraju *n*-strane prelazi u metalni kontakt. Injektirana struja šupljina $I_p(0)$ podržava struju šupljina koja prelazi u metalni kontakt, a time u vanjski krug, naboj Q_p koji je akumuliran na *n*-strani, kao i promjenu toga naboja dQ_p pri promjeni napona propusne polarizacije *pn*-spoja. Relacija (6.94) osnovna je relacija za nabojску analizu poluvodičkih elemenata temeljenih na *pn*-spoju. Relacija (6.94) je točna relacija koja povezuje naboj i struju šupljina. Međutim, analiza rada poluvodičkih elemenata temeljena na toj relaciji daje samo približne rezultate jer se za Q_p u računima uzima statički naboj šupljina. Dinamičko stanje promatra se kao niz uzastopnih statičkih stanja, što je ispravno samo pri niskim frekvencijama. Odatle proizlazi aproksimativni karakter analize temeljene na metodi upravljanja nabojem.

6.5.1. Analiza rada *pn*-diode u režimu sklopke

Analizu rada *pn*-diode u režimu sklopke temeljimo na spoju diode prema slici 6.23. Napon $u(t)$ prikazan je na slici 6.24. Otpor *R* mora biti mnogo veći od dinamičkog otpora diode u propusnom smjeru i mnogo manji od dinamičkog otpora u nepropusnom smjeru. Napon U_F koji dovodi do propusne polarizacije diode, kao i napon U_R koji osigurava nepropusnu polarizaciju, mora biti mnogo veći od pada napona na propusno polariziranoj *pn*-diodi. Napon $u(t)$ generira struju kroz diodu $i(t)$ prema slici 6.25. Do $t = 0$ je $u(t) = U_F$ i kroz diodu teče struja:

$$I_F = \frac{U_F}{R}, \quad (6.95)$$

pri čemu zanemarujemo pad napona na propusno polariziranoj diodi. U $t = 0$ napon $u(t)$ skokovito mijenja iznos sa U_F na $-U_R < 0$. Posljedica skokovite promjene napona je skokovita promjena struje s iznosa I_F na iznos:

$$-I_R = -\frac{U_R}{R} < 0. \quad (6.96)$$

Struja kroz diodu zadržat će stalni iznos $-I_R$ do trenutka $t = t_s$, a zatim će početi opadati do iznosa $-I_S$ jednakog reverznoj struji zasićenja diode. Vrijeme t_s zove se **vrijeme zadržavanja** (engl. *storage time*). Karakterizirano je stalnim iznosom struje u nepropusnom smjeru, pa se taj period vremena zove i faza konstantne reverzne struje. Tu struju određuje vanjski napon U_R i vanjski otpor R te ne ovisi o diodi. Vrijeme t_f na slici 6.25. je **vrijeme opadanja** (engl. *fall-time*).

Definirano je kao vrijeme potrebno da reverzna struja s iznosa I_R padne na iznos $0,1I_R$.

Prije dalje analize ukratko ćemo objasniti vremensku ovisnost struje $i(t)$ s fizikalnog gledišta. U tu svrhu može poslužiti dijagram raspodjele šupljina na n -strani diode (slika 6.26). Do trenutka $t = 0$ kroz diodu teče struja I_F određena relacijom (6.95). Napon U_F mnogo je veći od napona U_D na propusno polariziranoj diodi, pa je U_D diktiran strujom I_F prema relaciji:

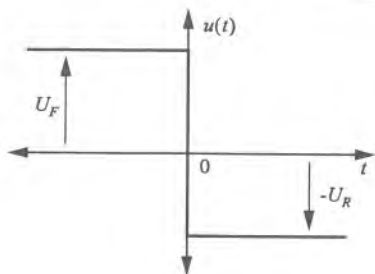
$$U_D = U_T \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_S} \right) \quad (6.97)$$

koja proizlazi izravno iz Shockleyjeve jednadžbe. Koncentracija šupljina na mjestu $x=0$ iznosi:

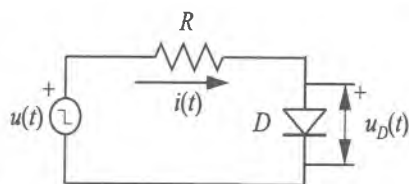
$$p_{n0} = p_{0n} \exp \frac{U_D}{U_T} = p_{0n} \left(1 + \frac{I_F}{I_S} \right) \gg p_{0n}. \quad (6.98)$$

Zbog pretpostavke da je koncentracija primjese na p -strani diode mnogo veća nego na n -strani, struja kroz diodu jednaka je praktički difuzijskoj struji šupljina na mjestu $x = 0$. Ta struja je određena izrazom:

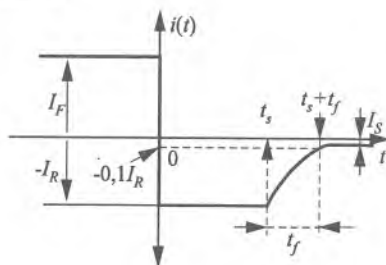
$$I_F = \frac{U_F}{R} = -qSD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}. \quad (6.99)$$



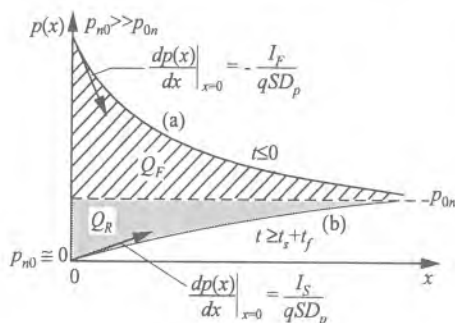
Slika 6.24. Napon $u(t)$ pogodan za analizu rada pn-diode u režimu sklopke



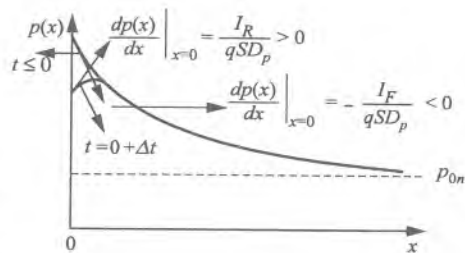
Slika 6.23. Strujni krug za analizu rada pn-diode kao sklopke



Slika 6.25. Vremenski oblik struje kroz pn-diodu pri naponu $u(t)$ na slici 6.24.



Slika 6.26. Raspodjela šupljina na n -strani pn -spoja kao rezultat djelovanja napona $u(t)$ na slici 6.24.



Slika 6.27. Promjena predznaka gradijenta koncentracije šupljina na n -strani na mjestu $x = 0$ pri promjeni struje s iznosa $I_F > 0$ na $I_R < 0$

Gradijent koncentracije manjinskih šupljina na mjestu $x = 0$ iznosi:

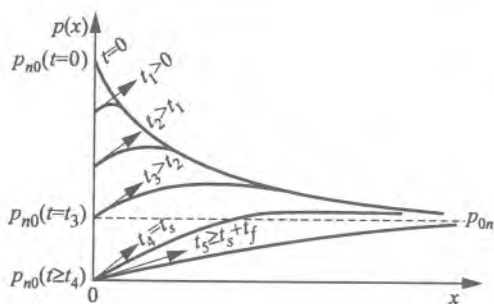
$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_F}{qSD_p} < 0. \quad (6.100)$$

Sve do $t = 0$ teče struja I_F pa je koncentracija šupljina kao funkcija od x određena krivuljom (a) na slici 6.26. Površina između krivulje (a) i pravca p_{0n} razmjerna je naboju ekscesnih šupljina Q_F injektiranih s p -strane spoja na n -stranu. Taj naboj postoji sve do trenutka $t = 0$ kada napon $u(t)$ skokovito mijenja iznos sa U_F na $-U_R$. U nekom trenutku $t \geq t_s + t_f$ dioda je nepropusno polarizirana naponom na pn -spoju praktički jednakom $-U_R$, pa kroz diodu teče vrlo mala struja $-I_S$. U tim je uvjetima koncentracija šupljina određena krivuljom (b) na slici 6.26. Koncentracija šupljina p_{n0} na mjestu $x = 0$ zbog reverzne polarizacije pn -spoja sada je praktički nula, pri čemu je gradijent koncentracije šupljina:

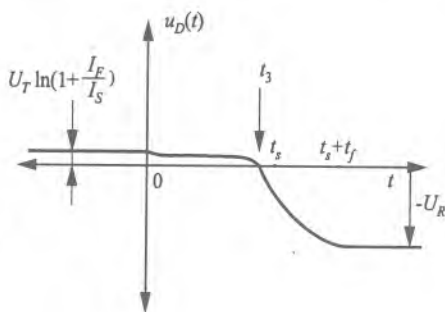
$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = \frac{I_S}{qSD_p} > 0. \quad (6.101)$$

Površina između krivulje (b) i pravca p_{0n} razmjerna je naboju Q_R koji se mora ukloniti s n -strane da se iz ravnotežnog stanja stigne u stanje reverzne polarizacije. Drugim riječima, da se iz stanja vođenja ($t \leq 0$) prijeđe u stanje nevođenja ($t > t_s + t_f$), treba ukloniti naboj šupljina iznosa $Q_F + Q_R$. Za to je potrebno izvjesno vrijeme, pa struja kroz diodu ne može u $t = 0$ pratiti promjenu napona, već postoji određena prijelazna pojava prema slici 6.25. U trenutku $t = 0 + \Delta t$, gdje je $\Delta t \ll t_s$, koncentracija šupljina praktički se promijeni samo na mjestu $x = 0$, dok za $x > 0$ ostaje praktički ista kao za $t = 0$. Promjena koncentracije šupljina na mjestu $x = 0$ popraćena je promjenom predznaka i iznosa gradijenta koncentracije sa:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_F}{qSD_p} < 0 \quad \text{na} \quad \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = \frac{I_R}{qSD_p} > 0. \quad (6.102)$$



Slika 6.28. Prostorna i vremenska ovisnost raspodjele šupljina na n -strani kada na pn -spoj djeluje napon $u(t)$ na slici 6.24.



Slika 6.29. Ovisnost napona $u_D(t)$ na pn -diodi o vremenu, uz napon $u(t)$ na slici 6.24.

Iako je u $t = 0$ struja kroz diodu promijenila smjer, njezin iznos je i dalje velik s obzirom na I_S jer je, zahvaljujući akumuliranom naboju šupljina na n -strani, pn -spoj i dalje propusno polariziran. Navedene činjenice ilustrirane su pomoću slike 6.27. Struja $-I_R$ teći će sve dok gradijent koncentracije šupljina na mjestu $x = 0$ bude mogao zadržati iznos određen relacijom (6.102). Prilično je teško odrediti trenutak u kojem gradijent koncentracije šupljina na mjestu $x=0$ počinje opadati s obzirom na iznos određen relacijom (6.102). Međutim, ako se pretpostavi da će se to dogoditi tek kada p_{n0} padne na nulti iznos, načinjena greška bit će zanemariva. Na slici 6.28. prikazane su raspodjele koncentracija šupljina na n -strani za različita vremena $0 \leq t \leq t_s + t_f$. Svim krivuljama na toj slici koje se odnose na $t \leq t_s$ zajednička je karakteristika isti gradijent koncentracije na mjestu $x = 0$, odnosno ista difuzijska struja šupljina. S porastom t opada p_{n0} , a time i napon na pn -spoj. U $t = t_3$ je $p_{n0} = p_{0n}$, pa je napon na pn -spoj upravo jednak nuli. U intervalu vremena $t = t_3$ do $t = t_4 = t_s$ je $p_{n0} < p_{0n}$, pa je pn -spoj polariziran nepropusno, ali gradijent koncentracije šupljina na mjestu $x=0$ i dalje ostaje nepromijenjen. U $t = t_s$ je $p_{n0} \equiv 0$ i za $t > t_s$ gradijent koncentracije šupljina na mjestu $x=0$ mora opadati od iznosa određenog relacijom (6.102) do iznosa određenog relacijom (6.101). U trenutku $t = t_s + t_f$ reverzna struja pala je s iznosa I_R na $0,1I_R$ i time je prijelazna pojava praktički završena. Naboj $Q_F + Q_R$ je eliminiran i za $t > t_s + t_f$ dioda vodi struju $-I_S$ uz pad napona na diodi praktički jednak $-U_R$. Vrijeme $t_s + t_f$ je ukupno vrijeme potrebno da pn -dioda iz stanja vođenja prijeđe u stanje nevođenja. To vrijeme zove se **vrijeme oporavka** (engl. *recovery time*). Ovisnost napona na pn -diodi o vremenu za vrijeme opisane prijelazne pojave prikazana je na slici 6.29. Za $t < 0$ napon na diodi određen je izrazom (6.97) i taj je napon zbog logaritamske ovisnosti o struji I_F , odnosno o naponu U_F , mnogo manji od U_F . U $t = 0$ počinje proces opadanja napona $u_D(t)$ s vremenom. U $t = t_3$ prema slici 6.28. p_{n0} jednak je p_{0n} , pa je $u_D(t_3) = 0$. Za $t > t_3$ napon $u_D(t)$ je negativan, a nakon vremena $t_s + t_f$, $u_D(t)$ praktički je jednak $-U_R$.

6.5.2. Približno određivanje vremena zadržavanja

Vrijeme zadržavanja može se procijeniti ako se polazi od nabojne jednačbe (6.94) i opisa prijelazne pojave nastale djelovanjem napona $u(t)$ na slici 6.23. i 6.24. U intervalu vremena $t \leq 0$ je $Q_p = \text{konst.}$ pa je $dQ_p \equiv 0$. Uz pretpostavku da je w_n nekoliko puta veći od difuzijske dužine šupljina na n -strani bit će $I_p(w_n) \ll I_p(0)$ i zbog mnogo veće koncentracije primjesa na p -strani nego na n -strani $I_p(0) \equiv I_F$. Tada relacija (6.94) daje za $t \leq 0$:

$$Q_p = I_F \tau_p = Q_F. \quad (6.103)$$

Naboj Q_F identičan je naboju Q_p na slici 6.26. U $t = 0$ mijenja se struja s iznosa $I_F > 0$ na iznos $-I_R < 0$ za svaki $t \leq t_s$. Iako je u vremenu $0 < t < t_s$ struja kroz diodu konstantna, naboj injektiranih šupljina Q_p se prema slici 6.28. smanjuje. U tom slučaju jednačba (6.94) glasi:

$$\frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = -I_R. \quad (6.104)$$

Integriranjem se dobiva:

$$Q_p = -I_R \tau_p + C \exp \frac{-t}{\tau_p}, \quad (6.105)$$

gdje je C konstanta integriranja. U $t = 0$ je $Q_p = I_F \tau_p$, što pomoću (6.105) daje:

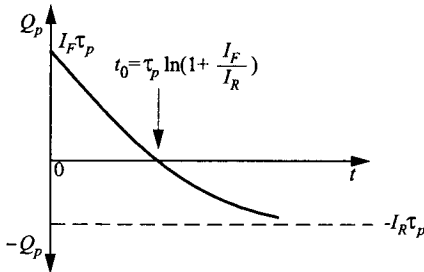
$$C = (I_F + I_R) \tau_p. \quad (6.106)$$

Eliminiranjem konstante C dobiva se:

$$Q_p = \tau_p \left[-I_R + (I_F + I_R) \exp \frac{-t}{\tau_p} \right]. \quad (6.107)$$

Ovisnost Q_p o vremenu prikazana je na slici 6.30. Naboj Q_p pada na nulu kada je:

$$t = t_0 = \tau_p \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right). \quad (6.108)$$



Slika 6.30. Ovisnost naboja ekscesnih šupljina Q_p na n -strani pn-diode o vremenu uz napon $u(t)$ na slici 6.24.

Vrijeme t_0 samo je približno jednako vremenu zadržavanja i zato nije označeno sa t_s već sa t_0 . Ako je $I_F = 0,1I_R$, tada je $t_0 = 0,095\tau_p$. Kod $I_F = I_R$ dobiva se $t_0 = 0,7\tau_p$, a kod $I_F = 10I_R$ je $t_0 = 2,4\tau_p$. Vrijeme zadržavanja izravno ovisi o vremenu života injektiranih manjinskih nosilaca, te o omjeru propusne struje I_F i reverzne struje I_R . Međutim, ovisnost t_0 o τ_p mnogo je izraženija jer t_0 izravno raste s τ_p , dok o omjeru I_F/I_R ovisi logaritamski.

6.5.3. Točni izrazi za vrijeme zadržavanja i vrijeme opadanja

Točan matematički izraz za vrijeme zadržavanja dobiva se rješenjem difuzijske jednadžbe za šupljine na n -strani diode uz prije učinjene pretpostavke i pojednostavljenja. Iz analize provedene u literaturi [6.12] – [6.15] dobiva se za vrijeme zadržavanja sljedeći izraz:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_s}{\tau_p}} = \frac{I_F}{I_F + I_R}, \quad (6.109)$$

gdje je:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_s}{\tau_p}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{t_s}{\tau_p}}} \exp(-z^2) dz. \quad (6.110)$$

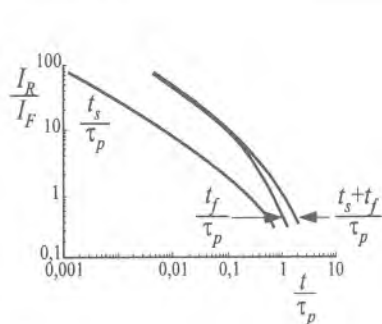
Funkcija »erf« je »error« funkcija ili funkcija pogreške, koju smo već susreli pri rješavanju problema difuzije primjesa uz konstantnu površinsku koncentraciju (v. odjeljak 4.4.1.). To je monotono rastuća funkcija koja raste od nule do jedinice kada argument funkcije raste od nule do neizmjereno. Numerički iznosi funkcije pogreške za različite iznose argumenta dani su u tabličnom obliku u Prilogu V.

Prema relaciji (6.109) vrijeme zadržavanja raste s porastom vremena života šupljina na n -strani pn-spoja. S porastom omjera I_R/I_F vrijeme zadržavanja opada. To je u skladu s činjenicom da s porastom struje I_R s obzirom na I_F raste brzina »izvlačenja« manjinskih šupljina s n -strane pri prelasku diode iz stanja vođenja u stanje nevođenja pa i prijelazna pojava traje kraće.

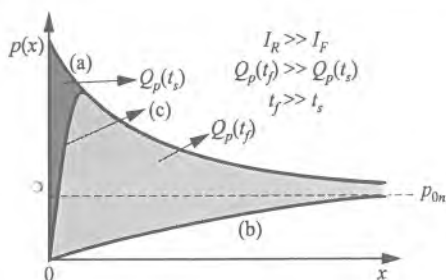
Pomoću difuzijske jednadžbe određuje se i trajanje perioda opadanja struje. U tom je periodu $p_{n0}(t) = 0$, dok je početni uvjet za struju $i(t) = I_R$. Za vrijeme opadanja dobiva se sljedeći izraz u implicitnom obliku:

$$\operatorname{erf} \frac{t_f}{\tau_p} + \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot \frac{\tau_p}{t_f}} \exp \frac{-t_f}{\tau_p} = 1 + 0,1 \frac{I_R}{I_F}. \quad (6.111)$$

Pomoću relacija (6.109) i (6.111) grafički su prikazane ovisnosti vremena zadržavanja i vremena opadanja normiranih s obzirom na τ_p o strujnom omjeru I_R/I_F (slika 6.31). I vrijeme zadržavanja i vrijeme opadanja se smanjuju kada I_R/I_F raste. Za isti iznos omjera I_R/I_F vrijeme opadanja je duže od vremena zadržavanja. Na istoj slici prikazana je i ovisnost



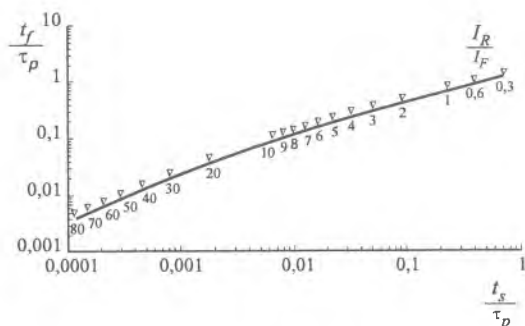
Slika 6.31. Ovisnost vremena zadržavanja t_s , vremena opadanja t_f i vremena oporavka t_s+t_f , normiranih u odnosu na τ_p , o strujnom omjeru I_R/I_F



Slika 6.32. Pridruživanje ekscresnih naboja šupljina na n -strani pn -diode vremenima zadržavanja i opadanja kada je $I_R \gg I_F$, odnosno $t_f \gg t_s$

vremena oporavka $t_s + t_f$ o omjeru I_R/I_F . Kod visokih iznosa omjera I_R/I_F vrijeme oporavka teži vremenu opadanja. To se može kvalitativno objasniti pomoću raspodjele šupljina na slici 6.32. Ako je I_R vrlo velik, tada je velik i iznos gradijenta koncentracije šupljina na mjestu $x = 0$. Naboj između krivulja (a) i (b) je ukupni naboj manjinskih šupljina koji se mora odstraniti bilo injekcijom natrag na p -stranu bilo rekombinacijom na n -strani. Taj se naboj sastoji od naboja $Q_p(t_s)$ koji se odstranjuje u vremenu zadržavanja i naboja $Q_p(t_f)$ koji se odstranjuje u vremenu opadanja. Ta dva naboja odijeljena su međusobno krivuljom (c) koja upravo odgovara vremenu $t_4 = t_s$ u vremenskoj podjeli na slici 6.28. Kako je $Q_p(t_f)$ očito znatno veći od $Q_p(t_s)$, bit će vrijeme potrebno za odstranjivanje naboja $Q_p(t_f)$ osjetno veće od vremena potrebnog za odstranjivanje naboja $Q_p(t_s)$ te je $t_s + t_f \approx t_f$. Eliminiranjem parametra I_R/I_F iz relacija za vrijeme zadržavanja i vrijeme opadanja dobiva se ovisnost vremena opadanja o vremenu zadržavanja prema slici 6.33. Na krivulji ovisnosti vremena zadržavanja o vremenu opadanja naznačene su točke koje odgovaraju pojedinim iznosima omjera I_R/I_F . [6.13]

Prema relacijama za vremena zadržavanja i opadanja i dijagramima na slikama 6.31. i 6.33. proizlazi da je vrijeme opadanja t_f uvijek veće od vremena zadržavanja t_s , neovisno o omjeru I_R/I_F . To svojstvo pn -diode pri radu u režimu sklopke može se objasniti ako se pođe od raspodjele naboja na slici 6.28. Vrijeme zadržavanja traje od $t = 0$ do $t = t_4 = t_s$. U



Slika 6.33. Ovisnost vremena opadanja o vremenu zadržavanja za pn -diodu uz I_R/I_F kao parametar

tom intervalu vremena teče kroz *pn*-spoj struja I_R . O iznosu te struje ovisi brzina »izvlačenja« ekscesnih šupljina s *n*-strane natrag na *p*-stranu. Za brzinu prijelazne pojave nije važan samo akumulirani naboj šupljina, već i brzina njegova »izvlačenja« s *n*-strane. U $t = t_4 = t_s p_{n0}$ pada praktički na nulu i dolazi do opadanja iznosa struje u reverznom smjeru od $-I_R$ prema $-I_S$. To je period koji odgovara vremenu opadanja. U periodu opadanja struje opada i brzina »izvlačenja« naboja šupljina s *n*-strane na *p*-stranu, što usporava prijelaznu pojavu. Za izvlačenje iste količine naboja potrebno je više vremena.

6.5.4. Vremenska konstanta *pn*-diode s uskom *n*-stranom

Prethodna razmatranja prijelazne pojave u *pn*-diodi polazila su od pretpostavke da je koncentracija primjesa na *p*-strani mnogo veća od koncentracije primjesa na *n*-strani i da je širina *n*-strane w_n barem nekoliko puta veća od L_p . Sada ćemo pretpostaviti da je w_n malen s obzirom na L_p , što je ekvivalentno zanemarenju pojava rekombinacije na *n*-strani. U tom slučaju vrijedi raspodjela šupljina na *n*-strani prema slici 5.41. Pretpostavi li se beskonačno visok iznos brzine rekombinacije na metalnom kontaktu na površini *n*-strane diode, naboj ekscesnih šupljina na *n*-strani *pn*-diode iznosi:

$$Q_p = \frac{1}{2} q S (p_{n0} - p_{0n}) w_n. \quad (6.112)$$

Difuzijska šupljinska struja je:

$$I_p = -q S D_p \frac{dp}{dx} = -q S D_p \frac{p_{n0} - p_{0n}}{w_n}. \quad (6.113)$$

Iz tih relacija proizlazi nabojna jednačba:

$$I_p = \frac{Q_p}{T_p}; \quad T_p = \frac{w_n^2}{2 D_p}. \quad (6.114)$$

Veličina T_p je vremenska konstanta naboja Q_p . Primjenom relacije za difuzijsku dužinu šupljina dobiva se:

$$T_p = \frac{1}{2} \left(\frac{w_n}{L_p} \right)^2 \tau_p. \quad (6.115)$$

Kako je $w_n \ll L_p$, proizlazi da je vremenska konstanta *pn*-diode s uskom *n*-stranom osjetno manja od vremena života manjinskih šupljina. Kako u skladu s relacijama za vrijeme opadanja i za vrijeme zadržavanja manji τ_p znači manji t_f i t_s , *pn*-dioda s uskom *n*-stranom imat će kraća vremena t_f i t_s nego dioda sa širokom *n*-stranom, jer vremenska konstanta T_p preuzima ulogu vremena života τ_p .

6.5.5. Dioda s usporavajućim poljem

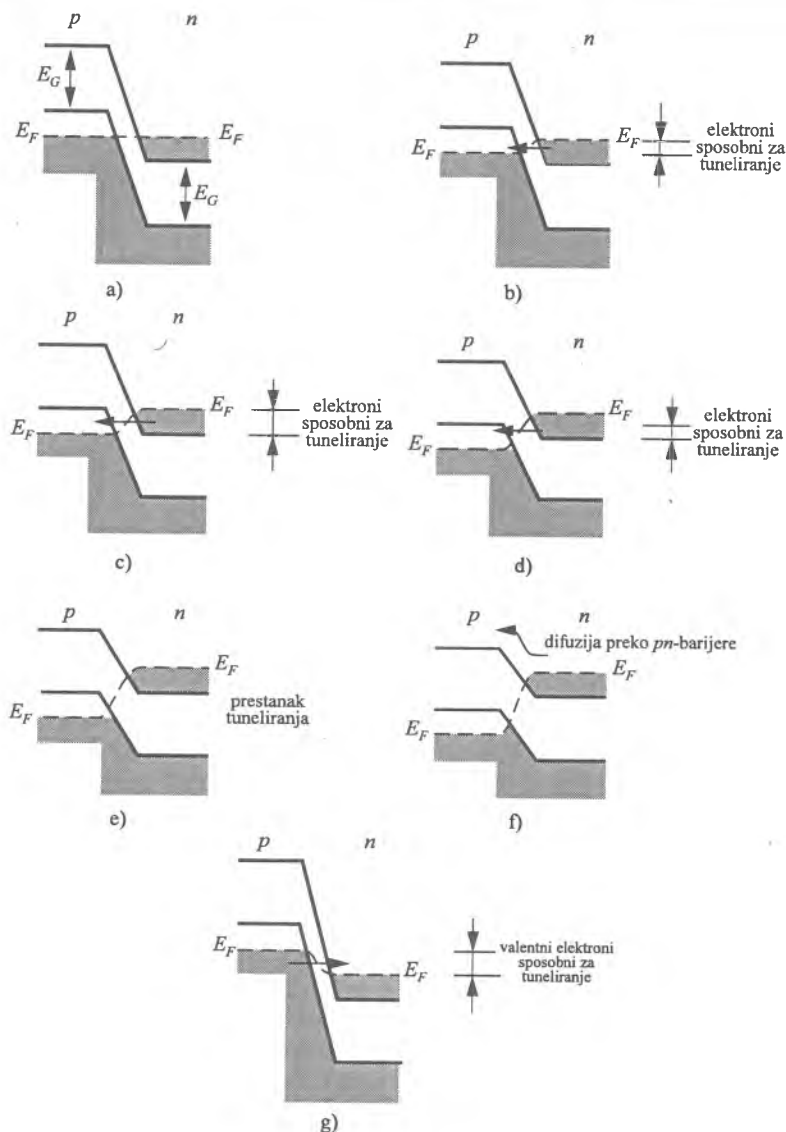
Analiza u odjeljku 6.5.3. pokazuje da je vrijeme opadanja *pn*-diode uvijek veće od vremena zadržavanja ($t_f > t_s$). Taj zaključak vrijedi uz pretpostavke učinjene u analizi rada *pn*-diode u režimu sklopke. Jedna od bitnih pretpostavki bila je uniformna raspodjela primjesa na *p*-strani i *n*-strani diode. U tom slučaju postoje samo difuzijske struje manjinskih nosilaca pa se matematička analiza prijelazne pojave svodi na rješavanje difuzijske jednadžbe. To u prvoj aproksimaciji odgovara *pn*-diodi sa skokovitim *pn*-spojem (slika 5.1.c). Prilike su složenije kod *pn*-dioda s linearno-postupnim *pn*-spojem (slika 5.2.b). Na slabije dopiranoj *n*-strani (slučaj difuzije akceptora u *n*-podlogu) postoji gradijent koncentracije donora koji inducira ugrađeno električno polje usmjereno u smjeru $-x$, od neutralne *n*-strane prema *pn*-ravnini. To polje djeluje usporavajuće na šupljine koje se pri propusnoj polarizaciji naponom U_F injektiraju s *p*-strane u *n*-stranu. Zato se injektirane šupljine nagomilavaju u vrlo uskom sloju na *n*-strani tik do osiromašenog sloja. U periodu opadanja struje, trajanja t_f , ugrađeno polje pospješuje povratak šupljina na *p*-stranu, djelujući sada na njih ubrzavajuće. To smanjuje vrijeme opadanja ispod iznosa koji odgovara relaciji (6.111) i ispod iznosa koji odgovara vremenu zadržavanja t_s . Ako se difuzijski profil primjesa optimira u smislu dobivanja što jačeg ugrađenog električnog polja može se postići da te diode nakon prestanka faze konstantne struje prekidaju trenutno. Nazivaju se **dioda s usporavajućim poljem** (engl. *step-recovery diode*; *snaphack-diode*; *snap-action diode*; *charge storage diode*).

6.6. Tunelska ili Esakijeva dioda

U analizi spojne *pn*-diode pretpostavili smo da strane *p* i *n* diode imaju Fermijev nivo u zabranjenom pojasu, što znači da poluvodič nije degeneriran ili da stupanj degeneracije nije previsok. Relativno visok stupanj degeneracije postoji samo kod onih spojnih dioda kod kojih pri nepropusnoj polarizaciji dolazi do Zenerova proboja. Te *pn*-diode imaju koncentracije primjesa na *p*-strani i *n*-strani reda veličine iznad 10^{18} cm^{-3} . U tom slučaju Fermijevi nivoi na *p*-strani i *n*-strani još se uvijek nalaze u zabranjenom pojasu. Kod koncentracija primjesa iznad približno $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ u siliciju Fermijev nivo na *p*-strani prelazi u valentni pojas, a na *n*-strani u vodljivi pojas i poluvodič je izrazito degeneriran. Promjena položaja Fermijeva nivoa na *n*-strani može se procijeniti na temelju relacije (2.196). Prelazak Fermijeva nivoa iz zabranjenog pojasa u vodljivi pojas na *n*-strani, odnosno u valentni pojas na *p*-strani *pn*-spoja omogućava prolazak slobodnih nosilaca **kroz *pn*-barijeru** umjesto da oni idu **preko *pn*-barijere**. Da bi slobodni nosioci išli preko barijere, oni moraju kao čestice imati energiju potrebnu za svladavanje barijere. Međutim, za prolazak kroz barijeru to nije potrebno. Mehanizam prolaska kroz barijeru zove se kvantno-mehaničko tuneliranje (engl. *quantum-mechanical tunneling*). Da dođe do kvantno-mehaničkog tuneliranja, moraju se ispuniti sljedeći uvjeti:

- Fermijevi nivoi na stranama *p* i *n* moraju ležati u valentnom, odnosno u vodljivom pojasu,

- širina *pn*-barijere mora biti toliko mala da se postigne dovoljno visoka vjerojatnost tuneliranja slobodnih nosilaca kroz *pn*-barijeru. Ta vjerojatnost mora biti »dovoljno visoka«, a ne »visoka« u apsolutnom smislu zato što u degeneriranom siliciju postoji vrlo visoka



Slika 6.34. Tumačenje rada pn -tunelske diode pomoću energetskih dijagrama strana p i n : a) pn -spoj u ravnoteži ($U = 0$), b) pn -spoj je propusno polariziran, pa slobodni elektroni tuneliraju s n -strane na p -stranu u smjeru strelice ($U > 0$), c) pn -spoj je propusno polariziran s naponom U koji daje maksimalno tuneliranje slobodnih elektrona s n -strane na p -stranu ($U > 0$), d) pn -spoj je propusno polariziran s naponom većim nego u slučaju c), čime se smanjuje broj slobodnih tunelirajućih elektrona, e) pn -spoj je propusno polariziran s naponom koji dovodi do prestanka tuneliranja pri propusnoj polarizaciji, f) difuzija slobodnih elektrona preko pn -barijere pri propusnim naponima većim nego u slučaju e), g) tuneliranje valentnih elektrona s p -strane na n -stranu pri reverznoj polarizaciji pn -spoja

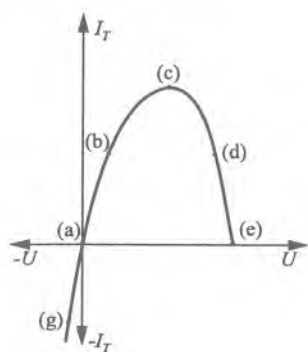
koncentracija slobodnih nosilaca pa već uz vjerojatnost tuneliranja slobodnih nosilaca kroz *pn*-barijeru reda veličine 10^{-7} teku struje tuneliranja reda 1 mA uz uobičajene površine presjeka reda 10^{-2} mm²,

– na istom energetske nivou raspoloživi su vodljivi elektroni na *n*-strani i slobodni energetske nivoi na *p*-strani *pn*-spoja.

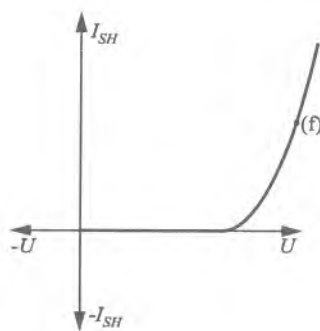
U pretpostavljenim uvjetima prikazan je energetske dijagram *pn*-spoja u ravnoteži na slici 6.34.a. Ravnotežno stanje podrazumijeva neprekinutost Fermijeva nivoa kroz *pn*-strukturu. Radi jednostavnosti pretpostavljena je nulta termodinamička temperatura na kojoj su svi energetske nivoi ispod Fermijeva popunjeni, a svi iznad Fermijeva prazni. Ta pretpostavka olakšava kvalitativni opis pojava bez bitnog gubitka točnosti i na sobnoj temperaturi. Možemo to opravdati činjenicom da se degenerirani poluvodiči po elektronskim svojstvima ponaša poput metala (otuda i čest naziv pseudometal za degenerirani poluvodič), a u metalu raspodjela elektrona po energijama slabo ovisi o temperaturi. U ravnotežnom stanju na slici 6.34.a ne može teći struja kroz *pn*-barijeru ma koliko ona bila uska i vjerojatnost tuneliranja visoka jer elektroni u vodljivom pojasu *n*-strane, smješteni ispod Fermijeva nivoa, ne »vide« slobodne energetske nivoa na *p*-strani. Ako se *pn*-spoj polarizira propusno (slika 6.34.b), snizuje se energetske barijera za qU , gdje je U napon propusne polarizacije, odnosno pomiče se Fermijev nivo na *n*-strani za qU prema »gore«. Sada jedan dio slobodnih elektrona na *n*-strani »vidi« slobodne nivoa u valentnom pojasu na *p*-strani, pa elektroni tuneliraju kroz *pn*-barijeru u smjeru strelice na slici 6.34.b, što znači struju tuneliranja u suprotnom smjeru. Iznos struje tuneliranja određen je brojem raspoloživih elektrona za tuneliranje na *n*-strani i brojem raspoloživih slobodnih energetske nivoa na *p*-strani. Maksimalna struja tuneliranja teći će pri propusnom naponu dovoljno visokom da se Fermijev nivo na *n*-strani izjednači s dnom zabranjenog pojasa na *p*-strani (slika 6.34.c). Dalji rast propusnog napona smanjuje broj slobodnih elektrona na *n*-strani koji »vide« raspoložive slobodne energetske nivoa na *p*-strani pa struja tuneliranja počinje opadati s porastom napona (slika 6.34.d). Ako propusni napon ima iznos pri kojem se dno vodljivog pojasa na *n*-strani podudara s dnom zabranjenog pojasa na *p*-strani, tada slobodni elektroni na *n*-strani ne »vide« raspoložive energetske nivoa na *p*-strani i struja tuneliranja pada na nulu (slika 6.34.e). Do sada opisano ponašanje tunelske diode temelji se na pretpostavci nulte termodinamičke temperature na kojoj su svi energetske nivoi ispod Fermijeva puni, a iznad njega prazni. Međutim, dani opis dobro prikazuje ponašanje tunelske diode i na sobnoj temperaturi jer tek neznatan dio elektrona dolazi iznad Fermijeva nivoa. Ako sada pretpostavimo da je temperatura sobna i da se propusni napon poveća iznad napona na slici 6.34.e, *pn*-barijera postaje dovoljno niska tako da slobodni elektroni iznad Fermijeva nivoa na *n*-strani mogu prelaziti **preko** *pn*-barijere i difundirati na *p*-stranu (6.34.f). Tu je riječ o normalnoj difuzijskoj struji elektrona tipičnoj za **konvencionalnu** spojnu *pn*-diodu. Ta se struja pokorava Shockleyjevoj jednadžbi.

Što se događa pri reverznoj polarizaciji *pn*-spoja? U tom slučaju dolazi do »spuštanja« Fermijeva nivoa na *n*-strani za qU s obzirom na Fermijev nivo na *p*-strani. Sada prema slici 6.34.g valentni elektroni na *p*-strani »vide« slobodne nivoa u vodljivom pojasu *n*-strane pa oni tuneliraju kroz *pn*-barijeru u te nivoa. Za razliku od propusnog smjera gdje dolazi do tuneliranja slobodnih elektrona kroz *pn*-barijeru, u reverznom smjeru tuneliraju valentni elektroni. Iz slike 6.34.g očito je da će struja tuneliranja valentnih elektrona kontinuirano rasti s porastom iznosa reverznog napona.

Ovisnost struje tuneliranja I_T o naponu na tunelskoj diodi U prikazana je na slici 6.35. Na krivulji su naznačene točke (a)...(e) i točka (g) koje odgovaraju dijagramima na slikama



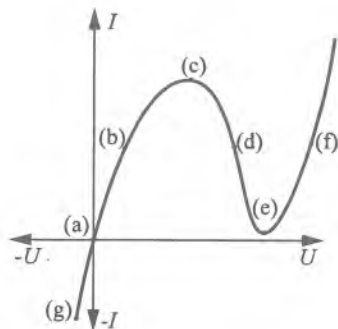
Slika 6.35. Ovisnost struje tuneliranja I_T o naponu na tunelskoj diodi



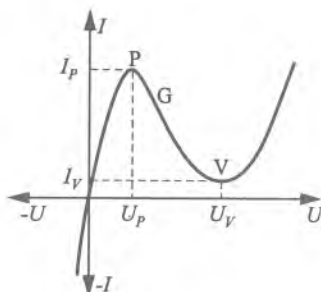
Slika 6.36. Ovisnost difuzijske struje I_{SH} tunelske diode o propusnom naponu

6.34.a do 6.34.e i na slici 6.34.g. Normalna difuzijska struja određena Shockleyjevom jednadžbom za propusni smjer I_{SH} prikazana je na slici 6.36. Ta struja odgovara dijagramu na slici 6.34.f. Ukupna rezultirajuća struja kroz tunelsku diodu dobiva se zbrajanjem struja I_T i I_{SH} pri istim naponima. Rezultirajuća struja ovisna o naponu prikazana je na slici 6.37. s naznakom točaka (a) do (g), koje opet odgovaraju slikama 6.34.a do 6.34.g. U realnom slučaju rezultirajuća struja nešto je veća od teorijskog iznosa zbog postojanja **ekscsne struje** (engl. *excess current*). Ta je struja izražena oko minimuma struje u propusnom smjeru. Ta minimalna struja veća je nego struja koja se stvara difuzijom slobodnih elektrona preko barijere. Razlika stvarne, izmjerene struje i difuzijske struje zove se ekscsna struja, i ona nastaje radi tuneliranja elektrona s pojedinih energetske nivoa smještenih u zabranjenom pojasu na n -strani, a stvaraju ih duboke primjese i kristalne nesavršenosti.

Da bi se opisala tunelska dioda, često se upotrebljavaju električne veličine na slici 6.38. Karakteristične su dvije točke strujno-naponske karakteristike. Prva točka je P, u kojoj karakteristika ima maksimum, druga točka je V, u kojoj karakteristika ima minimum. Točka



Slika 6.37. Ovisnost struje tunelske diode I o naponu na diodi U



Slika 6.38. Definiranje parametara vrha i dna karakteristike tunelske diode

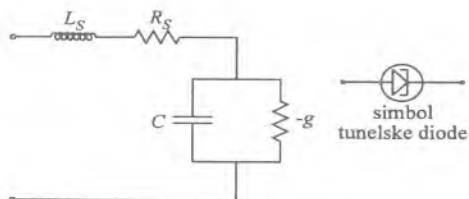
P je **vrh** (engl. *peak*), a točka V **dno** (engl. *valley*). U skladu s tim struja I_P zove se **struja vrha** (engl. *peak current*), a pripadni napon U_P **napon vrha** (engl. *peak voltage*). Struja I_V zove se **struja dna** (engl. *valley current*), a napon U_V **napon dna** (engl. *valley voltage*). Iznosi struja i napona vrha i dna ovise o vrsti poluvodičkog materijala od kojeg je dioda načinjena. Kod silicijskih dioda omjer struje vrha i struje dna I_P/I_V obično je 4:1. Kod germanijskih dioda taj je omjer 8:1, kod galij-antimonidskih dioda 12:1. Isti omjer ima dioda od galij-arsenida. Navedeni odnosi vrijede na sobnoj temperaturi. Dioda od indij-arsenida imaju taj omjer 2:1 na sobnoj temperaturi i 10:1 na 4 K, što je posljedica vrlo male širine zabranjenog pojasa. U općem slučaju omjer struje vrha i struje dna raste s porastom koncentracije primjesa na obje strane *pn*-spoja. Temperaturna ovisnost karakteristike tunelske diode u dijelu iznad napona U_V praktički je jednaka temperaturnoj ovisnosti karakteristike *pn*-spojne diode - struja raste s temperaturom pri stalnom naponu. Temperaturna ovisnost dijela karakteristike koji je određen pojavom tuneliranja nosilaca kroz *pn*-barijeru mnogo je slabije izražena. Struja vrha I_P kod nekih tunelskih dioda raste, a kod drugih pada pri porastu temperature. Obično jača dopiranja *p*-strane i *n*-strane vode na porast struje I_P s temperaturom, dok nešto slabija dopiranja vode na pad struje I_P s temperaturom. Struja dna međutim kod svih tunelskih dioda raste s temperaturom. Napon vrha i napon dna redovito rastu kada se temperatura smanjuje.

Strujno-naponska karakteristika tunelske diode pokazuje sljedeća zanimljiva svojstva:

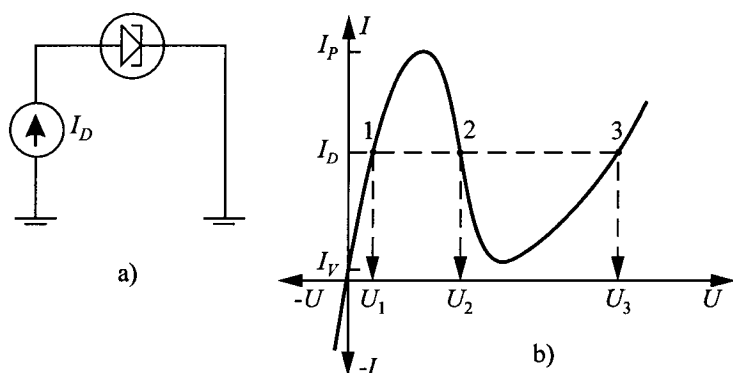
- u reverznom smjeru, zahvaljujući tuneliranju elektrona iz valentnog pojasa na *p*-strani u slobodne nivoe u vodljivom pojasu na *n*-strani, vrlo brzo raste struja uz porast napona. »Nepropusni« smjer vodi struju bolje od propusnog;

- u propusnom smjeru, između vrha i dna, struja opada s porastom napona.

Drugo svojstvo znači da je diferencijalni kvocijent struje po naponu negativan, a to znači negativnu dinamičku vodljivost. U točkama P i V ona je jednaka nuli jer u tim točkama karakteristika ima ekstremne vrijednosti. Dinamička vodljivost između P i V ima najveći negativni iznos u točki infleksije G jer je tu karakteristika najstrmija. Svojstvo negativne dinamičke vodljivosti tunelske diode čini tu diodu zanimljivom u sklopovima za generiranje periodičnih struja i napona. Kod titrajnih LC krugova može se dodavanjem tunelske diode u paralelu njezinom negativnom dinamičkom vodljivosti poništiti radna komponenta admitancije LC člana, približavajući realni LC titrajni krug s gubicima idealnom. Nadomjesni sklop tunelske diode u dijelu karakteristike koji osigurava negativnu dinamičku vodljivost prikazan je na slici 6.39. za mali izmjenični signal. Nadomjesni sklop sadrži četiri elementa: serijski induktivitet L_S , serijski otpor R_S , kapacitet diode C i negativnu dinamičku vodljivost $-g$. Otpor R_S uključuje otpor dovoda, otpor omskih kontakata na diodi i otpor poluvodiča na *p*-strani i *n*-strani do *pn*-spoja. Induktivitet L_S pripada dovodu. Parazitni elementi L_S i R_S , bez obzira na redovito male iznose, ograničavaju frekvencijski domet tunelske diode koja je inače visokofrekvencijski dvopol, zahvaljujući svojstvu



Slika 6.39. Nadomjesni sklop tunelske diode u području negativne dinamičke vodljivosti za mali izmjenični signal. Desno je prikazan električki simbol tunelske diode

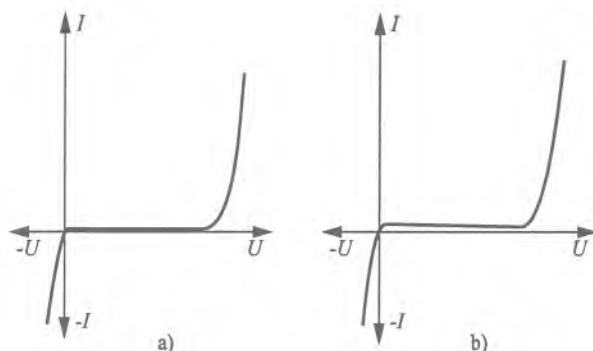


Slika 6.40. Višeznačajnost napona na tunelskoj diodi pri struji $I_V < I_D < I_P$ i određivanje napona na diodi

tuneliranja da praktički ne ovisi o frekvenciji sve do vrlo visokih frekvencija. No bez obzira na mogućnost rada na vrlo visokim frekvencijama tunelska dioda danas ima ograničenu primjenu. Razlog je taj što je ona dvopol, dakle element s fiksnom karakteristikom koja nije upravljiva djelovanjem nekog vanjskog signala. To svojstvo imaju samo aktivni elementi - tropoli, kao što su bipolarni i unipolarni tranzistori. Drugi razlog koji ograničava upotrebu tunelske diode je činjenica da se ona vrlo teško može integrirati u monolitni integrirani sklop. Simbol tunelske diode prikazan je na slici 6.39.

Tunelska dioda pokazuje još jedno zanimljivo svojstvo. Ako se priključi na izvor stalne struje $I_V < I_D < I_P$ (slika 6.40.a) moguće su tri vrijednosti napona na diodi U_1 , U_2 i U_3 (slika 6.40.b). Međutim, na diodi može postojati samo jedna od tih triju vrijednosti napona. Koja je to vrijednost? U mnogim granama fizike, počevši od Newtonove dinamike do optike i kvantne fizike, vrijedi princip da je ukupna energija nekoga fizikalnog sustava u ravnotežnim uvjetima minimalna. To je princip minimalne energije. Ono mora vrijediti i za sustav na slici 6.40.a. Ako se snaga shvati kao energija u jediničnom vremenu, tada se u točki 1 na slici 6.40.b troši manja energija nego u točkama 2 i 3, što znači da je struja I_D na stezaljkama tunelske diode uspostavila napon U_1 , koji je manji i od U_2 i od U_3 . Da bi dioda uz istu struju I_D došla u točku 2 ili 3, potrebno je osigurati dodatnu energiju koja narušava stanje stabilne ravnoteže.

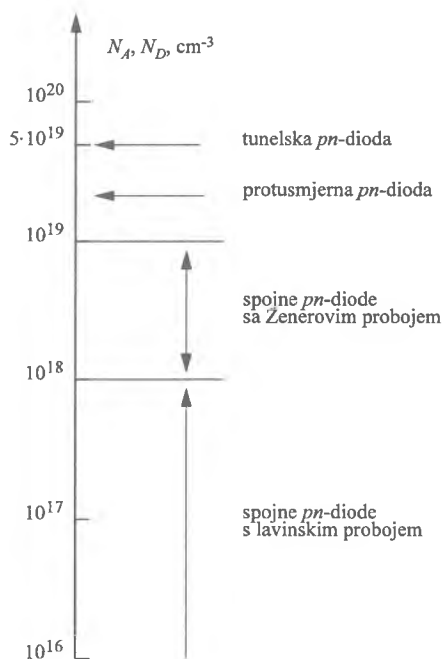
Tunelska dioda zove se još i Esakijeva dioda, prema japanskom istraživaču Leu Esakiju, koji je od 1956. godine radio u laboratoriju japanske firme Sony. Esaki je proučavao mogućnost tuneliranja kroz *pn*-spojewe s visokim koncentracijama primjesa. Rezultat istraživanja bila je tunelska dioda za otkriće koje je Esaki dobio Nobelovu nagradu za fiziku - drugu Nobelovu nagradu do tada za jedan poluvodički elektronički element. Pišući dvadesetak godina kasnije o tome, L. Esaki je priznao podsvjesni utjecaj možda najvećeg japanskog slikara Hokusaija (1760.-1849.) i njegove čuvene slike »Slomljeni val Kanagave«, nastale 1825. godine iz serije slika »Trideset šest pogleda na Fuji« [6.17], [6.18].



Slika 6.41. Strujno-naponska karakteristika protusmjernje diode: a) bez područja negativne dinamičke vodljivosti, b) sa slabo izraženim područjem negativne dinamičke vodljivosti

6.7. Protusmjerna *pn*-dioda

Poseban slučaj tunelske diode nastaje pri koncentracijama primjese većim nego kod Zenerove probojne diode, a manjim nego kod tunelske diode. Točnije, koncentracije primjese su takve da se Fermijev nivo na *p*-strani podudara s dnom, a na *n*-strani s vrhom zabranjenog pojasa. U tom slučaju uopće nije moguće tuneliranje slobodnih elektrona s *n*-strane na *p*-stranu kroz *pn*-barijeru, odnosno dio tunelske karakteristike u prvom



Slika 6.42. Koncentracije primjese tipične za pojedine vrste *pn*-dioda

kvadrantu na slici 6.35. nestaje. Moguće je samo difuzijsko gibanje slobodnih elektrona preko barijere s *n*-strane na *p*-stranu *pn*-spoja i šupljina u suprotnom smjeru, i to kod viših propusnih napona, što odgovara struji I_{SH} na slici 6.36. U reverznom smjeru tunelska struja valentnih elektrona teče kroz *pn*-barijeru na isti način kao na slici 6.34.g. Rezultat opisanih pojava je strujno-naponska karakteristika na slici 6.41.a, gdje struja u reverznom smjeru (plus napona na *n*-strani diode) vrlo brzo raste s reverznim naponom već kod nultog napona. U propusnom smjeru (plus napona na *p*-strani diode) struja je zanemarivo mala do propusnog napona reda 0,6V kod silicijske diode, a potom raste s naponom u skladu sa Shockleyjevom jednadžbom. Taj rast je brz, ali ne tako brz kao pri reverznim naponima. Ta dioda ima dakle svojstvo da se reverzno područje zbog tuneliranja valentnih elektrona već pri malim reverznim naponima manifestira kao propusno, a propusno do otprilike 0,6 V kao nepropusno, pa je to zamjena prvog i trećeg kvadranta *I-U* ravnine s obzirom na spojnu *pn*-diodu. To je razlog što se ta dioda zove protusmjerna dioda (engl. *backward diode*).

Pri realizaciji tih dioda ne može se točno podesiti koncentracija primjesa na iznos potreban da se Fermijevi nivoi na *p*-strani i *n*-strani podudaraju sa dnom i vrhom zabranjenog pojasa. Obično Fermijev nivo na *n*-strani neznatno prijeđe u vodljivi pojas te postoji malo tuneliranje slobodnih elektrona s *n*-strane na *p*-stranu. U tom se slučaju dobiva vrlo slabo izraženo područje negativne dinamičke vodljivosti (slika 6.41.b), pri čemu je struja vrha tek nešto veća od struje dna.

Iz prethodne analize vidljivo je da stupanj dopiranja *p*-strane i *n*-strane bitno djeluje na svojstva *pn*-dioda. To je sumirano na slici 6.42., koja u grubim crtama označava iznose koncentracija akceptora na *p*-strani i donora na *n*-strani koji određuju vrstu proboja i tip diode.

6.8. Kapacitivne *pn*-diode

U odjeljku 5.13. upoznali smo pojam kapaciteta reverzno polariziranog *pn*-spoja C_j i odredili njegovu ovisnost o istosmjernom naponu reverzne polarizacije U_R , i to za skokovit i linearno-postupan *pn*-spoj. U oba slučaja kapacitet se smanjuje kada U_R raste jer s porastom reverznog napona širi se osiromašeno područje. Postojanje kapacitivnog svojstva *pn*-spoja omogućuje primjenu *pn*-dioda kao kapacitivnog elementa. Takve diode zovu se **kapacitivne diode** (engl. *capacitance diode*), **varikap diode** (engl. *varicap diode*), **varaktor diode** (engl. *varactor diode*), **parametarske diode** (engl. *parametric diode*) ili **reaktantne diode** (engl. *reactance diode*). Općenito se te diode izvode kao nesimetrični *pn*-spojevi, pri čemu je *p*-strana znatno vodljivija od *n*-strane, pa se osiromašeno područje širi praktički isključivo na *n*-stranu. Pretpostavit ćemo da se koncentracija primjesa na *n*-strani mijenja s udaljenosti x od *pn*-ravnine po zakonu:

$$N_D(x) = Bx^m, \quad (6.116)$$

gdje su B i m konstante. Za $m = 0$ dobiva se uniformna raspodjela donora, za $m=1$ rezultira jednostrani linearno-postupni *pn*-spoj na *n*-strani. Ako je $m < 0$ tada $N_D(x)$ opada s x -om i dobiva se **hiperstrmi *pn*-spoj** (engl. *hyper-abrupt pn junction*). Rješenjem Poissonove jednadžbe u jednodimenzionalnom slučaju za raspodjelu donora prema gornjoj relaciji dobiva se kapacitet *pn*-spoja pri polarizaciji reverznim naponom U_R u obliku:

$$C_j = C_{j0} \left(1 + \frac{U_R}{U_K} \right)^{-s}, \quad (6.117)$$

gdje je U_K kontaktni potencijal, C_{j0} kapacitet pri $U_R = 0$, a s parametar određen relacijom:

$$s = \frac{1}{m+2}. \quad (6.118)$$

Izborom parametra m , odnosno s , može se osigurati željena ovisnost kapaciteta o naponu. Ako se kapacitivna dioda primijeniti kao kapacitet titrajnog LC kruga, tada je njegova rezonantna frekvencija ω_r :

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC_j}} = \omega_{r0} \left(1 + \frac{U_R}{U_K} \right)^{\frac{s}{2}}, \quad (6.119)$$

gdje je ω_{r0} rezonantna frekvencija pri $U_R = 0$. Rezonantna frekvencija titrajnog kruga može se upravljati reverznim naponom na diodi, što tu vrstu diode čini zanimljivom u nizu primjena u kojima se to svojstvo traži. Ako se zahtijeva da ω_r raste razmjerno reverznom naponu, tada mora biti ispunjen uvjet $s = 2$, odnosno $m = -1,5$, što odgovara hiperstrmom *pn*-spoju. Da se osigura potreban profil koncentracije donora, primjenjuje se ili programirani epitaksijalni rast ili ionska implantacija. Primjena ionske implantacije u podešavanju profila primjesa već je prije opisana u dijelu 4.5. i ilustrirana na slici 4.7.

Pri tehnološkom ostvarenju kapacitivnih dioda potrebno je minimizirati serijski otpor slabije vodljive strane, parazitne struje kroz *pn*-spoj i po površini silicija, da bi faktor kvalitete bio što viši. K tome, omjer najvišeg i najnižeg iznosa kapaciteta mora biti što veći. Obično se postiže faktor kvalitete oko 20 i raspon kapaciteta 6:1. Pri tome je raspon kapaciteta osim faktorom m ograničen i iznosom probojnog napona.

6.9. Probojne ili Zenerove diode

Te su diode spojne *pn*-diode, izvedene tako da im se kao normalno radno područje iskorišćuje probojni dio karakteristike *pn*-spoja. Rad tih dioda dan je u bitnim crtama u dijelu 5.14., pa ih navodimo ovdje samo radi cjelovitosti prikaza primjena. Bez obzira na mehanizam proboja, lavinski ili Zenerov, te se diode u primjeni zovu Zenerove diode. Njihov važni parametar je iznos probojnog napona i njegova temperaturna stabilnost. Posebna vrsta Zenerovih dioda su referentne diode karakterizirane nultim temperaturnim koeficijentom probojnog napona. Taj se nulti temperaturni koeficijent može postići i serijskim spojem dviju *pn*-dioda, od kojih je jedna polarizirana propusno, a druga reverzno. Pri tome reverzno polarizirana dioda mora raditi u području lavinskog proboja. Temperaturni koeficijent napona propusno polarizirane diode je negativan, a temperaturni koeficijent probojnog napona lavinske diode pozitivan. Na taj način osigurava se djelomična ili potpuna kompenzacija temperaturnih koeficijenata napona. Radni napon nešto je veći od probojnog napona, a temperaturni koeficijent toga napona vrlo je nizak. Obje diode izvede se na istoj silicijskoj pločici i nalaze se u istom kućištu. To se rješenje često susreće u monolitnim integriranim sklopovima.

LITERATURA

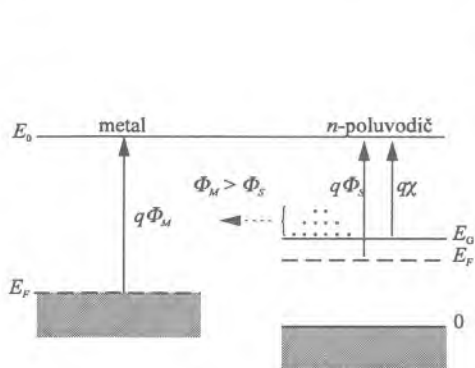
- 6.1. E.S. Yang, »Microelectronics Devices«, Mc Graw-Hill, New York, 1988.
- 6.2. R.S. Muller, T.I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 6.3. W.R. Runyan, K.E. Bean, »Semiconductor Integrated Circuit Processing Technology«, Addison-Wesley, Reading, 1990.
- 6.4. P. Cappelletti, G.F. Cerfolinni, M.L. Polignano, »Current - Voltage Characteristics of Ideal Silicon Diodes«, J. Apply. Phys., 57, 1985, 646.
- 6.5. T.A. Fjeldly, Byung-jong Moon, M.Shur, »Approximate Analytical Solution of Generalized Diode Equation«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-38, 1991, 1976-1977.
- 6.6. A.B. Phillips, »Transistor Engineering«, Mc Graw-Hill, New York, 1962.
- 6.7. S.K. Ghandhi, »The Theory and Practice of Microelectronics«, John Wiley, New York, 1968.
- 6.8. B. Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 6.9. C. Hilsum, »Handbook of Semiconductors« (vol.4, Device Physics), North-Holland, Amsterdam, 1985.
- 6.10. A.S. Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 6.11. S.M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 6.12. R.H. Kingston, »Switching Time in Junction Diodes and Junction Transistors«, Proc. IRE, 42, 1954, 5, 829-834.
- 6.13. P. Biljanović, D. Fisher, »Numeričko određivanje međusobne ovisnosti vremena zadržavanja i vremena opadanja pn -diode«, Elektrotehnika 12, 1970, 1, 35-41.
- 6.14. J.R. Madigan, W. Mc Donald, »Semiconductor Diode Switching Characteristics«, Semiconductor Products, 3, 1960, 2, 29-34.
- 6.15. W.H. Ko, »The Reverse Transient Behavior of Semiconductor Junction Diodes«, IRE Trans. Electron Devices, ED-8, 1961, 3, 123-131.
- 6.16. L. Esaki, »New Phenomenon in Narrow Ge pn Junctions«, Phys. Rev., 109, 1958, 1, 603-604.
- 6.17. L. Esaki, »Long Journey into Tunneling«, Proc. IEEE, 62, 1974, 8, 825.
- 6.18. L. Esaki, »Discovery of the Tunnel Diode«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-23, 1976, 7, 644-647.
- 6.19. E.M. Purcell, »Electricity and magnetism« (Berkeley Physics Course - volume 2), Education Development Center, Newton, Massachusetts, 1965.
- 6.20. E.U. Condon, H. Odishaw, »Handbook of Physics«, Mc Graw-Hill, New York, 1958.
- 6.21. C.F. Hix, R.P. Alley, »Physical Laws and Effects«, John Wiley, New York, 1958.
- 6.22. T. Bosanac, »Teoretska elektrotehnika - I dio«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1973.
- 6.23. P. Penfield, R.P. Rafuse, »Varactor Applications«, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1962.
- 6.24. M.H. Norwood, E. Shatz, »Voltage Variable Capacitor Tuning - A Review«, Proc. IEEE, 56, 1968, 5, 788-798.
- 6.25. R.A. Moline, G.H. Foxhall, »Ion-Implanted Hyperabrupt Junction Voltage Variable Capacitors«, IEEE Trans. Electron-Devices, ED-19, 1972, 2, 267-273.
- 6.26. Z. Bendeković, privatna komunikacija

7. Spoj metal-poluvodič. Heterospojevi

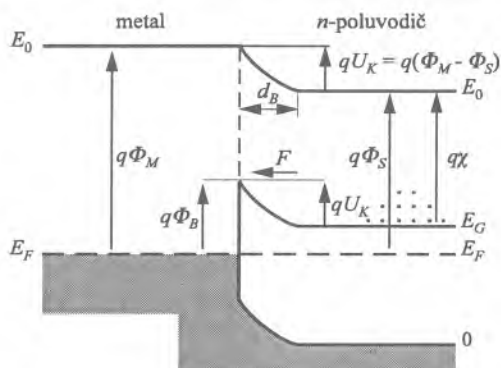
Spoj između dva istovrsna poluvodiča suprotnog ili istog tipa vodljivosti, kao što su na primjer pn -spoj ili n^+n -spoj zove se **homospoj** (engl. *homojunction*). Pri tome najveće značenje ima pn -spoj kao temeljni dio bipolarnih dioda i tranzistora. Spoj između dva različita poluvodiča suprotnog ili istog tipa vodljivosti zove se **heterospoj** (engl. *heterojunction*). Ako oba poluvodiča imaju isti tip vodljivosti, to je **izotipni heterospoj** (engl. *isotype heterojunction*). Ako oba poluvodiča imaju različite tipove vodljivosti, tada je to **anizotipni heterospoj** (engl. *anysotype heterojunction*). Posebna vrsta heterospoja je spoj metal-poluvodič jer je i to spoj dvaju različitih materijala. Spoj metal-poluvodič vrlo je važan u poluvodičkoj elektronici jer se primjenjuje za izradu dioda metal-poluvodič, koje imaju strujno-naponsku karakteristiku u kvalitativnom smislu sličnu karakteristici pn -dioda. Spoj metal-poluvodič također se upotrebljava u realizaciji kontakata poluvodičkih elemenata, pa o svojstvima tih kontakata uvelike ovise svojstva poluvodičkih elemenata i njihova pouzdanost. S povijesnog gledišta dioda metal-poluvodič bila je prvi elektronički element koji se temeljio na fizici čvrstog stanja. Međutim, tehnološke mogućnosti i teorijske nepoznanice znatno su usporile rast primjena te diode. Ovdje ćemo u osnovnim crtama upoznati teoriju spoja metal-poluvodič, diode temeljene na tom spoju i poluvodičke heterospojeve.

7.1. Idealizirani spoj metal-poluvodič

Pod pojmom idealiziranog spoja metal-poluvodič podrazumijeva se bliski kontakt metala i poluvodiča bez postojanja površinskih energetske stanja. Kada metal i poluvodič nisu u bliskom kontaktu, tada sustav što ga oni čine nije u stanju termodinamičke ravnoteže. To proizlazi iz energetskih dijagrama metala i poluvodiča, (slika 7.1). Referentni nivo u tom je slučaju nivo energije E_0 koji pripada elektronu, a koji se upravo oslobodio iz metala ili poluvodiča. Taj nivo je isti, bez obzira na to je li elektron oslobođen iz metala ili poluvodiča. Energetski dijagram metala opisan je Fermijevom energijom E_F i energijom oslobođenog elektrona E_0 . Fermijeva energija je najviša energija koju slobodni elektroni u metalu mogu



Slika 7.1. Energetski dijagram metala i poluvodiča n -tipa kada metal i poluvodič nisu u bliskom kontaktu. Rad izlaza metala veći je od rada izlaza poluvodiča



Slika 7.2. Energetski dijagram metala i poluvodiča n -tipa u bliskom kontaktu u ravnotežnom stanju. Rad izlaza metala veći je od rada izlaza poluvodiča

imati na termodinamičkoj nuli. Na sobnoj temperaturi vrlo malen broj elektrona zaposjeda energetske nivoe iznad Fermijeva pa se u prvoj aproksimaciji neće učiniti zamjetnija pogreška ako se zanemari postojanje slobodnih elektrona s energijama iznad Fermijeve. Razlika energije slobodnog elektrona i Fermijeve energije označena je sa $q\Phi_M$ i zove se **rad izlaza** elektrona iz metala ili **izlazni rad** ili **radna funkcija** (engl. *work function*). Rad izlaza u fizikalnom smislu označava najmanji iznos energije što ga slobodan elektron u metalu na termodinamičkoj nuli mora primiti da bi se mogao osloboditi iz metala. Veličina Φ_M izražava se u voltima i zove se naponski ekvivalent rada izlaza, dok se $q\Phi_M$ kao rad izlaza izražava u eV. U većine metala rad izlaza iznosi tipično 3,5 – 5 eV.

Kao poluvodič u spoju metal-poluvodič na slici 7.1. odabran je poluvodič n -tipa, što je vidljivo iz položaja Fermijeva nivoa u zabranjenom pojasu. I ovdje je označena veličina koja je po definiciji rad izlaza. To je $q\Phi_S$ kao razlika energija elektrona oslobođenog iz poluvodiča i Fermijeve energije. Rad izlaza elektrona iz poluvodiča i metala definiran je formalno na isti način. Međutim, stvarno značenje nije u oba slučaja isto zato što u Fermijevu energetskom nivou ne mogu u poluvodiču egzistirati slobodni elektroni. Svojstva spoja metal-poluvodič n -tipa ovisit će između ostalog i o međusobnom odnosu radova izlaza metala i poluvodiča. Na slici 7.1. pretpostavljeno je da je $\Phi_S < \Phi_M$. Osim rada izlaza u poluvodiču je definirana i energija $q\chi$ kao razlika energije elektrona oslobođenog iz poluvodiča i energije slobodnog elektrona na dnu vodljivog pojasa. Ta se energija zove **elektronski afinitet** (engl. *electron affinity*). Veličina χ je naponski ekvivalent elektronskog afiniteta. U većine poluvodiča elektronski afinitet iznosi oko 4 eV. Rad izlaza metala i elektronski afinitet poluvodiča određeni su kristalnom strukturom pa su za zadani metal, odnosno poluvodič, konstante materijala. Međutim, rad izlaza poluvodiča nije konstanta materijala jer ovisi o položaju Fermijeva nivoa koji se mijenja ovisno o vrsti dopanda i o njegovoj koncentraciji. Međutim, prema slici 7.1. je rad izlaza poluvodiča kod nede-generiranog poluvodiča uvijek veći od elektronskog afiniteta. S porastom koncentracije

primjesa Fermijev nivo u n -tipu poluvodiča »seli« se bliže vodljivom pojasu i rad izlaza svojim se iznosom približava elektronskom afinitetu.

Stanje opisano slikom 7.1. nije ravnotežno stanje. Kada bi se metal i poluvodič doveli u bliski kontakt, slobodni elektroni u vodljivom pojasu poluvodiča »vidjeli« bi slobodne energetske nivoe iznad Fermijeva nivoa u metalu i javila bi se jaka tendencija difundiranja slobodnih elektrona iz vodljivog pojasa poluvodiča u metal. Ta je tendencija na slici 7.1. naznačena strelicom. Difundiranje elektrona iz poluvodiča u metal značilo bi protjecanje struje u suprotnom smjeru. To međutim nije moguće jer ne postoji ni izvor energije ni strujni krug kroz koji bi se struja zatvarala. To znači da mora postojati agens koji će spriječiti difuziju elektrona kroz spoj metal-poluvodič. Za dalje razmatranje pojava poslužit će nam energetski dijagram spoja metal-poluvodič n -tipa za slučaj kada su metal i poluvodič već u bliskom kontaktu (slika 7.2.). Da se održi stanje termodinamičke ravnoteže, mora prema razmatranjima u dijelu 5.2. Fermijev nivo kroz strukturu metal-poluvodič biti konstantan. Na toj osnovi dobiven je energetski dijagram spoja metala i poluvodiča n -tipa u termodinamičkoj ravnoteži. Rezultat konstantnosti Fermijeva nivoa kroz strukturu je pojava **energetske barijere** $q\Phi_B$ između metala i poluvodiča. To je energetska barijera što je »vide« slobodni elektroni koji bi iz metala htjeli prijeći u poluvodič. Ta se barijera obično zove **Schottkyjeva barijera** (engl. *Schottky barrier*) ili **idealna Schottkyjeva barijera** (engl. *ideal Schottky barrier*). Energija raste od poluvodiča prema metalu, što znači da je u području porasta energije inducirano **ugrađeno** električno polje F usmjereno iz poluvodiča u metal. To polje je agens koji sprečava difuziju slobodnih elektrona iz vodljivog pojasa poluvodiča u metal, a to je važno za održavanje ravnotežnog stanja. Djelovanjem polja, koje zbog visoke vodljivosti metala ne prodire dublje u metal već djeluje praktički isključivo u poluvodiču, migriraju slobodni elektroni s površine poluvodiča dublje u volumen poluvodiča. U površinskom sloju poluvodiča stvara se osiromašeno područje u kojem prevladavaju nepokretni ionizirani atomi donora dajući tom sloju posve ista svojstva kao kod pn -spoja s mnogo vodljivijom p -stranom. Sve matematičke relacije izvedene za jednostrani pn -spoj u dijelu 5.8. vrijede i ovdje. Tako je npr. prema relaciji (5.60) širina osiromašenog područja d_B jednaka:

$$d_B \equiv \left[\frac{2\epsilon U_K}{qN_D} \right]^{1/2}, \quad (7.1)$$

gdje je U_K kontakti potencijal spoja metal-poluvodič, a N_D koncentracija donora. Slično se za maksimalni iznos polja na samoj granici metal-poluvodič prema relaciji (5.48) može pisati:

$$F_M = -\frac{q}{\epsilon} N_D d_B. \quad (7.2)$$

Naboj nekompenziranih donorskih iona u osiromašenom području iznosi:

$$Q_S = qSN_D d_B = S\sqrt{2q\epsilon N_D U_K}. \quad (7.3)$$

Kontakti potencijal U_K proizlazi izravno iz slike 7.2.:

$$qU_K = q(\Phi_M - \Phi_S), \quad (7.4)$$

odnosno:

$$U_K = \Phi_M - \Phi_S. \quad (7.5)$$

Kako je ovdje pretpostavljeno da je rad izlaza metala veći od rada izlaza silicija, bit će $U_K > 0$. Pri tome je poluvodič uzet kao referentna strana. Visina energetske barijere $q\Phi_B$ prema slici 7.2. iznosi:

$$q\Phi_B = qU_K + q\Phi_S - q\chi. \quad (7.6)$$

Iz relacija (7.6) i (7.5) proizlazi:

$$q\Phi_B = q(\Phi_M - \chi), \quad (7.7)$$

odnosno:

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi, \quad (7.8)$$

gdje je Φ_B visina potencijalne barijere. Visina barijere jednaka je razlici rada izlaza metala i elektronskog afiniteta poluvodiča. Visine barijere u spoju metal-poluvodič dobivene eksperimentalno za pojedine kombinacije metala s poluvodičima tipa n i p sadržane su u tablici 7.1. Visine barijere izražene su u eV, a odnose se na sobnu temperaturu.

Tablica 7.1. Visine barijere u spoju metal-poluvodič za pojedine kombinacije metala s poluvodičima

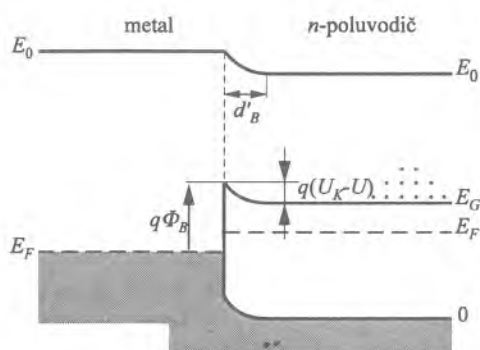
Poluvod.	Tip	E_G , eV	Al	Au	Cr	Cu	Mg	Mo	Ni	Pd	Pt	Ta	Ti	W
Si	n	1,12	0,72	0,8	0,61	0,58	0,40	0,68	0,61	0,81	0,90		0,50	0,67
Si	p		0,58	0,34	0,50	0,46		0,42	0,51				0,61	0,45
SiC	n	3,00	2,00	1,95										
AlAs	n	2,16		1,20							1,00			
AlSb	p	1,63		0,55										
BN	p	7,50		3,10										
BP	p	6,00		0,87										
GaSb	n	0,67		0,60										
GaAs	n	1,42	0,80	0,90		0,82					0,84	0,85		0,80
GaAs	p			0,42										
GaP	n	2,24	1,07	1,30	1,06	1,20	1,04	1,13	1,27		1,45		1,12	
GaP	p			0,72										
InP	n	1,29		0,52										
InP	p			0,76										
CdSe	n	1,70		0,49		0,33					0,37			
CdTe	n		0,76	0,71							0,76			
ZnO	n	3,20	0,68	0,65		0,45				0,68	0,75	0,30		
ZnS	n	3,60	0,80	2,00		1,75	0,82			1,87	1,84	1,10		
ZnSe	n		0,76	1,36		1,10					1,40			
PbO	n								0,96					

U spoju metal-poluvodič barijera nije ista za slobodne elektrone koji iz metala žele prijeći u poluvodič i za slobodne elektrone koji iz poluvodiča žele prijeći u metal. U prvom slučaju postoji barijera Φ_B , u drugom slučaju barijera U_K . U slučaju na slici 7.2. barijera je veća za elektrone koji iz metala žele prijeći u poluvodič.

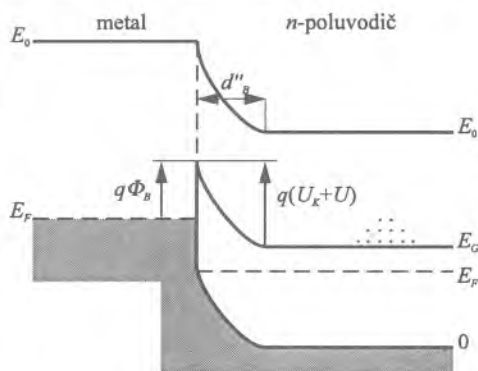
Za razliku od pn -spoja, gdje je kontakti potencijal uvijek bio pozitivan (uz p -stranu kao referentnu), kod spoja metal-poluvodič kontakti potencijal prema relaciji (7.5) može biti bilo pozitivan, bilo negativan (uz poluvodič kao referentnu stranu), ovisno o tome je li veći rad izlaza metala ili poluvodiča. Ako je rad izlaza metala veći (slučaj na slici 7.1. i 7.2.), tada je $U_K > 0$. Ako je rad izlaza metala manji, tada je $U_K < 0$. O predznaku kontaktnog potencijala ovisi temeljno svojstvo idealnog spoja metal-poluvodič. To svojstvo je njegov karakter koji može biti dvojak: ispravljački (diodni) ili neispravljački (omski). Kod spoja metal-poluvodič n -tipa, ako je $\Phi_M > \Phi_S$ ili $U_K > 0$, rezultira ispravljački (diodni) karakter spoja. Ako je međutim $\Phi_M < \Phi_S$ ili $U_K < 0$, rezultira neispravljački (omski) karakter. Kod spoja metal-poluvodič p -tipa uz $\Phi_M > \Phi_S$ ili $U_K > 0$ rezultira neispravljački (omski) karakter spoja. Ako je $\Phi_M < \Phi_S$ ili $U_K < 0$, karakter spoja je ispravljački (diodni). Navedeno se odnosi na spojeve metal-poluvodič s nedegeneriranim poluvodičem. Ako se u istom spoju primjenjuje degenerirani poluvodič, tada širina osiromašenog područja može biti vrlo mala (reda ispod 10 nm), čime se omogućuje izravno tuneliranje elektrona kroz potencijalnu barijeru, neovisno o tome imaju li elektroni energiju potrebnu za prijelaz preko barijere. U tim uvjetima npr. spoj metal-poluvodič n -tipa, ako je $\Phi_M > \Phi_S$, ne pokazuje više svojstva ispravljačkog spoja, već djeluje kao neispravljački spoj metal-poluvodič. Iz navedenog proizlazi da spojevi metala s poluvodičem imaju širi raspon mogućih svojstava od poluvodičkih homospojeva pn -tipa jer se izborom vrste metala i tipa poluvodiča te variranjem stupnja dopiranja mogu ostvariti i ispravljački i neispravljački kontakti. To omogućuje vrlo široku primjenu spoja metal-poluvodič u poluvodičkoj elektronici, a posebno u mikroelektronici.

7.2. Idealizirani spoj metal-poluvodič u neravnotežnom stanju

Pretpostavimo da se na idealizirani spoj metala i poluvodiča n -tipa na slici 7.2. dovede vanjski istosmjerni napon U s pozitivnim polom na metalu. Taj će napon u osiromašenom području na površini poluvodiča inducirati električno polje usmjereno od metala prema poluvodiču, koje će se suprotstaviti ugrađenom električnom polju na slici 7.2., a koje je posljedica postojanja kontaktnog potencijala. Rezultat je električno polje istog smjera kao na slici 7.2., ali slabijeg iznosa. Slabije polje znači nižu barijeru za slobodne elektrone u poluvodiču. Ta se barijera snizila s iznosa U_K kada je $U = 0$ na iznos $U_K - U$ kada je $U > 0$. Napon U je pozitivan kada tu barijeru snižuje, a u ovom slučaju to znači da je metal spojen na pozitivan pol izvora napajanja. Energetski dijagram spoja metal-poluvodič prikazan je za ovaj slučaj na slici 7.3. Energetska barijera je za slobodne elektrone u metalu ostala ista kao u stanju ravnoteže, dok je za slobodne elektrone u poluvodiču postala niža - snizila se s iznosa qU_K na iznos $q(U_K - U)$. To je posljedica činjenice da je vodljivost metala vrlo visoka s obzirom na vodljivost poluvodiča pa se sav vanjski napon U »troši« na osiromašenom području na površini poluvodiča prema graničnoj plohi s metalom. Inducirano električno polje postoji samo u poluvodiču pa se visina energetske barijere mijenja samo za slobodne elektrone u poluvodiču. Kako je visina energetske barijere za slobodne



Slika 7.3. Energetski dijagram propusno polariziranog spoja metal-poluvodič n -tipa



Slika 7.4. Energetski dijagram nepropusno polariziranog spoja metal-poluvodič n -tipa

elektrone u metalu ostala ista kao u ravnotežnom stanju, nema prijelaza slobodnih elektrona iz metala u poluvodič. Međutim, energetska barijera koju »vide« slobodni elektroni u poluvodiču na putu prema metalu sada je niža nego u ravnotežnom stanju pa dio slobodnih elektrona s višim energijama može svladati barijeru i prijeći u metal. Prijelaz slobodnih elektrona iz poluvodiča u metal ekvivalentan je protjecanju struje elektrona u suprotnom smjeru pa u tom slučaju struja teče kroz spoj metal-poluvodič od metala prema poluvodiču. Ta struja raste s porastom napona $U > 0$ jer je barijera za elektrone u poluvodiču tada niža. Pri tome će, kao kod propusno polariziranog pn -spoja, struja rasti eksponencijalno s porastom napona. Međutim, postoji bitna razlika prema pn -spoju u činjenici što struju čine slobodni elektroni koji iz poluvodiča prelaze u metal, gdje su elektroni isključivi nosioci naboja, a nisu manjinski nosioci kao na p -strani pn -spoja. Ti elektroni u metalu ne podliježu zakonima rekombinacije pa nema ni akumuliranja toga naboja. To je uzrok vrlo velike brzine rada poluvodičkih elemenata temeljenih na spoju metala i poluvodiča.

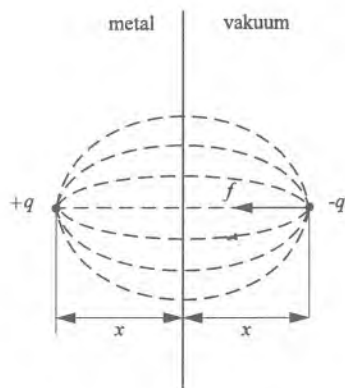
Iz opisa rada spoja metal-poluvodič n -tipa uz metal pozitivan prema poluvodiču, kada je rad izlaza metala veći od rada izlaza silicija, proizlazi da je u pitanju propusno polariziran spoj metal-poluvodič.

Što se događa ako se polaritet napona u prethodnom razmatranju promijeni, tj. ako se metal učini negativnim prema poluvodiču? Visina energetske barijere za slobodne elektrone u metalu ostaje opet ista kao u stanju ravnoteže, dok će se visina energetske barijere za slobodne elektrone u poluvodiču povećati prema slici 7.4. s iznosa qU_K na veći iznos $q(U_K + U)$. Porast visine te barijere posljedica je porasta jakosti polja u osiromašenom području u poluvodiču s obzirom na jakost polja u ravnotežnom slučaju jer vanjski napon inducira polje usmjereno od poluvodiča prema metalu koje potpomaže ugrađeno polje. Slobodni elektroni koji u ravnotežnom stanju nisu mogli savladati barijeru qU_K na putu iz poluvodiča prema metalu, sada pogotovo nisu u stanju savladati još višu barijeru $q(U_K + U)$, pa nema transporta nosilaca preko barijere. U tom slučaju to je reverzna ili nepropusna polarizacija spoja metala i poluvodiča n -tipa. Struja kroz spoj metal-poluvodič n -tipa neće međutim biti jednaka nuli jer u valentnom pojasu poluvodiča n -tipa postoje manjinski nosioci - šupljine, za koje barijera ne postoji. Te su šupljine u uvjetima reverzne polarizacije ubrzavane poljem u osiromašenom području prema metalu, dolaze do površine

metala i tu rekombiniraju s elektronima iz metala. To rezultira vrlo malom reverznom strujom manjinskih šupljina koja od poluvodiča teče prema metalu, dakle u smjeru suprotnom od struje elektrona u uvjetima propusne polarizacije. Međutim, reverzna struja ima mnogo manji iznos od propusne struje jer je broj manjinskih šupljina koje tvore tu struju izuzetno nizak s obzirom na broj većinskih elektrona. Reverznoj struji pridonose donekle i slobodni elektroni u metalu. U prethodnoj analizi smo radi jednostavnosti zanemarili postojanje slobodnih elektrona u metalu s energijama iznad Fermijeve. To je međutim posve točno jedino na termodinamičkoj nuli. Na sobnoj temperaturi u skladu s Fermijevom funkcijom vjerojatnosti uvijek će postojati slobodni elektroni s energijama iznad Fermijeve. Broj tih elektrona smanjuje se eksponencijalnom brzinom s porastom energije kada se prijede Fermijev nivo. Međutim, zbog vrlo velikog broja slobodnih elektrona u metalu, i uz vrlo male vjerojatnosti postojanja slobodnih elektrona na energijama iznad Fermijeve, postoji broj slobodnih elektrona u višim energetske nivoima koji nije zanemariv. Zato će kod reverzne polarizacije preko barijere $q\Phi_B$ prelaziti iz metala u poluvodič izvjesna količina slobodnih elektrona. Gibanje tih elektrona daje reverznu elektronsku struju usmjerenu od poluvodiča prema metalu, koja se pribraja reverznoj šupljinskoj struji što je čine šupljine koje iz poluvodiča idu prema metalu. Reverzna struja je dakle zbroj šupljinske struje koju čine šupljine što se gibaju od poluvodiča prema metalu i slobodni elektroni koji se gibaju u suprotnom smjeru. Ta je struja vrlo malog iznosa, ali ne pokazuje svojstvo zasićenja zbog **sniženja barijere** koju vide slobodni elektroni u metalu pod djelovanjem reverznog napona. Ta se pojava u dosadašnjem razmatranju nije uzimala u obzir.

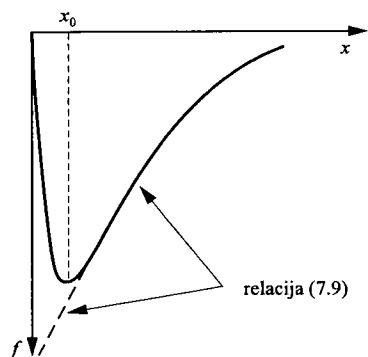
7.3. Sniženje energetske barijere zbog djelovanja polja ili Schottkyjev efekt

U dosadašnjoj analizi pretpostavljeno je da se visina energetske barijere koju »vide« slobodni elektroni u metalu $q\Phi_B$ ne mijenja kada se na spoj metal-poluvodič priključi vanjski napon. Kao prva aproksimacija u analizi osnovnih svojstava spoja metal-poluvodič ta je pretpostavka korektna. Međutim, pri točnijem opisu svojstava spoja potrebno je uzeti u obzir činjenicu da vanjski napon mijenja donekle visinu te barijere, kao što mijenja i visinu barijere qU_K koju vide slobodni elektroni u poluvodiču. Podrobnija analiza pokazuje da pri reverznoj polarizaciji spoja metal-poluvodič može doći do znatnijeg sniženja visine barijere $q\Phi_B$ na slici 7.4. Tu je pojavu podrobnije proučavao Walter Schottky u vezi s elektronskim emisijama iz metala u vakuum i ona se po njemu zove **Schottkyjev efekt**. Svi rezultati do kojih je tada Schottky došao mogu se izravno primijeniti i na spoj metal-poluvodič, pa ćemo zato taj efekt opisati ovdje malo detaljnije. Radi jednostavnosti promotrimo površinu metala iz koje je emitiran slobodan elektron u okolni vakuum. Neka se elektron nalazi na udaljenosti x od površine metala. Emisija elektrona iz metala u vakuum ne može narušiti

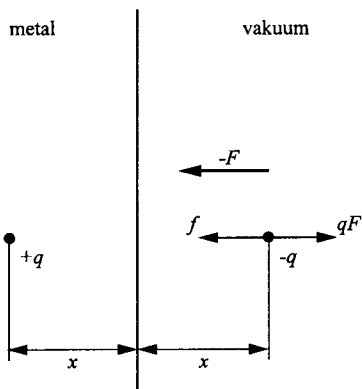


Slika 7.5. Djelovanje »sile slike« na slobodan elektron emitiran iz metala

Emisija elektrona iz metala u vakuum ne može narušiti



Slika 7.6. Ovisnost »sile slike« o udaljenosti emitiranog elektrona od površine metala



Slika 7.7. Djelovanje vanjskog ubrzavajućeg električnog polja na elektron emitiran iz metala

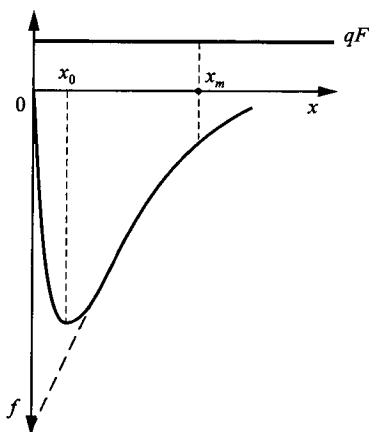
električnu neutralnost cjeline pa se u metalu inducira pozitivni naboj $+q$ na udaljenosti x od površine metala (slika 7.5). Između emitiranog elektrona i površine metala djeluje **sila slike** ili **zrcalna slika** (engl. *image force*) iznosa:

$$f = \frac{(+q) \cdot (-q)}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}, \quad (7.9)$$

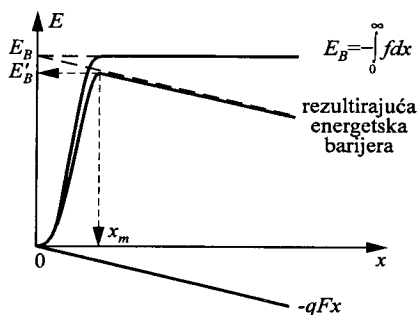
gdje je ϵ_0 dielektrična konstanta slobodnog prostora. Negativan predznak u toj relaciji pokazuje da je »sila slike« usmjerena od emitiranog elektrona prema površini metala. Relacija za »silu slike« vrijedi samo ako je x mnogo veći od međuatomskog razmaka u metalu, a to znači da je reda veličine 10^{-7} cm ili više. U metalu je sila na slobodan elektron jednaka nuli zbog ekvipotencijalnog karaktera unutrašnjosti metala. To znači da ispod neke kritične udaljenosti x_0 od površine metala »sila slike« počinje opadati da bi na površini metala bila jednaka nuli (slika 7.6). Zamislamo sada da na površinu metala počne djelovati električno polje usmjereno od vanjskog prostora prema metalu. To će polje iznosa $-F$ djelovati na emitirani elektron silom $(-q)(-F) = qF$, usmjerenom suprotno »sili slike« (slika 7.7). Kako su »sila slike« i sila izazvana vanjskim poljem suprotno usmjerene, a kako »sila slike« ovisi o udaljenosti x od površine metala, mora postojati udaljenost x_m na kojoj se te dvije sile međusobno poništavaju. Za $x < x_m$ prevladava djelovanje »sile slike« koja vraća elektron prema metalu, a za $x > x_m$ prevladava djelovanje sile vanjskog polja koja trajno udaljava emitirani elektron od metala (slika 7.8). Ukupna sila na emitirani elektron f_T iznosi:

$$f_T = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} + qF, \quad x > x_0. \quad (7.10)$$

Za $x = x_m$ je $f_T = 0$. U tom slučaju ta relacija daje:



Slika 7.8. Određivanje udaljenosti x_m na kojoj se poništavaju djelovanja »sile slike« i sile izazvane vanjskim ubrzavajućim električnim poljem



Slika 7.9. Sniženje visine energetske barijere na površini metala zbog djelovanja vanjskog ubrzavajućeg polja F (Schottkyjev efekt)

$$x_m = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_0 F}}. \quad (7.11)$$

Kritična udaljenost x_m opada s drugim korijenom iz jakosti vanjskog električnog polja. Pomoću relacije (7.10) za ukupnu silu koja djeluje na emitirani elektron može se odrediti utjecaj vanjskog polja na visinu potencijalne barijere koju elektron mora svladati da se oslobodi djelovanja »sile slike«. Na slici 7.9. prikazana je energetska barijera E_B koju elektron mora svladati kada nema djelovanja vanjskog polja. Visina te barijere određena je relacijom:

$$E_B = - \int_0^{\infty} f dx, \quad (7.12)$$

pri čemu je f »sila slike« prema relaciji (7.9). Visina energetske barijere na površini metala E_B formalno je identična energiji E_0 na slici 7.1. kao energiji što je posjeduje elektron koji se oslobodio iz metala. Ako na površinu metala djeluje polje F na slici 7.8., tada je energetska barijera koju emitirani slobodan elektron mora svladati da bi se trajno oslobodio djelovanja »sile slike« određena relacijom:

$$E'_B = - \int_0^{x_m} f_T dx, \quad (7.13)$$

pri čemu je f_T određen relacijom (7.10). Za gornju granicu integrala uzet je x_m , jer ako

slobodan elektron nakon napuštanja metala stigne na udaljenost x_m od površine metala, sila na elektron je ubrzavajuća pa elektron trajno napušta metal. Uvrštenjem (7.10) u (7.13) dobiva se:

$$E'_B = E_B - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x_m} - qFx_m, \quad (7.14)$$

pri čemu je iskorištena relacija (7.12) i matematički odnos:

$$\int_0^{x_m} f dx = \int_0^{\infty} f dx - \int_{x_m}^{\infty} f dx, \quad (7.15)$$

koji iskazuje tvrdnju da je površina između krivulje f i osi x u intervalu $[0, x_m]$ jednaka razlici površina u intervalima $[0, \infty]$ i $[x_m, \infty]$. Pomoću relacije za x_m proizlazi:

$$E'_B = E_B - \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F} = E_B - \Delta E_B, \quad (7.16)$$

gdje je:

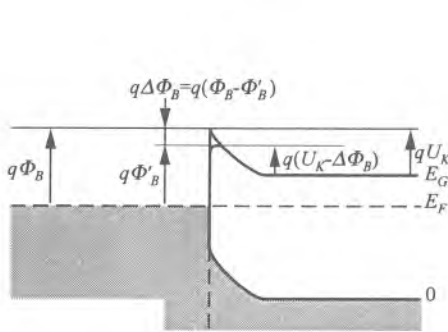
$$\Delta E_B = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F} \quad (7.16a)$$

iznos sniženja energetske barijere. Djelovanjem vanjskog ubrzavajućeg polja snizuje se energetska barijera s iznosa E_B na iznos E'_B razmjerno drugom korijenu iz ubrzavajućeg polja. Taj efekt, kako je prije rečeno, zove se Schottkyjev efekt i nije vezan isključivo na sustav metal-vakuum. Efekt je ilustriran na slici 7.9., gdje je uz energetska barijeru E_B određenu djelovanjem »sile slike« prikazana potencijalna energija zbog djelovanja vanjskog polja $-qFx$ i rezultirajuća energetska barijera. Ključna veličina koja opisuje rezultirajuću energetska barijeru je njezina najveća visina E'_B određena relacijom (7.16).

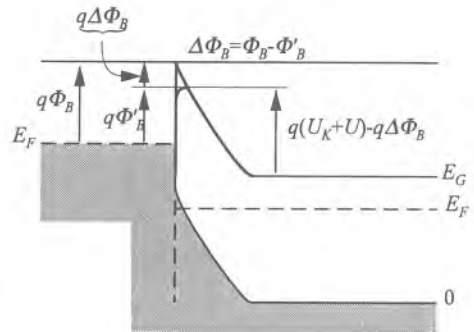
Schottkyjev efekt daje relativno male iznose sniženja energetske barijere. Međutim, i te male promjene mogu izazvati relativno značajne promjene u broju slobodnih elektrona koji u određenim slučajevima mogu biti emitirani iz metala, bilo u vakuum bilo u neki drugi materijal.

7.4. Schottkyjev efekt u spoju metal-poluvodič

Efekt sniženja energetske barijere na spoju metal-poluvodič posve je u skladu sa Schottkyjevom teorijom iznesenom u dijelu 7.3. Bez obzira na to je li spoj metal-poluvodič u ravnotežnom ili neravnotežnom stanju, na strani poluvodiča uvijek postoji osiromašeno područje posljedica kojeg je električno polje usmjereno od poluvodiča prema metalu. Silnice tog polja završavaju na slobodnim elektronima na samoj površini metala. Na toj površini,



Slika 7.10. Snižanje energetske barijere u spoju metal-poluvodič n -tipa u ravnotežnom stanju zbog Schottkyjeva efekta



Slika 7.11. Snižanje energetske barijere u reverzno polariziranom spoju metal-poluvodič n -tipa zbog Schottkyjeva efekta

na ravnini koja odjeljuje metal od poluvodiča, polje ima maksimalni iznos F_M . U ravnotežnom stanju iznos toga polja određen je relacijom (7.2). Kod propusne polarizacije treba pri određivanju maksimalnog polja u izraz za širinu osiromašenog područja d_B uvrstiti umjesto kontaktnog potencijala U_K razliku toga potencijala i vanjskog napona U , tj. $U_K - U$, što daje manji iznos maksimalnog polja nego kod ravnotežnog stanja. Obrnuto, u slučaju nepropusne polarizacije umjesto U_K u izraz za d_B treba uvrstiti $U_K + U$ što daje veći iznos maksimalnog polja nego u slučaju ravnotežnog stanja. Ako se u idealnom slučaju visina energetske barijere označi sa $q\Phi_B$ kao na slikama 7.2., 7.3. i 7.4. tada je, uz u obzir uzet Schottkyjev efekt, visina energetske barijere za slobodne elektrone u metalu $q\Phi'_B$ određena relacijom (7.16), koju sada možemo pisati u obliku:

$$q\Phi'_B = q\Phi_B - \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon}} \sqrt{F_M} = q\Phi_B - q\Delta\Phi_B, \quad (7.17)$$

gdje je:

$$\Delta\Phi_B = \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon}} \sqrt{F_M}, \quad (7.17a)$$

dok je ϵ dielektrična konstanta poluvodiča. U općem slučaju ϵ se po svom iznosu može razlikovati od statičke vrijednosti za isti materijal, no ovdje ćemo taj efekt zanemariti¹. Zbog sniženja energetske barijere raste broj slobodnih elektrona u poluvodiču koji imaju energije dovoljne za svladavanje barijere, što dovodi do porasta struje u propusnom smjeru s obzirom na teorijski slučaj, kada se Schottkyjev efekt zanemari.

Utjecaj Schottkyjeva efekta na sniženje energetske barijere ilustriran je na slici 7.10. kod spoja metal-poluvodič n -tipa u stanju termodinamičke ravnoteže. Kada se zanemari Schottkyjev efekt, visina energetske barijere za slobodne elektrone u metalu je $q\Phi_B$. Ta se

¹ Više o tome u popisu literature na kraju poglavlja pod brojem 7.1.

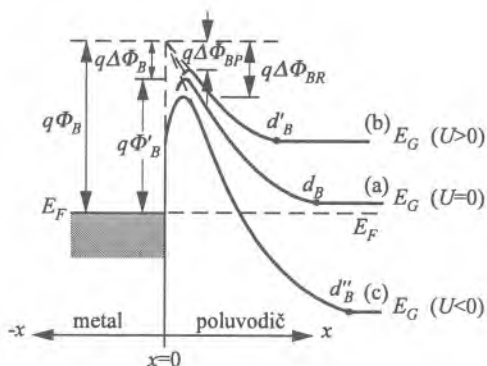
veličina često zove i **intrinsicna visina barijere** (engl. *intrinsic barrier height*). Uz u obzir uzet Schottkyjev efekt visina barijere u stanju termodinamičke ravnoteže iznosi $q\Phi'_B < q\Phi_B$ u skladu s relacijom (7.17). Za slobodne elektrone u poluvodiču visina energetske barijere snižena je s qU_K na $q(U_K - \Delta\Phi_B)$. Na sličan način prikazan je energetski dijagram istog spoja u slučaju reverzne polarizacije uz odgovarajuće sniženje energetske barijere zbog Schottkyjeva efekta (slika 7.11).

Na slici 7.12. prikazan je energetski dijagram spoja metal-poluvodič n -tipa za termodinamičku ravnotežu (krivulja a), propusnu polarizaciju (krivulja b) i reverznu polarizaciju (krivulja c). Označena je intrinsicna visina barijere $q\Phi_B$, visina barijere $q\Phi'_B$ u ravnotežnom stanju uz u obzir uzet Schottkyjev efekt, te razlike intrinsicne visine barijere i stvarne visine barijere ($q\Delta\Phi_B$) kod propusne ($q\Delta\Phi_{BP}$) i reverzne ($q\Delta\Phi_{BR}$) polarizacije. Vidljivo je da je sniženje energetske barijere najveće pri reverznoj polarizaciji, a najmanje pri propusnoj, što je u skladu s relacijom (7.17) i činjenicom da je maksimalno polje najveće pri reverznoj polarizaciji, a najmanje pri propusnoj.

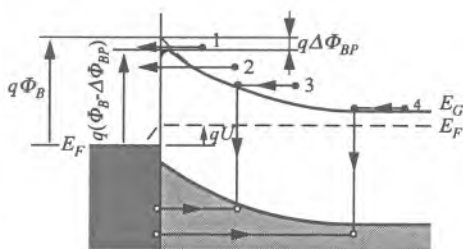
7.5. Mehanizmi protjecanja struje kroz spoj metal-poluvodič

Polazeći od realnog oblika energetske barijere na slici 7.13., moguće je identificirati četiri osnovna mehanizma protjecanja struje pri propusnoj polarizaciji spoja metal-poluvodič n -tipa. Ti su mehanizmi na slici 7.13. naznačeni brojevima 1, 2, 3 i 4. To su ovi mehanizmi:

Mehanizam 1. Protjecanje slobodnih elektrona iz vodljivog pojasa poluvodiča preko energetske barijere u metal, u slobodne energetske nivoe iznad Fermijeva nivoa. To je



Slika 7.12. Energetski dijagram spoja metal-poluvodič n -tipa uz postojanje Schottkyjeva efekta pri termodinamičkoj ravnoteži (krivulja a), propusnoj polarizaciji (krivulja b) i nepropusnoj polarizaciji (krivulja c). Intrinsicna visina energetske barijere je $q\Phi_B$. Visina energetske barijere u termodinamičkoj ravnoteži je $q\Phi'_B$. Sniženje energetske barijere pri propusnoj i nepropusnoj polarizaciji je $q\Delta\Phi_{BP}$, odnosno $q\Delta\Phi_{BR}$.



Slika 7.13. Prikaz četiri osnovna mehanizma protjecanja struje kroz spoj metala i poluvodiča n -tipa pri propusnoj polarizaciji

prevladavajući proces u spojevima metal-poluvodič n -tipa s umjereno dopiranim poluvodičem. Kod silicija su to obično koncentracije donora do 10^{17} cm^{-3} , što odgovara nedegeneriranom materijalu. Kod poluvodiča s relativno visokim iznosom pokretljivosti nosilaca prijelaz slobodnih elektrona iznad energetske barijere može se dobro opisati **teorijom termionske emisije** (engl. *thermionic emission theory*). Taj pristup prilično dobro opisuje prijelaz slobodnih elektrona iznad energetske barijere u spoju metala sa silicijem. Kod primjene poluvodiča s relativno niskim iznosom pokretljivosti nosilaca prevladava mehanizam difuzije nosilaca kroz spoj metal-poluvodič slično istom mehanizmu u pn -spoju. U općem slučaju može postojati i termionski i difuzijski proces, pa se u točnom opisu prijelaza slobodnih nosilaca iznad potencijalne barijere primjenjuje **generalizirana termionsko-difuzijska teorija** (engl. *generalized thermionic-diffusion theory*).

Mehanizam 2. Kvantno-mehaničko tuneliranje kroz energetske barijeru. To je prevladavajući mehanizam u spojevima metala s degeneriranim poluvodičem n -tipa. U tom slučaju energetska barijera je vrlo uska pa slobodni elektroni iz vodljivog pojasa poluvodiča tuneliraju u slobodne energetske nivoe u metalu smještene iznad Fermijeva nivoa. Posljedica je dobro vođenje struje i pri propusnoj i pri reverznoj polarizaciji spoja, s tom razlikom što kod reverzne polarizacije tuneliraju slobodni elektroni iz metala kroz energetske barijeru u poluvodič. Ta vrsta spoja metala i poluvodiča n -tipa primjenjuje se u realizaciji neispravljačkih (omskih) kontakata metala s poluvodičima u proizvodnji poluvodičkih elemenata i integriranih sklopova.

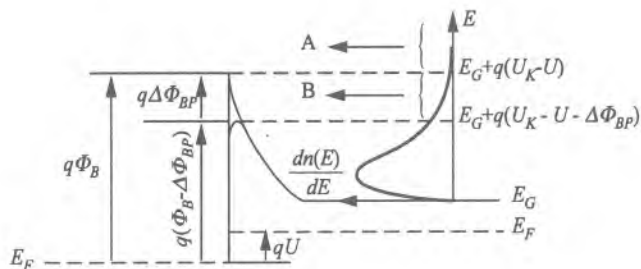
Mehanizam 3. Mehanizam protjecanja struje zbog rekombinacije slobodnih nosilaca u osiromašenom području. Taj proces identičan je rekombinacijskom procesu u osiromašenom području pn -spoja opisanom u odjeljku 6.2.2.

Mehanizam 4. Mehanizam protjecanja struje zbog rekombinacije u neutralnom području poluvodiča n -tipa. Taj mehanizam ekvivalentan je injekciji hipotetskih manjinskih nosilaca iz metala u poluvodič.

Osim opisanih mehanizama postoje još i »parazitni« mehanizmi izazvani nesavršenom tehnologijom spoja metal-poluvodič. Dva su tipična takva mehanizma:

- mehanizam protjecanja struje po periferiji spoja metal-poluvodič zbog djelovanja jakog električkog polja na toj periferiji. Rezultat je postojanje površinske struje koja nije pod kontrolom spoja metal-poluvodič;
- mehanizam protjecanja struje zbog djelovanja zamke na međupovršini metal-poluvodič.

Usavršavanjem tehnoloških metoda ostvarivanja spoja metal-poluvodič prethodna dva mehanizma znatno su reducirana.



Slika 7.14. Energetski dijagram spoja metala i poluvodiča n -tipa u uvjetima propusne polarizacije, uz ilustraciju djelovanja Schottkyjeva efekta na struju termionske emisije

7.6. Struja termionske emisije

Slobodni elektroni u vodljivom pojasu raspodijeljeni su po Maxwell-Boltzmannovoj funkciji gustoće energija opisanoj pomoću relacije 2.132. Ta funkcija gustoće energija pridružena je slobodnim elektronima u poluvodiču n -tipa na slici 2.41. Najniža energija tih elektrona je E_G , naime da bi elektron iz valentnog pojasa dospio u vodljivi pojas mora imati energiju jednaku ili veću od E_G . Prosječna energija slobodnih elektrona je prema relaciji (2.124) za $1,5 kT$ iznad E_G . Iz relacije (2.132) i slike 2.41. vidljivo je da Maxwell-Boltzmannova funkcija brzo teži nuli kada energija premaši iznos za $0,5 kT$ viši od E_G . Međutim, zbog visoke koncentracije slobodnih elektrona broj slobodnih elektrona i na energijama znatno iznad prosječne nije posve zanemariv.

Spoj metal-poluvodič n -tipa u uvjetima propusne polarizacije prikazan je energetskim dijagramom na slici 7.14. Prikazan je i utjecaj Schottkyjeva efekta na oblik i visinu energetske barijere. Slobodnim elektronima u poluvodiču pridružena je Maxwell-Boltzmannova funkcija gustoće energija. U skladu sa slikom 7.13. iznad energetske barijere mogu iz poluvodiča u metal prijeći elektroni koji ne »vide« energetske barijeru, a to su oni elektroni koji prema slici 7.14. imaju energije iznad $E_G + q(U_K - U)$ kada se zanemari Schottkyjev efekt. Broj tih elektrona određen je površinom ispod Maxwell-Boltzmannove funkcije u intervalu energija od $E_G + q(U_K - U)$ do neizmjereno. Uzme li se u obzir Schottkyjev efekt, tada se energetska barijera snižuje za $q\Delta\Phi_{BP}$ s obzirom na intrinzičnu barijeru $q\Phi_B$ te se povećava broj slobodnih elektrona u poluvodiču koji ne »vide« energetske barijeru. U tom slučaju broj slobodnih elektrona koji mogu prijeći iznad barijere određen je površinom ispod Maxwell-Boltzmannove funkcije u intervalu od $E_G + q(U_K - U - \Delta\Phi_{BP})$ do neizmjereno. Prirast broja slobodnih elektrona koji iz poluvodiča mogu prijeći preko barijere u metal zbog Schottkyjeva efekta označen je na slici 7.14. oznakom B. Očito je da se zbog Schottkyjeva efekta povećava struja termionske emisije u spoju metal-poluvodič.

Opis termionske emisije prema slici 7.14. dobar je samo kao ilustracija mogućnosti te pojave. Međutim, pri matematičkoj analizi pojave mora se uzeti u obzir činjenica da neće svaki slobodan elektron u poluvodiču s energijom u područjima A i B na slici 7.14. prijeći iz poluvodiča u metal bez obzira na energiju veću od energije koja odgovara energetske barijeri. Barijeru mogu prijeći samo oni slobodni elektroni koji imaju energiju veću od $E_G + q(U_K - U - \Delta\Phi_{BP})$ zbog komponente brzine okomite na površinu spoja metal-poluvodič. Ako npr. slobodan elektron ima neizmjereno veliku energiju zbog gibanja paralelno površini spoja metal-poluvodič, on neće nikada napustiti poluvodič. Zato se pri proračunu termionske emisije polazi od raspodjele brzina elektrona po komponentama. Matematički izvod za ovisnost struje termionske emisije o temperaturi u izvornom obliku odnosi se na emisiju elektrona iz zagrijane metalne elektrode u vakuum. Iako je tako dobivena relacija, poznata kao **Richardson-Dushmanova** jednadžba, izvedena još u ranim danima razvoja elektronskih cijevi, njezina je važnost sačuvana i danas, jer se prijelaz slobodnih elektrona preko potencijalne barijere u heterospojevima i homospojevima može lako opisati istom jednadžbom. Zato će se ovdje u kratkim crtama prikazati izvod te jednadžbe na primjeru emisije slobodnih elektrona iz metala u vakuum.

7.6.1. Fermi-Diracova funkcija gustoće brzina

Slobodni elektroni u metalu raspodijeljeni su po energijama u skladu s Fermi-Diracovom funkcijom gustoće energije prema relaciji (2.94). Uzevši u obzir činjenicu da je u modelu slobodnog elektrona energija povezana s brzinom relacijom:

$$E = \frac{1}{2} m_0 v^2, \quad (7.18)$$

jer je za potencijalnu energiju odabrana vrijednost nula, dobiva se pomoću relacija (2.94) i (7.18) **Fermi-Diracova funkcija gustoće brzina** (engl. *Fermi-Dirac velocity density function*) u obliku:

$$\frac{dn(v)}{dv} = 8\pi \left(\frac{m_0}{h} \right)^3 \frac{v^2}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}. \quad (7.19)$$

Ta relacija daje raspodjelu slobodnih elektrona u metalu po brzinama, ali ne kazuje ništa o smjerovima tih brzina. Da bi se dobila raspodjela brzina elektrona po komponentama, treba brzinu slobodnog elektrona v izraziti pomoću komponenti brzina u smjeru x , y i z :

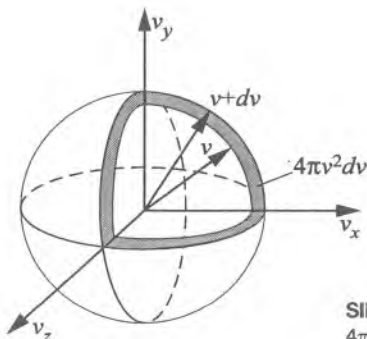
$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2. \quad (7.20)$$

Relacija 7.19. može se pisati u obliku:

$$\frac{dn(v)}{dv} = S(v) f(E), \quad (7.21)$$

po analogiji s relacijom (2.79), pri čemu je veličina:

$$S(v) = 8\pi \left(\frac{m_0}{h} \right)^3 v^2 \quad (7.22)$$



Slika 7.15. Brzinski prostor i elementarni volumen toga prostora $4\pi v^2 dv$

gustoća mogućih ili dopuštenih brzinskih stanja u jediničnom intervalu brzina po jedinici volumena.

Definirat ćemo **brzinski prostor** (engl. *velocity space*) u skladu s relacijom (7.20) i prema slici 7.15. Elementarni volumen toga prostora je $4\pi v^2 dv$. Broj slobodnih elektrona po jedinici volumena $dn(v)$ podijeljen elementarnim volumenom brzinskog prostora koji prema slici 7.15. iznosi $4\pi v^2 dv$, može se opisati relacijom:

$$\frac{dn(v)}{4\pi v^2 dv} = \frac{S(v)}{4\pi v^2} f(E) = S(\tau) f(E), \quad (7.23)$$

gdje je:

$$S(\tau) = 2 \left(\frac{m_0}{h} \right)^3 \quad (7.24)$$

broj mogućih ili dopuštenih stanja u jedinici volumena brzinskog prostora.

Elementarni volumen brzinskog prostora $d\tau$ iznosi $d\tau = dv_x dv_y dv_z$. U tom volumenu broj dopuštenih stanja gibanja slobodnog elektrona iznosi:

$$S(\tau) d\tau = 2 \left(\frac{m_0}{h} \right)^3 dv_x dv_y dv_z. \quad (7.25)$$

Množenjem $S(\tau) d\tau$ Fermijevom funkcijom vjerojatnosti dobiva se broj slobodnih elektrona u elementu brzinskog prostora $dn(\tau)$:

$$dn(\tau) = 2 \left(\frac{m_0}{h} \right)^3 \frac{dv_x dv_y dv_z}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}. \quad (7.26)$$

Ta je relacija ishodišna relacija u određivanju struje termionske emisije elektrona iz metala u vakuum.

7.6.2. Termionska emisija iz metala u vakuum

Pretpostavimo da je metal zagrijan do temperature na kojoj dovoljan broj slobodnih elektrona u metalu ima u smjeru okomitom na površinu metala energije dovoljne za svladavanje energetske barijere. U tom će slučaju slobodni elektroni biti emitirani iz metala u okolni prostor stvarajući **struju termionske emisije**. I bez računanja može se očekivati da će ta struja biti to veća što je barijera na površini metala niža i što je temperatura metala viša. Pretpostavimo da je smjer x smjer okomit na površinu metala koju napuštaju slobodni elektroni. Ako je visina energetske barijere na površini metala jednaka E_B (v. sliku 7.9), tada metal mogu napustiti slobodni elektroni s brzinama u smjeru x iznosa:

$$v_x \approx \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}, \quad (7.27)$$

pri čemu v_x i v_z mogu imati proizvoljan iznos. Broj elektrona dn' koji u jedinici vremena prođu kroz jedinični presjek u metalu u smjeru x s komponentama brzina između v_x i $v_x + dv_x$, v_y i $v_y + dv_y$, v_z i $v_z + dv_z$ određen je relacijom:

$$dn' = v_x dn(\tau), \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}. \quad (7.28)$$

Ako sa dn'_x označimo broj slobodnih elektrona koji dolaze na jediničnu površinu metala u jedinici vremena s brzinama u smjeru x između v_x i $v_x + dv_x$ i s proizvoljnim brzinama u smjeru y i z , bit će:

$$dn'_x = v_x dn_x, \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, \quad (7.29)$$

gdje je:

$$dn_x = \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} dn(\tau). \quad (7.30)$$

Veličina dn_x zove se **funkcija raspodjele smjera x** (engl. *x directed distribution function*). Ona daje broj slobodnih elektrona po jedinici volumena s brzinama u smjeru x između v_x i $v_x + dv_x$ uz proizvoljne brzine smjera y i z . Uvrštenjem relacije (7.26) u (7.30) nakon dužeg računanja² dobiva se:

$$dn_x = 4\pi \frac{m_0^2}{h^3} kT \ln \left(1 + \exp \frac{E_F - E_x}{kT} \right) dv_x, \quad (7.31)$$

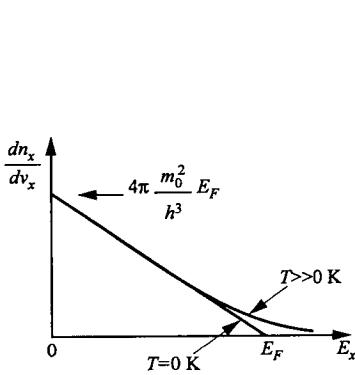
gdje je:

$$E_x = \frac{1}{2} m_0 v_x^2. \quad (7.32)$$

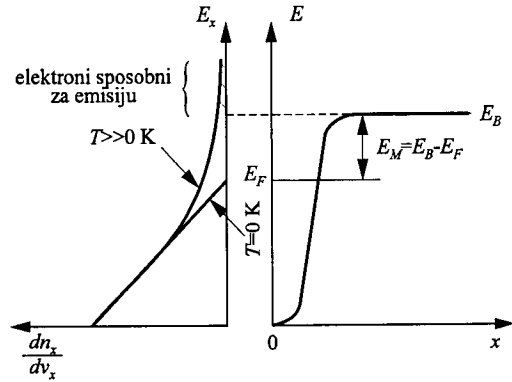
Pri računanju veličine dn_x iz relacije (7.30) brzine v_y i v_z integriraju se u granicama od $-\infty$ do ∞ , iako fizikalno gledano te komponente moramo ograničiti na područje nerekativističkih brzina. Međutim, računanje od $-\infty$ do ∞ neće stvoriti pogrešku o kojoj bi trebalo voditi računa jer zanemarivo mali postotak slobodnih elektrona ima brzine veće od brzina koje odgovaraju Fermijevoj energiji i višim energijama.

Funkcija raspodjele smjera x prema relaciji (7.31) grafički je prikazana na slici 7.16.

² Preporučuje se ambicioznima da sami provedu to računanje.



Slika 7.16. Funkcija raspodjele smjera x za $T = 0 \text{ K}$ i $T \gg 0 \text{ K}$



Slika 7.17. Uz određivanje gustoće struje termionske emisije pomoću funkcije raspodjele smjera x i energetske barijere na površini metala

za dvije različite temperature: $T = 0 \text{ K}$ i $T \gg 0 \text{ K}$. Za $T = 0 \text{ K}$ i $E_x < E_F$ relacija (7.31) prelazi u

$$\frac{dn_x}{dv_x} = 4\pi \frac{m_0^2}{h^3} (E_F - E_x). \quad (7.33)$$

Za $T = 0 \text{ K}$ i $E_x > E_F$ je:

$$\frac{dn_x}{dv_x} = 0. \quad (7.34)$$

Kada je $T \gg 0 \text{ K}$ i E_x bar za $3kT$ manji od E_F , i u tom slučaju približno vrijedi relacija (7.33). Za $T \gg 0 \text{ K}$ i $E_x = E_F$ relacija (7.31) daje:

$$\frac{dn_x}{dv_x} = (4\pi \ln 2) \frac{m_0^2}{h^3} kT. \quad (7.35)$$

Ako je $T \gg 0 \text{ K}$ i $E_x > E_F + 3kT$, primjenom aproksimacije $\ln(1+x) \cong x$ za $x \ll 1$ relacija (7.31) prelazi u:

$$\frac{dn_x}{dv_x} = 4\pi \frac{m_0^2}{h^3} kT \exp \frac{-(E_x - E_F)}{kT}. \quad (7.36)$$

Ta relacija opisuje »rep« funkcije raspodjele smjera x za $T \gg 0 \text{ K}$ na slici 7.16. Pomoću funkcije raspodjele smjera x za $T \gg 0 \text{ K}$ i energetske barijere na površini metala na slici 7.9. može se objasniti i izračunati termionska struja elektrona iz metala u okolni prostor. Postupak je ilustriran na slici 7.17. Funkcija raspodjele smjera x za $T = 0 \text{ K}$ i $T \gg 0 \text{ K}$

pridružena je dijagramu potencijalne energije. Da bi slobodan elektron napustio metal, on zbog gibanja u smjeru x mora imati energiju veću od E_B . Kako je $E_F < E_B$, na $T = 0$ K ne može doći do emisije slobodnih elektrona iz metala u okolni prostor. Kada je $T \gg 0$ K, u funkciji raspodjele smjera x javlja se »rep« koji pokazuje da postoje slobodni elektroni s energijama u smjeru x većim od E_B . Broj tih elektrona razmjern je površini između funkcije raspodjele i osi E_x . Očito je da je uvjet emisije temperatura veća od 0 K. Podrobniji proračuni pokazuju da je za zamjetniju emisiju slobodnih elektrona iz većine metala potrebna temperatura reda 1000 K. Ta temperatura raste s porastom razlike visine potencijalne energije na površini metala E_B i Fermijeve energije E_F . Razlika:

$$E_B - E_F = E_M \quad (7.37)$$

je rad izlaza slobodnih elektrona iz metala. Samo oni elektroni koji imaju u smjeru x energiju veću od $E_B = E_F + E_M$ mogu biti emitirani. Gustoća struje termionske emisije J dobiva se integriranjem relacije (7.29) i množenjem dobivenog rezultata nabojem elektrona:

$$J = q \int_{v_{xB}}^{\infty} dn'_x = q \int_{v_{xB}}^{\infty} v_x dn_x. \quad (7.38)$$

Za donju granicu integrala uzeta je brzina:

$$v_{xB} = \sqrt{\frac{2E_B}{m_0}}, \quad (7.39)$$

jer samo oni elektroni kojima x -komponenta brzine daje energiju veću od E_B mogu napustiti metal. Elektroni koji napuštaju metal imaju energije u smjeru x veće od $E_B = E_F + E_M$. Relacija (7.36) vrijedi ako je $E_x > E_F + 3kT$, a kako je kod metala $E_M \gg 3kT$, relacija (7.36) dobro će opisivati funkciju raspodjele smjera x za sve emitirane elektrone. Uvrštenjem (7.36) u (7.38) dobiva se relacija za gustoću struje termionske emisije u obliku:

$$J = 4\pi q \frac{m_0^2}{h^3} kT \int_{v_{xB}}^{\infty} v_x \exp \frac{-(E_x - E_F)}{kT} dv_x. \quad (7.40)$$

Taj se integral lako rješava supstitucijom. Rezultat je:

$$J = AT^2 \exp \frac{-E_M}{kT}, \quad (7.41)$$

gdje je:

$$A = 4\pi m_0 q \frac{k^2}{h^3}. \quad (7.42)$$

Relacija (7.41) je prije navedena Richardson-Dushmanova jednadžba gustoće struje termi-

onske emisije. O. W. Richardson je izveo jednadžbu za gustoću struje termionske emisije 1914. godine polazeći od Maxwell-Boltzmannove funkcije gustoće brzina u elektronskom plinu. Rezultirala je relacija oblika:

$$J = aT^{1/2} \exp \frac{-b}{T}, \quad (7.43)$$

gdje su a i b empirijske konstante ovisne o vrsti metala. Relaciju (7.41) izveo je S. Dushman 1923. godine polazeći od točnije Fermi-Diracove funkcije gustoće brzina. Danas se oblik (7.41) smatra teorijski ispravnijim od oblika (7.43), iako se u praktičnoj primjeni ne može uočiti znatnija razlika u iznosima struja koje daju relacije (7.41) i (7.43). Razlika u članu T^2 u relaciji (7.41) s obzirom na član $T^{1/2}$ u relaciji (7.43) nebitno djeluje na iznos gustoće struje jer u tim relacijama prevladava utjecaj eksponencijalnih članova.

Veličina A u Richardson-Dushmanovoj jednadžbi teorijski ima isti iznos za sve metale. Taj iznos je $120,4 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Međutim, u većine metala taj iznos je točno upola manji. Ta se pojava pripisuje refleksiji elektrona od površine metala nazad u metal. Veličina A obično se zove **konstanta množine** ili **Richardsonova konstanta**.

Prema relaciji (7.41), koju ćemo dalje primjenjivati za određivanje struje termionske emisije, ta struja raste s porastom temperature. Na zadanoj temperaturi struja je to veća što je rad izlaza manji. Ako je rad izlaza dovoljno malen, do termionske emisije će doći i na sobnoj temperaturi.

7.6.3. Utjecaj Schottkyjeva efekta na struju termionske emisije

Prema slici 7.9. Schottkyjev efekt dovodi do smanjenja energetske barijere na površini metala s iznosa E_B na E'_B u skladu s relacijom (7.16). Posljedica je smanjenje rada izlaza s iznosa $E_M = E_B - E_F$ na iznos E'_M određen relacijom:

$$E'_M = E'_B - E_F = E_B - \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F} - E_F = E_M - \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F}. \quad (7.44)$$

Ako se E'_M umjesto E_M u Richardson-Dushmanovu jednadžbu, dobiva se:

$$J' = AT^2 \exp \frac{-E'_M}{kT} = J \exp \left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F} \right), \quad (7.45)$$

gdje je J određen relacijom (7.41). U numeričkom obliku je:

$$J' = J \exp \frac{0,44 \sqrt{F}}{T}, \quad (7.46)$$

pri čemu se jakost električnog polja izražava u V m^{-1} , a T u K . Ubrzavajuće polje na površini metalne elektrode uzrokuje porast struje termionske emisije. To je posljedica smanjenja visine energetske barijere na površini metala, a time i rada izlaza.

7.6.4. Struja termionske emisije u spoju metal-poluvodič

Struju termionske emisije u spoju metala i poluvodiča na slici 7.13. čine slobodni elektroni koji iz vodljivog pojasa poluvodiča prelaze preko energetske barijere u metal zahvaljujući svojim energijama zbog komponente brzine u smjeru $-x$, i slobodni elektroni u metalu koji mogu, opet zahvaljujući svojim energijama u smjeru x , prijeći preko energetske barijere u poluvodič. Pri tome je os x orijentirana od površine metala prema poluvodiču (slika 7.12).

Rad izlaza slobodnih elektrona iz poluvodiča potreban za primjenu u relaciji (7.41) može se aproksimirati izrazom [7.1], [7.4]:

$$E'_M = q\Phi_B - q\Delta\Phi_{BP} - qU, \quad (7.47)$$

uz pretpostavku propusne polarizacije ($U > 0$). Ako se u Richardson-Dushmanovu jednadžbu umjesto rada izlaza E_M uvrsti kao ekvivalentna veličina E'_M , dobiva se iznos gustoće struje elektrona koji iz poluvodiča prelaze u metal u uvjetima propusne polarizacije:

$$J_{SM} = AT^2 \exp \frac{-q(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP} - U)}{kT} = AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T} \exp \frac{U}{U_T}. \quad (7.48)$$

Veličina A ima iznos određen relacijom (7.42), pri čemu masu mirovanja elektrona m_0 treba nadomjestiti efektivnom masom elektrona m_n^* . Prijelaz slobodnih elektrona iz poluvodiča u metal znači gibanje elektrona u smjeru $-x$, odnosno struju istih elektrona u smjeru x , pa je gustoća struje J_{SM} predznakom pozitivna.

Gustoća struje termionske emisije za slobodne elektrone koji prelaze iz metala u poluvodič prema slici 7.13. i relaciji (7.41) iznosi:

$$J_{MS} = -AT^2 \exp \frac{-q(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{kT} = -AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T}. \quad (7.49)$$

Predznak »minus« posljedica je činjenice da se elektroni gibaju u smjeru x , pa struja teče u smjeru $-x$, suprotno struji J_{SM} . Gustoća struje termionske emisije kroz propusno polarizirani spoj metal-poluvodič određena je algebarski zbrojem gustoća struja J_{SM} i J_{MS} :

$$J = J_{SM} + J_{MS} = AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (7.50)$$

Primjenom relacije:

$$J_{ST} = AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T} \quad (7.51)$$

dobiva se konačni oblik relacije za gustoću struje termionske emisije kroz ispravljački spoj metal-poluvodič n -tipa, pri propusnoj polarizaciji:

$$J = J_{ST} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right), \quad U \geq 0. \quad (7.52)$$

Ta relacija formalno odgovara Shockleyjevoj jednadžbi idealnog pn -spoja. Član J_{ST} formalno odgovara gustoći reverzne struje zasićenja pn -spoja, iako joj iznosom nije jednak, osim ako se zanemari Schottkyjev efekt. Zbog Schottkyjeva efekta prisutan je član $\Delta\Phi_{BP}$ u relaciji (7.51), koji struju J_{ST} čini ovisnom o propusnom naponu. To znači da svakom propusnom naponu U odgovara drugi J_{ST} te pri radu s relacijom (7.52) prvo za zadani U treba odrediti odgovarajući J_{ST} , a potom J . J_{ST} dakle nije reverzna struja zasićenja koja doista teče kroz spoj metal-poluvodič, već je to struja samo formalno ekvivalentna reverznoj struji zasićenja pn -spoja.

Pri reverznoj polarizaciji ($U < 0$), ako je pri tome $|U| > 3U_T$, teče samo reverzna struja praktički jednaka struji J_{MS} . Međutim, ta se struja razlikuje od struje prema relaciji (7.49) zato što veličinu $\Delta\Phi_{BP}$, koja se odnosi na propusnu polarizaciju, treba nadomjestiti veličinom $\Delta\Phi_{BR}$, koja se odnosi na reverzni polaritet. Tada je:

$$J' = -J_{ST}' = -J_{MS}' = -AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BR})}{U_T}, \quad U < 0. \quad (7.53)$$

Ovdje je veličinama J , J_{ST} i J_{MS} dodan apostrof da se naznači njihova različitost prema analognim veličinama kod propusne polarizacije spoja metal-poluvodič. Veličina J_{ST}' je stvarna gustoća reverzne struje ispravljačkog spoja metal-poluvodič jer teče pri reverznoj polarizaciji toga spoja. Zbog člana $\Delta\Phi_{BR}$ ta struja ovisi o reverznom naponu i polako raste s porastom tog napona. Međutim, time ni u kojem slučaju nije narušen ispravljački karakter spoja jer je propusna struja zbog eksponencijskog člana $\exp U/U_T$ u relaciji (7.50) mnogo veća od reverzne struje.

7.7. Difuzijska struja u spoju metal-poluvodič

Ovisnost struje kroz spoj metal-poluvodič n -tipa o priključenom naponu kada je difuzija slobodnih elektrona iz poluvodiča u metal prevladavajući proces izveo je W. Schottky još 1938. godine integrirajući transportnu jednadžbu za gustoću elektronske struje. Pri tome je pretpostavljeno da je visina potencijalne barijere mnogo veća od kT , da protjecanje struje ne remeti ravnotežno stanje i da je poluvodič uniformno dopiran donorima koncentracije N_D . Pretpostavlja se također da je međupovršina metal-poluvodič idealna i da je poluvodič nedegeneriran. Uz te pretpostavke dobiva se ovisnost gustoće elektronske struje o naponu propusne polarizacije u obliku³:

$$J = J_{SD} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right), \quad U > 0. \quad (7.54)$$

Veličina J_{SD} formalno odgovara »reverznoj struji zasićenja« određenoj izrazom:

³ Pojednostiti matematičkog izvoda vidjeti u literaturi pod brojevima [7.1], [7.4] i [7.8] u popisu literature na kraju poglavlja.

$$J_{SD} = \frac{qD_n N_c}{U_T} \left[\frac{2qN_D(U_K - U)}{\epsilon} \right]^{1/2} \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T}, \quad (7.55)$$

gdje je D_n difuzijska konstanta slobodnih elektrona u poluvodiču, N_c efektivna gustoća dopuštenih stanja u vodljivom pojasu, N_D koncentracija donora, U_K kontaktni potencijal spoja metal-poluvodič, ϵ dielektrična konstanta poluvodiča, dok su Φ_B i Φ_{BP} određeni slikom 7.12. Relacija (7.55) pokazuje da je veličina J_{SD} naponski ovisna, ali je ta ovisnost osjetno manja od naponske ovisnosti veličine J .

Kod reverzne polarizacije u relaciji (7.54) i (7.55) treba uvrstiti $U < 0$. Ako je k tome $|U| > 3U_T$, dobiva se reverzna struja gustoće:

$$J' = -J'_{SD} = -\frac{qD_n N_c}{U_T} \left[\frac{2qN_D(U_K + U)}{\epsilon} \right]^{1/2} \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BR})}{U_T}. \quad (7.56)$$

Relacija (7.56) proizlazi izravno iz relacije (7.55) ako se U zamijeni s $-U$ i $\Delta\Phi_{BP}$ s $\Delta\Phi_{BR}$, što odgovara uvjetima reverzne polarizacije. Zbog članova $U_K + U$ i $\Delta\Phi_{BR}$ reverzna je struja naponski ovisna pa se ne može govoriti o reverznoj struji zasićenja kao kod idealnog pn -spoja. Međutim, kako je propusna struja J prema relaciji (7.54) mnogo veća od reverzne struje J' , ispravljački karakter spoja metal-poluvodič i ovdje je očuvan.

Izrazi za gustoću struje kada prevladavaju mehanizam termionske emisije i mehanizam difuzije slobodnih elektrona iz poluvodiča u metal u biti su identični i formalno prate Shockleyjevu jednadžbu idealnog pn -spoja. Međutim, izrazi za »reverzne struje zasićenja« kod prevladavajuće termionske emisije i prevladavajuće difuzije znatno se međusobno razlikuju. J_{SD} određen relacijom (7.55) ima jače izraženu naponsku ovisnost nego J_{ST} određen relacijom (7.51). Istodobno, J_{SD} je temperaturno manje ovisan nego J_{ST} . Isti odnos postoji i između reverznih struja J'_{SD} i J'_{ST} .

7.8. Generalizirana termionsko-difuzijska teorija

Tu su teoriju postavili C. R. Crowell i S. M. Sze [7.10]. Teorija uključuje i struju termionske emisije i difuzijsku struju uz uračunat Schottkyjev efekt. Teorija vrijedi u širokom rasponu iznosa električnog polja od približno $2 \cdot 10^2$ do $4 \cdot 10^5$ V cm⁻¹ na sobnoj temperaturi za spoj metala i poluvodiča n -tipa ako se primijeni silicij. Upotrebljava li se kao poluvodič n -tipa GaAs, tada teorija vrijedi uz polja u rasponu od $9 \cdot 10^3$ do $8 \cdot 10^4$ V cm⁻¹, također na sobnoj temperaturi. Ta teorija za Richardsonovu konstantu daje iznos 96 A cm⁻²K⁻² za silicij, odnosno 4,4 A cm⁻²K⁻² za GaAs. Ne ulazeći u matematičku interpretaciju te teorije, navodimo da rezultirajuća ovisnost gustoće struje o priključenom naponu i u tom slučaju ima opći oblik:

$$J = J_S \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right). \quad (7.57)$$

Može se reći da neovisno o prevladavajućem mehanizmu protjecanja struje vrijedi u biti uvijek isti matematički oblik ovisnosti gustoće struje o naponu kod ispravljačkog spoja metala s poluvodičem. Taj oblik formalno je identičan ovisnosti između istih veličina kod *pn*-spoja, iako postoje razlike u fizikalnim pojavama. Jedna od bitnih razlika je postojanje ovisnosti »reverzne struje zasićenja« o reverznom naponu. Međutim, kako je ta ovisnost osjetno manja od naponske ovisnosti u propusnom smjeru, time nije narušen ispravljački karakter spoja metal-poluvodič.

7.9. Idealizirana strujno-naponska karakteristika ispravljačkog spoja metal-poluvodič

Strujno naponska karakteristika spoja metal-poluvodič može se idealizirati tako da se zanemari, za većinu primjena nevažna, ovisnost reverzne struje o naponu. U tom se slučaju struja I , kao funkcija napona U , može aproksimirati izrazom:

$$I = I'_S \left(\exp \frac{U}{mU_T} - 1 \right), \quad (7.58)$$

pri čemu hipotetska reverzna struja I'_S ne ovisi o naponu, dok je faktor m nešto veći od jedinice. Faktor m obično se zove **faktor idealnosti** (engl. *ideality factor*) i nešto je veći od jedinice. Relacija (7.58) u većini praktičnih slučajeva dobro aproksimira strujno-naponsku karakteristiku ispravljačkog spoja metal-poluvodič u propusnom smjeru. Ako je $U \geq 3mU_T$, može se zanemariti jedinica u zagradi u odnosu na eksponencijalni član, pa je:

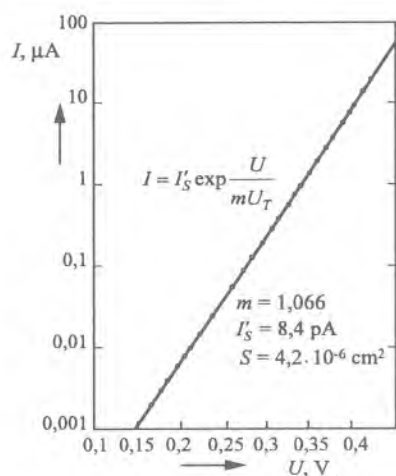
$$I = I'_S \exp \frac{U}{mU_T}. \quad (7.59)$$

Logaritmiranjem se dobiva:

$$\log I = \log I'_S + \frac{\log e}{mU_T} U. \quad (7.60)$$

Ako se propusna karakteristika realnog spoja metal-poluvodič crta u log-lin koordinatnom sustavu, tada se kao na slici 6.3. reverzna struja I'_S određuje iz odsječka na ordinati. Faktor idealnosti m računa se iz nagiba karakteristike prema relaciji koja proizlazi diferenciranjem relacije (7.60):

$$m = \frac{\log e}{U_T \frac{d(\log I)}{dU}}. \quad (7.61)$$

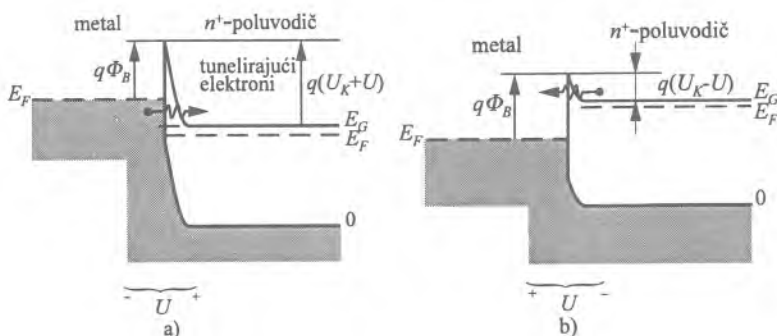


Slika 7.18. Strujno-naponska karakteristika jednog realnog ispravljačkog spoja metal-poluvodič s aluminijem kao metalom i silicijem kao poluvodičem, u uvjetima propusne polarizacije. Kružići odgovaraju eksperimentalnim rezultatima, a puna crta teorijskom eksponencijalnom zakonu

Na slici 7.18. prikazana je strujno-naponska karakteristika ispravljačkog spoja metal-poluvodič s aluminijem kao metalom i sa silicijem kao poluvodičem. Kružićima su naznačene točke karakteristike dobivene eksperimentalno, dok je punom crtom naznačen pravac koji povezuje eksperimentalne točke. Kako je strujna os crtana u logaritamskoj skali, a naponska u linearnoj, proizlazi da je struja eksponencijalna funkcija napona. Primjenom relacije (7.60) i (7.61) na karakteristiku na slici 7.18. dobiva se za I'_S iznos 8,4 pA, a za m iznos 1,066. U većine realnih ispravljačkih spojeva metal-poluvodič m nešto je veći od jedinice, i kreće se najčešće u rasponu od 1,02 do 1,15, kada silicij nije degeneriran.

7.10. Tunelski kontakt metala i poluvodiča n -tipa

Taj se kontakt temelji na kvantno-mehaničkom tuneliranju kroz energetska barijeru i po karakteru odgovara tuneliranju opisanom pri probuju pn -spoja, kao i tuneliranju kod tunelske diode. Ovdje ćemo kvantno-mehaničko tuneliranje opisati na primjeru spoja metala i n^+ -poluvodiča, pri čemu je rad izlaza metala veći od rada izlaza poluvodiča. Kada je poluvodič umjereno dopiran, nedegeneriran, tada prema prethodnim razmatranjima rezultira ispravljački spoj metal-poluvodič. Međutim, kada se u spoju upotrebljava degenerirani poluvodič, dakle poluvodič s vrlo visokom koncentracijom donora, širina energetske barijere na spoju metala i poluvodiča postaje toliko uska (tipično reda $5 \div 10 \text{ nm}$) da se vjerojatnost tuneliranja kroz energetska barijeru ne može više zanemariti. Pri reverznoj polarizaciji spoja metal-poluvodič n^+ -tipa vrijedi energetska dijagram na slici 7.19.a. Slobodni elektroni u metalu, smješteni uglavnom ispod Fermijeva nivoa, nemaju dovoljne energije za svladavanje energetske barijere visine $q\Phi_B$. Strogo uzevši, tada može teći reverzna struja termionske emisije ili reverzna difuzijska struja, ali te su struje zanemarivog iznosa. Međutim, kako je energetska barijera vrlo uska, mnogo uža nego na slici 7.4. kod nedegeneriranog poluvodiča, pojaviti će se tunelska struja jer slobodni elektroni u metalu, smješteni ispod Fermijeva nivoa, »vide« slobodne energetske nivoe u vodljivom



Slika 7.19. Tuneliranje slobodnih elektrona kroz vrlo usku energetska barijeru u spoju metala i nedegeneriranog n^+ -poluvodiča u uvjetima: a) nepropusne, b) propusne polarizacije

pojasu poluvodiča. Tunelska struja vrlo brzo raste s reverznim naponom jer se širina barijere smanjuje. Takav spoj pruža neznatan otpor prolasku struje.

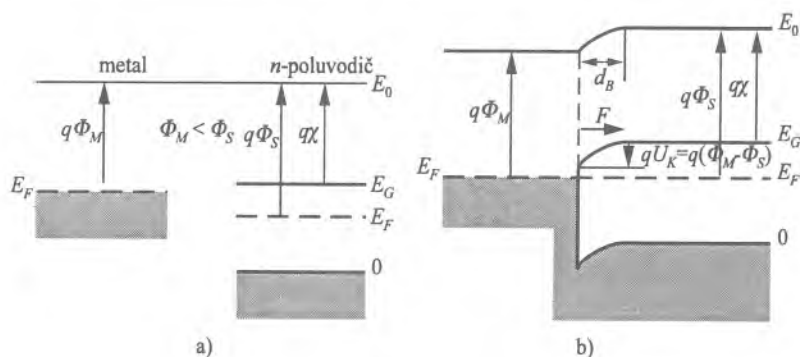
Ako se isti spoj polarizira propusno, snizuje se energetska barijera za slobodne elektrone u poluvodiču prema slici 7.19.b. U tim uvjetima može teći normalna struja propusne polarizacije zbog termionske emisije i difuzije, kao u slučaju na slici 7.3. Međutim, kako je ovdje energetska barijera vrlo uska, teče i znatna tunelska struja koju generiraju »vrući« slobodni elektroni iz vodljivog pojasa poluvodiča prelazeći u slobodne energetske nivoe u metalu. Tuneliranje je dakle djelotvorno i pri reverznoj i pri propusnoj polarizaciji, pa spoj metala i nedegeneriranog n^+ -poluvodiča djeluje kao izvrstan **omski** ili **neispravljački kontakt**.

U tom smo razmatranju zanemarili utjecaj Schottkyjeva efekta i on na slici 7.19. nije uzet u obzir. Razlog je njegovo marginalno značenje u opisanom slučaju.

Spoj metala i poluvodiča n -tipa, uz pretpostavku da je rad izlaza metala veći od rada izlaza silicija, kod nedegeneriranog poluvodiča ima karakter ispravljačkog spoja. Kod degeneriranog poluvodiča, spoj je neispravljački. Ako se kao poluvodič upotrebljava silicij, što je najčešće, tada je uz pretpostavku aluminijska kao metala granična koncentracija donora koja odjeljuje slučaj ispravljačkog i neispravljačkog kontakta približno $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

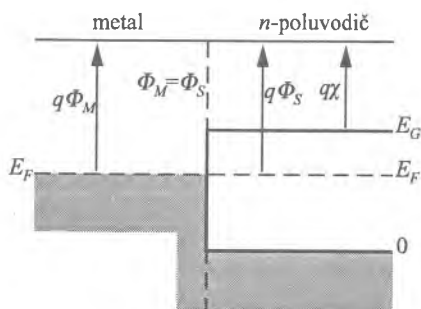
7.11. Neispravljački spoj metala i nedegeneriranog poluvodiča n -tipa

Neispravljački spoj metala s poluvodičem n -tipa može se ostvariti i kod nedegeneriranog poluvodiča, dakle bez efekta tuneliranja elektrona kroz vrlo usku energetska barijeru. To se može postići kada je rad izlaza metala Φ_M manji od rada izlaza poluvodiča Φ_S . Tada je kontaktni potencijal $U_K = \Phi_M - \Phi_S$ negativan. Kako je poluvodič pri definiranju kontaktnog potencijala referentna strana spoja, negativan predznak kontaktnog potencijala znači da je površina poluvodiča negativna s obzirom na neutralni volumen poluvodiča. Na slici 7.20.a prikazani su energetska dijagrami metala i poluvodiča n -tipa uz $\Phi_M < \Phi_S$ kada metal i poluvodič nisu u kontaktu. Značenje pojedinih simbola na toj slici isto je kao na slici 7.1. Kao referentni nivo energije služi energija E_0 elektrona koji je napustio metal, odnosno



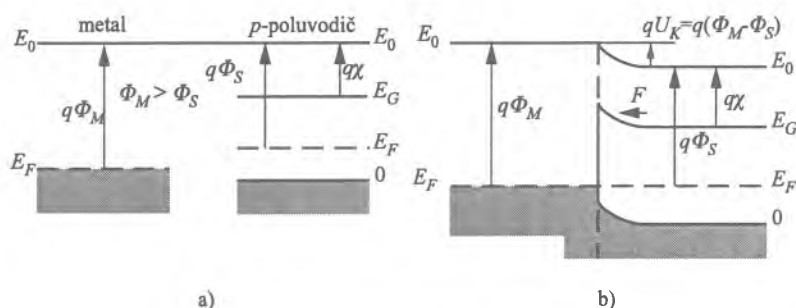
Slika 7.20. Energetski dijagram metala i poluvodiča n -tipa kada je rad izlaza metala manji od rada izlaza poluvodiča: a) metal i poluvodič nisu u bliskom kontaktu, b) metal i poluvodič su u bliskom kontaktu u stanju termodinamičke ravnoteže

poluvodič. Kada metal i poluvodič dođu u bliski kontakt, izjednačuju se Fermijevi nivoi metala i poluvodiča, što izravno izaziva »krivljenje« energetskog dijagrama poluvodiča uz spoj metal-poluvodič (slika 7.20.b). Zbog negativnog predznaka kontaktnog potencijala generira se uz površinu poluvodiča električno polje usmjereno od spoja metal-poluvodič prema neutralnom volumenu poluvodiča. Djelovanjem polja povećava se koncentracija slobodnih elektrona u površinskom sloju poluvodiča s obzirom na koncentraciju u neutralnom volumenu. Širina toga sloja je d_B . Zbog povećane koncentracije slobodnih elektrona taj se sloj zove **obogaćeni sloj** (engl. *enhancement layer*) ili **akumulacijski sloj** (engl. *accumulation layer*). Pojmovi »obogaćeni« i »akumulacijski« upućuju na obogaćenje površine većinskim nosiocima. Kako u ravnotežnom stanju na slici 7.20.b sustav metal-poluvodič mora biti električki neutralan, negativni ekscesni elektronski naboj u površinskom sloju poluvodiča mora biti uravnotežen odgovarajućim pozitivnim nabojem u tankom sloju na površini metala. Taj pozitivni naboj stvoren je povlačenjem slobodnih elektrona s površine metala dublje prema volumenu metala. Omski ili neispravljački karakter toga spoja temelji se na činjenici da ne postoji energetska barijera za slobodne elektrone u siliciju koji



Slika 7.21. Energetski dijagram neutralnog kontakta metal-poluvodič n -tipa u stanju termodinamičke ravnoteže

žele prijeći u metal, kao kod ispravljačkog kontakta. Zato je struja kroz omski kontakt metala i poluvodiča ograničena najvećim dijelom serijskim otporom neutralnog volumena poluvodiča. Pod djelovanjem vanjskog napona narušava se ravnotežno stanje na slici 7.20.b i dolazi do protjecanja struje kroz spoj u smjeru određenom polaritetom vanjskog napona. Pri tome zbog pojave krivljenja energetskog dijagrama poluvodiča uz granicu s metalom postoji pad napona na spoju metal-poluvodič, koji ponajprije ovisi o razlici radova izlaza metala i poluvodiča. Ovdje treba uočiti bitnu razliku između ispravljačkog i neispravljačkog kontakta metal-poluvodič. Kod ispravljačkog kontakta nalazi se na površini poluvodiča ispod



Slika 7.22. Energetski dijagram spoja metal-poluvodič p -tipa kada je rad izlaza metala veći od rada izlaza poluvodiča: a) prije uspostave bliskog kontakta, b) u stanju termodinamičke ravnoteže

metala osiromašeni sloj bez slobodnih nosilaca, dok se kod neispravljačkog kontakta na površini poluvodiča nalazi obogaćeni ili akumulacijski sloj bogat većinskim nosiocima. Kod ispravljačkog kontakta otpor površine poluvodiča u ravnotežnom stanju vrlo je visok. Kod neispravljačkog kontakta taj otpor je vrlo nizak⁴.

Specijalni slučaj spoja metala i poluvodiča n -tipa nastaje kada su radovi izlaza tih materijala međusobno jednaki. Tada je kontakti potencijal $U_K = 0$ pa se ne »krivi« energetski dijagram poluvodiča na granici s metalom (slika 7.21). U tom slučaju ne postoji ni obogaćeni ni osiromašeni sloj na površini poluvodiča pa je koncentracija većinskih nosilaca svuda ista. Takav kontakt zove se **neutralni kontakt** (engl. *neutral contact*) i on je granični slučaj između ispravljačkog i neispravljačkog kontakta. Može se pokazati da neutralni kontakt djeluje kao neispravljački kontakt pri gustoćama struje ispod:

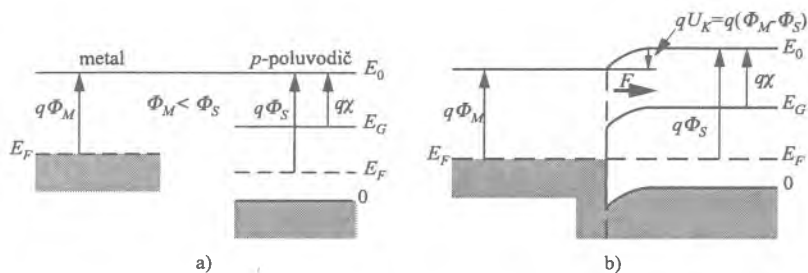
$$J_0 = \frac{1}{4} q n_0 \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}}, \quad (7.62)$$

gdje je n_0 ravnotežna elektronska koncentracija u poluvodiču, dok ostale veličine imaju uobičajena značenja. Na sobnoj temperaturi gornja relacija daje uz n_0 u tipičnom intervalu od 10^{14} do 10^{17} cm^{-3} red veličine gustoće struje 10 A cm^{-2} do 10 kA cm^{-2} .

7.12. Spoj metala i poluvodiča p -tipa

U idealnom slučaju spoj metala i poluvodiča p -tipa, kada je rad izlaza metala Φ_M veći od rada izlaza poluvodiča Φ_S , ima karakter neispravljačkog ili omskog kontakta. Energetski dijagram u tom slučaju, prije uspostave bliskog kontakta, prikazan je na slici 7.22.a, a nakon uspostave kontakta, u ravnotežnom stanju, na slici 7.22.b. Kontakti potencijal U_K je pozitivan, a ugrađeno električno polje F orijentirano je od poluvodiča prema metalu. Pod

⁴ U pojediniosti mehanizma vođenja neispravljačkog spoja metal-poluvodič ovdje nećemo ulaziti. Vidjeti više npr. u [7.1], [7.4], [7.8].



Slika 7.23. Energetski dijagram spoja metal-poluvodič p -tipa kada je rad izlaza metala manji od rada izlaza poluvodiča: a) prije uspostave bliskog kontakta, b) u stanju termodinamičke ravnoteže

djelovanjem toga polja gomilaju se šupljine, kao većinski nosioci, u površinskom sloju poluvodiča, pa se tu stvara obogaćeni ili akumulacijski sloj. Pojava obogaćenja površine većinskim nosiocima osnovni je preduvjet za neispravljački karakter spoja metala i poluvodiča.

Ako je u spoju metal-poluvodič p -tipa rad izlaza metala Φ_M manji od rada izlaza poluvodiča Φ_S , tada rezultira ispravljački spoj. Energetski dijagram spoja prije uspostave bliskog kontakta prikazan je na slici 7.23.a, a nakon uspostave kontakta u stanju ravnoteže na slici 7.23.b. Kontaktni potencijal U_K je negativan, a ugrađeno električno polje F orijentirano je od površine metala prema poluvodiču. Djelovanjem tog polja potiskuju se većinske šupljine dublje u volumen poluvodiča, pa se na njegovoj površini stvara osiromašeni sloj, što je znak ispravljačkog karaktera tog spoja.

Svojstva spoja metal-poluvodič p -tipa analiziraju se na isti način kao kod spoja metala i poluvodiča n -tipa pa u tu analizu nećemo ovdje ulaziti. Ispravljački spoj metal-poluvodič p -tipa upotrebljava se, kao i ispravljački spoj metal-poluvodič n -tipa, za izradu dioda. Pri tome je kod diode metal-poluvodič p -tipa propusni smjer diode od poluvodiča prema metalu, tj. dioda je polarizirana propusno kada se pozitivni pol napona koji polarizira diodu dovede na poluvodič.

U specijalnom slučaju, kada su radovi izlaza metala i poluvodiča p -tipa jednaki, javljaju se neutralni kontakti kao kod primjene poluvodiča n -tipa

7.13. Utjecaj površinskih stanja na svojstva spoja metal-poluvodič

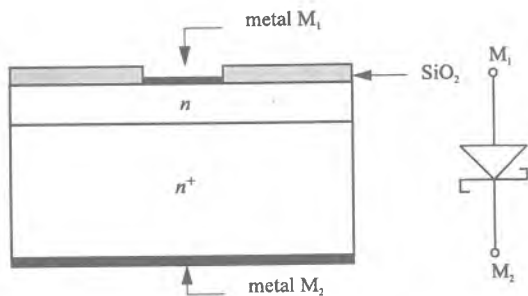
Sva dosadašnja razmatranja svojstava spoja metal-poluvodič polaze od pretpostavke da je spoj idealan. To znači da se energetska stanja na površini metala i poluvodiča na mjestu spoja ne razlikuju od energetske stanja u neutralnom volumenu. U odjeljku 3.8.5. već smo upoznali pojam površinskih stanja i njihovo podrijetlo i utjecaj na svojstva površine poluvodiča. Zato ovdje nećemo dublje ulaziti u tu problematiku. U realnim spojevima metal-poluvodič ne može se u većini slučajeva zanemariti utjecaj površinskih stanja na električna svojstva i karakter spoja metal-poluvodič. Površinska stanja znatno djeluju na pojave na

površini tako da u nekim slučajevima reduciraju utjecaj rada izlaza metala na svojstva spoja. Ta je pojava registrirana kod silicija, germanija i galij-arsenida.

7.14. Schottkyjeva dioda

Dioda temeljena na primjeni ispravljačkog spoja metal-poluvodič zove se **Schottkyjeva dioda** (engl. *Schottky Diode*) ili **metal-poluvodič dioda** (engl. *Metal-Semiconductor Diode*) ili **dioda s vrućim nosiocima** (engl. *Hot Carrier Diode*). Prve dvije varijante naziva jasne su iz prethodnog razmatranja. Treća proizlazi iz činjenice da prema slici 7.10. slobodni elektroni u vodljivom pojasu poluvodiča imaju veće energije od slobodnih elektrona u metalu koji se najvećim dijelom nalaze ispod Fermijeva nivoa. Kako je prosječna energija slobodnih elektrona u metalu nešto niža od Fermijeve energije, trebali bi jako zagrijati metal da se prosječna energija slobodnih elektrona u metalu približi prosječnoj energiji slobodnih elektrona koji iz poluvodiča prelaze u metal. Drugim riječima, prosječna energija slobodnih elektrona u poluvodiču na sobnoj temperaturi odgovara prosječnim energijama slobodnih elektrona u jako zagrijanom metalu, odakle proizlazi i naziv »dioda s vrućim nosiocima«.

Schottkyjeve diode mogu se ostvariti na poluvodiču n -tipa ako je rad izlaza metala veći od rada izlaza poluvodiča, odnosno na poluvodiču p -tipa ako je rad izlaza metala manji od rada izlaza poluvodiča. Pri tome se pretpostavlja da se djelovanje površinskih stanja može zanemariti. Moderne Schottkyjeve diode proizvode se metodama planarne tehnologije, pri čemu se kontakt metala s poluvodičem ostvaruje vakuumskim naparavanjem metala, rasprašivanjem, kemijskom depozicijom ili nekim drugim sličnim postupkom. Najčešće se rade na poluvodiču n -tipa. Pri tome kao polazni materijal ili podloga služi poluvodič n^+ -tipa. Na podlogu se postupkom epitaksijalnog rasta nanosi slabije vodljivi n -sloj. Kroz otvor u oksidnom sloju nanosi se metalni kontakt M_1 . Diodno djelovanje događa se između toga kontakta i n -epitaksijalnog sloja. Drugi metalni kontakt M_2 deponira se na donju stranu n^+ -podloge. Ako se kao poluvodič upotrebljava silicij, tada koncentracija donora u n -epitaksijalnom sloju mora biti osjetno ispod $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a u n^+ -podlozi iznad $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ da bi se s gornje strane osigurao ispravljački, a s donje strane neispravljački kontakt metal-poluvodič, što je u skladu s činjenicama iznesenim u dijelu 7.10. Pojednostavljen presjek tako ostvarene Schottkyjeve diode prikazan je na slici 7.24. zajedno s električkim simbolom diode. Propusni smjer je od metala M_1 prema poluvodiču. Strujno-naponska karakteristika realne Schottkyjeve diode u biti se pokorava relaciji (7.58) kada je polarizacija propusna. Konkretni iznosi struje i napona ovise o vrsti metala i poluvodiča,



Slika 7.24. Presjek i električki simbol Schottkyjeve diode

te o geometrijskim, topološkim i tehnološkim parametrima. Ako se kao metal upotrebljava aluminij, a kao poluvodič silicij, tada tipična strujno-naponska karakteristika ima oblik prema slici 7.18. U tom slučaju struja u propusnom smjeru ima iznose u rasponu od 1 nA do 60 μ A uz propusni napon u rasponu od 0,15 do 0,45 V. Ako se kao metal upotrebljava titan, tada se isti iznosi struje u propusnom smjeru dobivaju kod nižih iznosa propusnih napona nego kod primjene aluminija (slika 7.25). Razlog proizlazi izravno iz relacije (7.50). Ako je dioda propusno polarizirana naponom U većim od $3 U_T$, tada je:

$$J = AT^2 \exp \frac{-(\Phi_B - \Delta\Phi_{BP})}{U_T} \exp \frac{U}{U_T}. \quad (7.63)$$

Pretpostavimo općenito da su to dvije različite Schottkyjeve diode, pri čemu jedna ima Richardsonovu konstantu A_1 i visinu potencijalne barijere Φ_{B1} , a druga Richardsonovu konstantu A_2 i visinu potencijalne barijere Φ_{B2} . Da bi pri istoj temperaturi vodile iste struje, propusni naponi U_1 i U_2 moraju biti različiti. Posljedica je i različitost veličina $\Delta\Phi_{BP}$. Relacija (7.63) za jednake struje kroz obje diode daje za razliku njihovih propusnih napona $U_2 - U_1$ izraz:

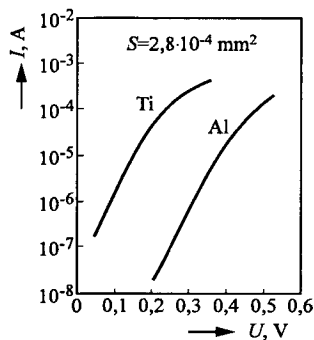
$$U_2 - U_1 = \Phi_{B2} - \Phi_{B1} - (\Delta\Phi_{BP2} - \Delta\Phi_{BP1}) + U_T \ln \frac{A_1}{A_2}. \quad (7.64)$$

Konstante A_1 i A_2 ne razlikuju se bitno od metala do metala. Čak i ako je omjer tih konstanti u širokom rasponu od 0,1 do 10, na sobnoj temperaturi član ovisan o omjeru tih konstanti ima apsolutni iznos ispod 60 mV, što je zanemarivo s obzirom na razliku u visini potencijalnih barijera $\Phi_{B2} - \Phi_{B1}$ u većine spojeva metala s poluvodičem. Ako se u prvoj aproksimaciji zanemari djelovanje Schottkyjeva efekta, tada je približno:

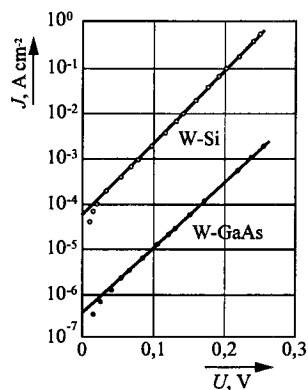
$$U_2 - U_1 \cong \Phi_{B2} - \Phi_{B1}, \quad (7.65)$$

pa je horizontalni razmak strujno-naponskih karakteristika Schottkyjevih dioda u propusnom smjeru određen razlikom visina njihovih potencijalnih barijera. Ona dioda koja ima nižu potencijalnu barijeru vodi istu propusnu struju pri nižem propusnom naponu. Prema tablici 7.1. aluminij na siliciju n -tipa daje potencijalnu barijeru 0,72 V, a titan na siliciju n -tipa potencijalnu barijeru 0,50 V. Ako indeks 2 pripišemo aluminiju, a indeks 1 titanu, tada je $U_1 = U_2 + \Phi_{B1} - \Phi_{B2} = U_2 - 0,22$ V pa dioda s titanom radi pri naponima za približno 0,22 V manjim od diode s aluminijem. Taj rezultat potpuno je u skladu s horizontalnim razmakom strujno-naponskih karakteristika na slici 7.25.

Schottkyjeve diode mogu se ostvariti pomoću različitih kombinacija metala i poluvodiča. Ovisno o visini potencijalne barijere koja ovisi o odabranoj kombinaciji metala i poluvodiča mogući su različiti iznosi struja kod zadanih napona uz specificirane geometrijske, topološke i tehnološke parametre. U velikoj većini slučajeva može se uz propusnu polarizaciju spoja metal-poluvodič registrirati eksponencijalni karakter strujno-naponske karakteristike. Na slici 7.26. prikazana je ovisnost gustoće struje o propusnom naponu za dvije Schottkyjeve diode. Jedna kao metal upotrebljava volfram na siliciju, a druga volfram na galij-arsenidu. Prema tablici 7.1. kombinacija volframa sa silicijem n -tipa daje potencijalnu barijeru 0,67 eV, dok kombinacija volframa s galij-arsenidom n -tipa daje potencijalnu barijeru 0,8 V. Prema relaciji (7.65) karakteristika diode temeljena na spoju volframa



Slika 7.25. Propusne karakteristike Schottkyjeve diode na siliciju s titanovom i aluminijskom metalnom elektrodom



Slika 7.26. Propusne karakteristike Schottkyjeve diode temeljene na spoju volframa i silicija, odnosno volframa i galij-arsenida

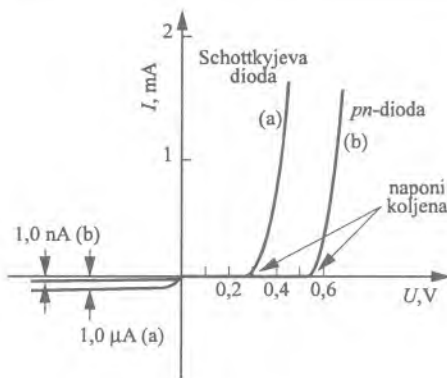
sa silicijem trebala bi biti pomaknuta ulijevo prema karakteristikci diode temeljene na spoju volframa s galij-arsenidom za $0,80 - 0,67 = 0,13$ V. Taj pomak prema slici 7.26. iznosi $0,15$ V, što je vrlo dobro slaganje s teorijskim rezultatima.

7.15. Usporedba Schottkyjeve diode i *pn*-diode

Strujno-naponska karakteristika Schottkyjeve diode prati u osnovi isti eksponencijalni zakon kao i strujno-naponska karakteristika *pn*-diode. Neovisno o toj temeljnoj kvalitativnoj podudarnosti postoje određene kvantitativne i kvalitativne razlike koje mogu znatno utjecati na područja primjene tih dioda. Navodimo neke bitnije razlike:

1. U Schottkyjevoj diodi struju vode većinski nosioci, dok u *pn*-diodi ta uloga pripada manjinskim nosiocima. Kada *pn*-dioda prelazi iz stanja vođenja u stanje nevođenja na način opisan slikom 6.25., manjinski nosioci ne mogu se ukloniti trenutno pa je brzina prebacivanja *pn*-diode iz stanja vođenja u stanje nevođenja ograničena nagomilavanjem nosilaca na slabije vodljivoj strani *pn*-spoja. U Schottkyjevoj diodi nema nagomilavanja manjinskih nosilaca pa vrijeme zadržavanja praktički ne postoji. Iz tog razloga Schottkyjeva dioda je gotovo idealna za visokofrekvencijske primjene i za primjene u vrlo brzim digitalnim sklopovima.

2. Reverzna struja Schottkyjeve diode raste s reverznim naponom i u idealnom slučaju, dok reverzna struja *pn*-diode teorijski ima konstantan iznos osim kod sasvim malih iznosa reverznog napona. Uz to, Schottkyjeva dioda iste površine ima redovito mnogo veći iznos reverzne struje od *pn*-diode jer u prvom slučaju struju vode većinski nosioci. Ta razlika tipično iznosi nekoliko redova veličine, a opravdava je činjenica što je reverzna struja Schottkyjeve diode eksponencijalno korelirana sa širinom zabranjenog pojasa. Kako je širina



Slika 7.27. Usporedba karakteristika *pn*-diode i Schottkyjeve diode

dinatom sustavu (slika 7.27). Niži iznos napona koljena Schottkyjeve diode posljedica je bržeg rasta struje te diode s naponom u propusnom smjeru. Na to upućuje relacija (7.50) koju za $U > 3U_T$ možemo pisati u obliku:

$$J = J_{ST0} \exp \frac{U}{U_T} \exp \frac{\Delta\Phi_{BP}}{U_T}, \quad (7.66)$$

gdje je:

$$J_{ST0} = AT^2 \exp \frac{-\Phi_B}{U_T}. \quad (7.67)$$

Veličina J_{ST0} neovisna je o priključenom naponu. Prema tome naponska ovisnost struje kroz Schottkyjevu diodu u propusnom smjeru može se normirati s obzirom na J_{ST0} u obliku:

$$\frac{J}{J_{ST0}} = \exp \frac{U}{U_T} \exp \frac{\Delta\Phi_{BP}}{U_T}. \quad (7.68)$$

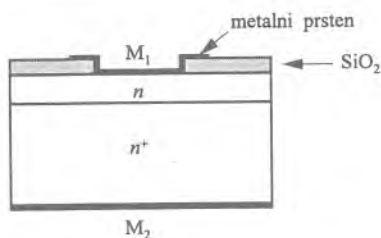
Kod *pn*-diode slično na bazi Shockleyjeve jednadžbe imamo:

$$\frac{J}{J_S} = \exp \frac{U}{U_T} \quad (7.69)$$

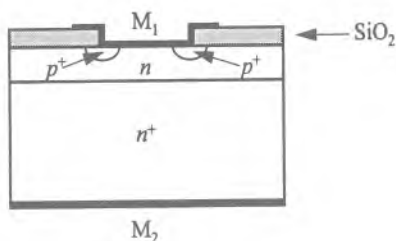
za slučaj $U > 3U_T$. Usporedbom relacija (7.68) i (7.69) zaključujemo da Schottkyjeva dioda pokazuje brži rast propusne struje pri porastu napona propusne polarizacije nego *pn*-dioda zbog multiplikativnog člana $\exp(\Delta\Phi_{BP}/U_T)$ koji ovisi o propusnom naponu. Brži rast struje s naponom daje i niži iznos napona koljena, što je vidljivo iz slike 7.27. Niski iznos napona koljena uzrok je široke primjene Schottkyjevih dioda kao priteznih elemenata koji podržavaju fiksni napon između pojedinih elektroda različitih elemenata. Spajanjem pritezne Schottkyjeve diode između kolektora i baze bipolarnog tranzistora sprečava se

zabranjenog pojasa uobičajenih poluvodiča veća od visine energetske barijere uobičajenih spojeva metal-poluvodič, Schottkyjeva dioda ima osjetno veći iznos reverzne struje kod istih napona. Međutim, unatoč tome, propusna struja osjetno je veća od reverzne struje kod uobičajenih napona pa je ispravljački karakter u oba slučaja očuvan.

3. Schottkyjeva dioda u propusnom smjeru radi s nižim iznosima propusnog napona. Napon koljena, definiran u odjeljku 6.2.2. i na slici 6.10., veći je kod *pn*-diode nego kod Schottkyjeve diode. Kod *pn*-diode tipičan iznos toga napona je oko 0,6 V, a kod Schottkyjeve diode oko 0,2 do 0,3 V. To je vidljivo ako se strujno-naponske karakteristike obiju dioda nacrtaju u istom koordinatnom sustavu (slika 7.27).



Slika 7.28. Schottkyjeva dioda s metalnim prstenom iznad oksidnog sloja čime se osigurava povoljniji raspored silnica električnog polja uz rub otvora za metalni kontakt



Slika 7.29. Schottkyjeva dioda sa zaštitnim p^+ -prstenom

prijelaz tranzistora iz normalnog aktivnog područja u područje zasićenja, čime se gotovo eliminira pojava vremena zadržavanja tranzistora, o čemu će biti više riječi u poglavlju o tranzistorima.

4. Pri istom iznosu struje u propusnom smjeru Schottkyjeva dioda sličnih dimenzija u pravilu pokazuje niži iznos temperaturnog koeficijenta nego pn -dioda.

7.16. Praktične izvedbe Schottkyjeve diode

Schottkyjeva dioda na n -poluvodiču ima osnovnu strukturu opisanu slikom 7.24. Praktične realizacije Schottkyjevih dioda donekle se razlikuju od te strukture. Do razlika dolazi zbog potrebe da se isprave neki nedostaci strukture na slici 7.24. Nedostaci proizlaze zbog jakog električnog polja u osiromašenom području uz periferiju metalnog kontakta M_1 . Posljedica je pojava ekscerne driftne struje na rubovima strukture metal-poluvodič n -tipa, čime se povećava reverzna struja i slabi ispravljačko djelovanje. Također se smanjuje iznos probojnog napona i povećava razina šuma⁵. Određeni utjecaj na opisane pojave ima i naboj površinskih stanja na Si-SiO₂ međupovršini u blizini ruba s metalnim kontaktom M_1 . Opisani rubni efekti mogu se dijelom eliminirati strukturom na slici 7.28. ako dio metala M_1 u obliku prstena prelazi preko oksidnog sloja u blizini otvora za kontakt. U tom slučaju postiže se povoljniji raspored silnica električnog polja u rubnom dijelu strukture čime se reduciraju loše karakteristike strukture na slici 7.24. vezane uz rubne pojave. Prekrivanje metala s oksidnim slojem u blizini otvora dovodi međutim i do jedne neželjene posljedice. To je porast kapacitivnosti spoja, što može degradirati visokofrekvencijski odziv diode. Zato područje u kojem metal prelazi preko oksidnog sloja mora biti što uže. Ta struktura diode metal-poluvodič tehnološki je jednostavna pa se upotrebljava najčešće, posebno u monolitnim integriranim sklopovima.

Kompliciraniju izvedbu, ali zato najbolje karakteristike pokazuju Schottkyjeve diode na slici 7.29. To je struktura sa **zaštitnim p^+ -prstenom** (engl. *guard-ring structure*). Razlikuje se od strukture na slici 7.28. po dodatnom p^+ -difundiranom prstenu, koji znatno

⁵ Šum je pojava spontanih fluktuacija u iznosu struje koja teče kroz neki elektronički element, odnosno u iznosu napona na stezaljkama toga elementa. Više o šumu u [7.15].

pridonosi smanjivanju rubnih efekata, što rezultira gotovo idealnom strujno-naponskom karakteristikom. U monolitnim integriranim sklopovima susreću se još neke izvedbe Schottkyjevih dioda. Međutim, sve se one u biti mogu svesti pod jednu od struktura na slikama 7.24., 7.28. ili 7.29. Navedimo još kao poseban slučaj Schottkyjevu diodu s **Mottovom barijerom**. Mottova barijera se javlja u strukturama na slikama 7.24., 7.28. i 7.29. kad n -epitaksijalni sloj ispod metalnog kontakta M_1 postane vrlo tanak, odnosno mnogo tanji od širine osiromašenog područja u tom sloju. U tom slučaju osiromašeni sloj stiže do n^+ -podloge pri čemu je električno polje u n -sloju konstantno, što znači da se potencijal u tom sloju mijenja linearno s udaljenosti od kontakta M_1 . I u tom slučaju vrijedi eksponencijalna veza između struje i napona uz propusnu polarizaciju diode kao kod Schottkyjeve barijere, ali reverzna struja više ovisi o naponu. Dioda s Mottovom barijerom često se javlja u sklopovima vrlo visokog stupnja integracije jer se ti sklopovi često ostvaruju na vrlo tankim epitaksijalnim slojevima. Mottovu barijeru možemo smatrati specijalnim slučajem Schottkyjeve barijere. Može se pokazati da Schottkyjeva barijera prelazi u Mottovu kada širina n -područja ispod metalnog kontakta u strukturi na slici 7.24. postane manja od Debyejeve dužine⁶.

Sve ovdje opisane Schottkyjeve diode odnose se na strukture metal-poluvodič n -tipa. Na sličan način ostvaruju se i Schottkyjeve diode na poluvodiču p -tipa. Pri tome poluvodič p -tipa mora biti nedegeneriran da ne dođe do tuneliranja slobodnih elektrona kroz Schottkyjevu barijeru. Pritom rad izlaza metala mora biti manji od rada izlaza poluvodiča. Obično se kod silicijskih Schottkyjevih dioda upotrebljavaju p -epitaksijalni slojevi s koncentracijom akceptora reda 10^{15} do 10^{16} cm^{-3} . Ako se kao metalna elektroda upotrebljava legura titan--aluminij, dobiva se napon koljena tipično oko 0,2 V uz reverznu struju do 10^{-6} A .

7.17. Praktične izvedbe neispravljačkog spoja metal-poluvodič

Uvjet da spoj metala i nedegeneriranog poluvodiča n -tipa bude neispravljački ili omski je veći iznos rada izlaza poluvodiča od rada izlaza metala. Ako je u istoj strukturi poluvodič degeneriran, dolazi do tuneliranja slobodnih nosilaca kroz energetska barijeru i spoj metala i poluvodiča dobiva neispravljački karakter, neovisno o međusobnom odnosu rada izlaza metala i poluvodiča. Ako se struktura metal-poluvodič ostvari s poluvodičem p -tipa, tada neispravljački spoj nastaje kada nedegenerirani poluvodič ima manji rad izlaza nego metal. Ako je poluvodič degeneriran, tada neispravljački spoj rezultira neovisno o međusobnom odnosu rada izlaza metala i poluvodiča. Ta se klasifikacija odnosi na idealni spoj metal-poluvodič koji podrazumijeva idealnu međupovršinu između metala i poluvodiča bez površinskih stanja, defekata i zagađenja. Ako taj uvjet nije ispunjen, spoj metal-poluvodič može imati drukčija svojstva nego u idealnom slučaju.

Neispravljački spoj metal-poluvodič najčešće se upotrebljava u ostvarivanju omskih kontakata na pojedinim područjima poluvodičkog elementa pomoću kojih se ostvaruje veza poluvodičkog elementa s okolinom. Od omskog kontakta zahtijeva se da ne unosi znatniji iznos parazitne impedancije u strujni krug u kojem se nalazi, te da ne remeti ravnotežne koncentracije slobodnih nosilaca u poluvodičkom području na koje je priključen. Omski kontakt može se opisati pravcem kroz ishodište I - U koordinatnog sustava. Taj pravac mora

⁶ Više o tome u [7.8].

biti što je moguće strmiji prema naponskoj osi da bi pad napona na kontaktu bio što manji. Međutim, pojava kontaktnog potencijala na spoju metal-poluvodič (osim kod neutralnog kontakta) čini I - U karakteristiku omskog kontakta nesimetričnom prema ishodištu. Kvaliteta omskog kontakta opisuje se pomoću veličine **specifični kontaktni otpor** (engl. *specific contact resistance*) R_C koja je određena nagibom J - U karakteristike u ishodištu J - U koordinatnog sustava prema relaciji:

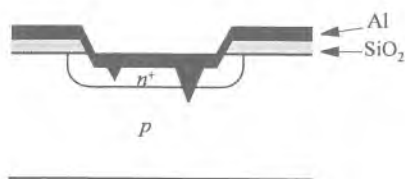
$$\frac{1}{R_C} \equiv \frac{\partial J}{\partial U}, \quad (\Omega \text{cm}^2)^{-1}. \quad (7.70)$$

Dobar omski kontakt ima mali specifični kontaktni otpor reda $10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ ili manje za poluvodičke elemente mikrometarskih dimenzija. Specifični kontaktni otpor opada kada se povećava koncentracija primjesa u poluvodiču neposredno ispod metala, neovisno o tome je li kontakt običan ili tunelski.

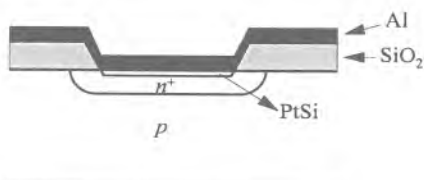
U većini integriranih sklopova metalizacijski sustavi za povezivanje elemenata i za kontakte s poluvodičkim materijalom ostvaruju se od aluminija zbog njegovih ukupnih električnih svojstava. Međutim, aluminij ima i nedostataka koji mogu ograničiti njegovu primjenu. To je ponajprije nizak iznos eutektičke temperature⁷. U kombinaciji aluminija i silicija ta temperatura iznosi 577°C . Uz to, već na temperaturi oko 400°C postoji jaka težnja atoma aluminija i silicija u blizini spoja aluminija i silicija prema interdifuziji. Silicij ima visoku topivost u aluminiju na relativno niskim temperaturama. Zbog toplinskih efekata prilikom protjecanja struje kroz kontaktne plohe između metala i silicija otapa se silicij u aluminiju što uzrokuje stvaranje pukotina u siliciju ispod aluminija. Atomi aluminija popunjavaju te pukotine stvarajući na taj način u siliciju **aluminijske šiljke** (engl. *aluminum spikes*). U modernim integriranim sklopovima vrlo visokog i ultravisokog stupnja integracije pn -spojevi su vrlo plitki, tipično 0,1 do 0,2 μm ispod površine silicijske pločice tako da aluminijški šiljci prodiru kroz njih otvarajući put parazitnim strujama curenja ili odvodnim strujama koje degradiraju karakteristike pn -spojeva dovodeći ponekad i do kratkog spoja. Pojava aluminijških šiljaka prikazana je na slici 7.30. Problem stvaranja šiljaka i interdifuzije između aluminija i silicija danas se uspješno rješava metalizacijskim sustavom temeljenim na primjeni **silicida** (engl. *silicides*). Silicidi su mješavine metala i silicija sa specifičnim kemijskim svojstvima. Oko polovice elemenata periodičnog sustava elemenata reagira sa silicijem tvoreći jednu ili više faza silicida. Najveće značenje pripada skupini teško topivih metala, kao što su molibden, tantal, titan, i volfram, te plemenitim metalima kobaltu, niklu, paladiju i platini. Ti silicidi osiguravanju nizak iznos specifičnog kontaktnog otpora i visoku stabilnost. K tome, osiguravaju i glatku međupovršinu između metala i silicija i ne reagiraju s aluminijem. Najstabilniji silicidi bogati su silicijem i imaju strukturu MSi_2 , gdje je M oznaka nekog od teško topivih ili plemenitih metala. Takvi silicidi zovu se **disilicidi** (engl. *disilicide*). Najviše se upotrebljavaju disilicidi CoSi_2 , MoSi_2 , NiSi_2 , TaSi_2 , te WSi_2 . Od silicida se najviše upotrebljavaju silicidi temeljeni na platini i paladiju. To su PtSi i Pd_2Si . Najniža binarna eutektička temperatura pripada Pd_2Si -u te iznosi 720°C . Najviša pripada WSi_2 -u te iznosi 1440°C .

Iako su ovdje silicidi navedeni u kontekstu omskih kontakata i poboljšavanja njihovih karakteristika, primjenjuju se i u realizaciji Schottkyjevih dioda jer omogućuju stabilnije

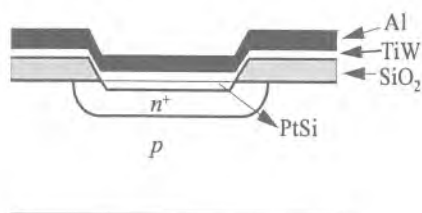
⁷ Eutektička temperatura je najniža temperatura na kojoj se stvara legura dvaju materijals.



Slika 7.30. Pojava šiljaka ispod aluminijskog kontakta



Slika 7.31. Aluminijски kontakt sa silicidom PtSi kao difuzijskom barijerom



Slika 7.32. Aluminijски kontakt na siliciju sa silicidom PtSi i legurom TiW kao difuzijskom barijerom

karakteristike, bolju kontrolu visine Schottkyjeve barijere i bolju reproducibilnost u proizvodnji. Kontakti temeljeni na primjeni silicida oblikuju se na sljedeći način. Na površini silicijske pločice deponira se nekim od uobičajenih postupaka čisti metalni tanki sloj. U peći, na odgovarajućoj temperaturi u atmosferi inertnog plina, reagiraju metal i silicij i stvara se silicid. Ako se želi ostvariti silicid za Schottkyjevu diodu na taj se način mogu osigurati Schottkyjeve barijere visine od 0,5 eV za TiSi_2 do 0,93 eV za IrSi_3 . Stvaranjem silicida troši se silicij pa se originalna međuploha između neutralnog tankog sloja i silicija formiranjem silicida spušta dublje prema volumenu. To je posve identična pojava kao pri oksidaciji površine silicija prema slici 4.7. S nestankom originalne površine silicija nestaju i sve neželjene pojave vezane uz tu površinu: površinska stanja, površinski defekti, zagađenja. Time nestaju i njihova djelovanja na svojstvu spoja metal-poluvodič. Međupovršina između silicidnog sloja i silicija, koja nadomješta raniju međupovršinu između silicija i tankog metalnog sloja, sada je vrlo čista, i gotovo savršena, što elemente temeljene na primjeni spoja metal-poluvodič čini lako reproducibilnim. To podjednako vrijedi za Schottkyjeve diode i za omske kontakte. U novije vrijeme silicidi temeljeni na niklu i kobaltu dobivaju se postupkom epitaksijalnog rasta⁸ čime se osigurava praktički savršena međupovršina metal-poluvodič, što omogućava realizaciju bipolarnih tranzistora s metalnom bazom

Primjenom silicida kao dijela **višeslojnih** (engl. *multilayer*) metalizacijskih struktura znatno se poboljšavaju svojstva i kvaliteta omskih kontakata metal-poluvodič. Jedna takva struktura prikazana je na slici 7.31. i u osnovi odgovara strukturi na slici 7.30., koja pokazuje mehanizam stvaranja aluminijških šiljaka. U strukturi na slici 7.31. nema izravnog dodira aluminija sa n^+ -silicijem. Kontakt je ostvaren posredovanjem silicida PtSi koji sprečava interdifuziju između aluminija i silicija. Sloj PtSi poznat je u tom slučaju kao **difuzijska barijera** (engl. *diffusion barrier*). Djelovanje PtSi kao difuzijske barijere efikasno je do temperature od 400° C uz lagani porast specifičnog kontaktnog otpora. Još

⁸ Više o tome u [7.25].

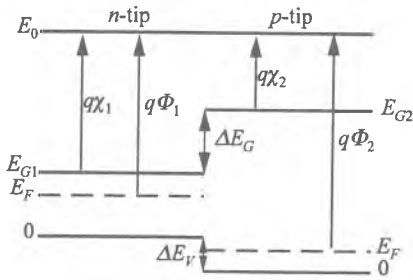
bolja svojstva dobivaju se višeslojnom strukturom na slici 7.32. Ovdje je između silicida PtSi i aluminija umetnuta legura TiW sa 30% Ti, čime se pojave interdifuzije između aluminija i silicija sprečavaju do temperatura od 550° C. Istodobno, specifični kontaktni otpor ne prelazi iznos $10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$. Na sličan se način može ostvariti i višeslojna metalizacija pomoću molibdena. Današnji integrirani sklopovi najviših stupnjeva integracije imaju vrlo često složene kontaktne strukture koje zaštićuju kontakte od svih neželjenih elektrokemijskih pojava što dovode do degradacije kontakta i do ograničavanja njihovih performansi i vijeka života.

7.18. Poluvodički heterospoj

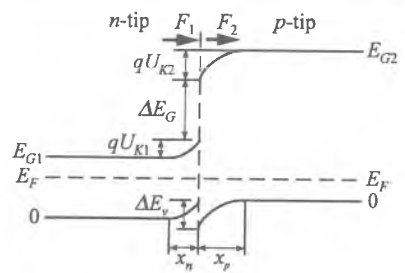
Poluvodički heterospoj je spoj dvaju različitih poluvodičkih materijala. Pri tome poluvodiči mogu po strukturi biti monokristalni, polikristalni ili amorfni. U sva tri slučaja poluvodiči mogu biti istog ili različitog tipa vodljivosti. U prvom slučaju imamo **izotipni**, a u drugom slučaju **anizotipni** heterospoj. Prvi heterospoj patentirao je W. Shockley 1951. godine. Patent se odnosio na spoj emiter-baza bipolarnog tranzistora, a svrha mu je bila povećanje iznosa faktora injekcije, a time i faktora strujnog pojačanja bipolarnog tranzistora. Iste godine A. I. Gubanov publicirao je teoriju rada heterospoja. Rezultat intenzivnih istraživanja svojstava heterospoja bio je niz novih poluvodičkih elektroničkih elemenata temeljenih na primjenama heterospoja kao što su **injekcijski laser** (engl. *injection laser*), **dioda emiter svjetlosti** ili **svijetleća dioda** (engl. *light-emitter diode*) i **sunčana ćelija** (engl. *solar cell*). Posebno zanimljiv slučaj heterospoja jesu **superrešetke** (engl. *super-lattice*) koje formiraju trodimenzionalni dvostruki, trostruki i višestruki slojevi dvaju različitih poluvodiča. Osnovni postupak formiranja superrešetke je epitaksijalni rast molekulskim snopom. Posljedica slojevitosti strukture je pojava nove periodičnosti. Pri dubljim slojevima reda veličine kvantno-mehaničke valne duljine elektrona superrešetka pokazuje novu strukturu energetskih pojasa. Stvara se nov valentni, zabranjeni i vodljivi pojas. To je dakle materijal s fizikalnim svojstvima različitim od svojstava materijala koji se susreću u prirodi. Drugim riječima, stvoren je nov »izvanprirodni« materijal. Posljedice su dobrodošle. Barem teorijski moguće je tvoriti materijale unaprijed zadanih fizikalnih svojstava. To utire put kreiranju posve novih elektroničkih naprava i novih električnih karakteristika.

7.19. Idealni anizotipni poluvodički heterospoj

Prilikom razmatranja osnovnih svojstava anizotipnog heterospoja radi jednostavnosti polazimo od pretpostavke da je heterospoj idealan, što znači da se mogu zanemariti djelovanja međupovršinskih stanja i generacijsko-rekombinacijskih centara u ravni heterospoja. Svojstva takvog idealnog heterospoja najlakše je opisati primjenom poznatog **Andersonova modela** [7.1], [7.4]. Osnovna je karakteristika heterospoja različita širina zabranjenog pojasa s obje strane ravnine heterospoja. Različitost širina zabranjenog pojasa generira diskontinuitet u energetskom dijagramu u ravni heterospoja, što analizu heterospoja čini složenijom od analize homospoja. Andersonov model opisat ćemo na primjeru heterostrukture koju čine dva različita poluvodička materijala, pri čemu je jedan materijal



Slika 7.33. Energetski dijagram idealnog anizotropnog pn -heterospoja kada poluvodiči n i p nisu u bliskom kontaktu



Slika 7.34. Energetski dijagram idealnog anizotropnog pn -heterospoja u stanju termodinamičke ravnoteže

n -tipa, a drugi p -tipa. Pretpostavit ćemo da materijal n -tipa ima užu zabranjeni pojas od materijala p -tipa, što znači da materijal n -tipa ima veću intrinzičnu koncentraciju slobodnih nosilaca na istoj temperaturi. Energetski dijagrami n -strane i p -strane pn -heterospoja prikazani su na slici 7.33. kada n -poluvodič i p -poluvodič različitih širina zabranjenog pojasa nisu u kontaktu. Energetske veličine koje pripadaju n -poluvodiču označene su indeksom »1«, a energetske veličine koje pripadaju p -poluvodiču indeksom »2« uz izuzetak Fermijeve energije koja je u oba poluvodiča označena s E_F . Veličine E_{G1} i E_{G2} su širine zabranjenog pojasa, $q\chi_1$ i $q\chi_2$ su elektronski afiniteti, a $q\Phi_1$ i $q\Phi_2$ radovi izlaza. Energetska razlika između gornjih rubova zabranjenog pojasa na slici 7.33. označena je s ΔE_G , a energetska razlika između donjih rubova označena je s ΔE_V . Iz odnosa na slici 7.33. proizlazi da je:

$$\Delta E_G = q(\chi_1 - \chi_2), \quad (7.71)$$

$$\Delta E_V = E_{G2} - E_{G1} - \Delta E_G. \quad (7.72)$$

Kada se poluvodiči dovedu u bliski kontakt, nastupit će stanje termodinamičke ravnoteže karakterizirano konstantnim iznosom Fermijeva nivoa kroz strukturu heterospoja prema slici 7.34. Slobodni elektroni u n -poluvodiču u blizini ravnine heterospoja teže difuzijskom gibanju prema p -strani. Istodobno, šupljine teže difuzijskom gibanju s p -strane prema n -strani. Kako u stanju termodinamičke ravnoteže nije moguće usmjereno gibanje slobodnih nosilaca jer bi time ravnotežno stanje bilo narušeno, stvara se ugrađeno električno polje u blizini ravnine heterospoja. Dio tog polja javlja se na n -strani, a dio na p -strani heterospoja. Ti dijelovi označeni su na slici 7.34. sa F_1 i F_2 . Polja F_1 i F_2 usmjerena su od n -strane prema p -strani tako da koče slobodne elektrone koji teže gibanju s n -strane na p -stranu i šupljine koje teže gibanju u suprotnom smjeru. Polja F_1 i F_2 odstranjuju većinske slobodne nosioce iz uskog prijelaznog područja oko ravnine heterospoja, gdje u prvoj aproksimaciji ostaju samo nepokretni donorski ioni na n -strani i akceptorski ioni na p -strani. Ti su ioni smješteni u osiromašenom području širine x_n na n -strani i x_p na p -strani. Kako je električno polje negativan gradijent potencijala, u osiromašenom području postoji promjena potencijala, što je ekvivalentno pojavi krivljenja energetskog dijagrama u blizini ravnine heterospoja. Pri tome je potencijalna razlika između neutralnog volumena p -strane i ravnine heterospoja U_{K2} , a između ravnine heterospoja i neutralnog volumena n -strane U_{K1} . Kontaktni potencijal prema slici 7.34. iznosi:

$$U_K = U_{K1} + U_{K2}. \quad (7.73)$$

Širine osiromašenog područja i pripadni kapacitet heterospoja u ravnotežnom stanju mogu se dobiti sličnim postupkom kao kod pn -spoja rješavanjem Poissonove jednadžbe. Jedan od graničnih uvjeta pri rješavanju Poissonove jednadžbe je kontinuitet električnog pomaka u ravni heterospoja:

$$\varepsilon_1 F_1 = \varepsilon_2 F_2, \quad (7.74)$$

gdje su ε_1 i ε_2 pripadajuće dielektrične konstante poluvodiča n i p . U heterospornoj strukturi na slici 7.34. mora u osiromašenom području uz ravninu heterospoja vrijediti zakon ravnoteže prostornog naboja pa je:

$$x_n N_{D1} = x_p N_{A2}, \quad (7.75)$$

gdje su N_{D1} i N_{A2} koncentracije donora na n -strani, odnosno akceptora na p -strani. Pri tome se pretpostavlja da su svi donori i akceptori u osiromašenom području ionizirani. Rješenjem Poissonove jednadžbe u jednodimenzionalnom slučaju, uz pretpostavku aproksimacije osiromašenim područjem koje je popunjeno samo nepomičnim donorskim i akceptorskim ionima, dobiva se za širinu osiromašenog područja na stranama n i p :

$$x_n = \left[\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2 N_{A2} U_K}{q(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2}) N_{D1}} \right]^{1/2}, \quad (7.76)$$

$$x_p = \left[\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2 N_{D1} U_K}{q(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2}) N_{A2}} \right]^{1/2}. \quad (7.77)$$

Te relacije automatski prelaze u relacije (5.55) i (5.56) za širine osiromašenog područja na stranama n i p poluvodičkog pn -homospoja ako se uvrsti $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$.

Za kapacitet osiromašenog područja heterospoja dobiva se izraz:

$$C_j = \left[\frac{q\varepsilon_1\varepsilon_2 N_{D1} N_{A2}}{2(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2}) U_K} \right]^{1/2} S, \quad (7.78)$$

gdje je S površina presjeka heterospoja.

Pretpostavi li se $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, dobiva se izraz (5.131) za kapacitet pn -homospoja, pri čemu u (5.131) treba uvrstiti $U_R = 0$.

Relacije za x_n , x_p i C_j pisane su za ravnotežni slučaj. Međutim, one vrijede i za neravnotežno stanje ako se kontaktni potencijal nadomjesti s $U_K - U$ kod propusne polarizacije, odnosno s $U_K + U$ kod reverzne polarizacije pri čemu je U vanjski napon.

Ako se heterospoj polarizira propusno, tada će od vanjskog napona U dio U_1 biti na n -strani, a dio $U_2 = U - U_1$ na p -strani heterospoja uz pretpostavku da se čitav izvana

dovedeni napon U troši na osiromašenom području. U tom slučaju će jakost polja na n -strani biti u prvoj aproksimaciji:

$$F_1 = \frac{U_K - U_1}{x_n}. \quad (7.79)$$

Slično je na p -strani

$$F_2 = \frac{U_K - U_2}{x_p}, \quad (7.80)$$

gdje je $U_1 + U_2 = U$. Pomoću relacija (7.74), (7.75), (7.79) i (7.80) dobiva se odnos:

$$\frac{U_{K1} - U_1}{U_{K2} - U_2} = \frac{\varepsilon_2 N_{A2}}{\varepsilon_1 N_{D1}}. \quad (7.81)$$

Relacija (7.81) pokazuje da se veći dio vanjskog napona »troši« na onoj strani heterospoja koja ima manju koncentraciju primjesa, uz pretpostavku da se dielektrične konstante mnogo ne razlikuju.

Kada se pn -heterospoj na slici 7.34. polarizira propusno naponom U , može se očekivati da će prevladavati struja šupljina kroz ravninu heterospoja izazvana šupljinama koje prelaze s p -strane na n -stranu heterospoja. Te šupljine u tom slučaju »vide« energetska barijeru visine $q(U_{K2} - U)$. Slobodni elektroni na n -strani na svom putu prema p -strani »vide« energetska barijeru $\Delta E_G + q(U_{K1} + U_{K2} - U)$. Kako je ta barijera mnogo viša od barijere $q(U_{K2} - U)$ u suprotnom smjeru, gustoća struje kroz heterospoj iznositi će:

$$J = q \frac{D_p p_{0n}}{L_p} \left(\exp \frac{U}{U_T} - 1 \right) \quad (7.82)$$

kod polarizacije propusnim naponom U . Pri tome je D_p difuzijska konstanta šupljina, L_p difuzijska dužina šupljina, a p_{0n} ravnotežna koncentracija šupljina na n -strani heterospoja. Nasuprot pn -homospoju, prevladavajuća komponenta struje kroz pn -heterospoj nije nužno struja manjinskih nosilaca na slabije vodljivoj strani spoja. Pojava diskontinuiteta u energetskom dijagramu daje prednost injekciji većinskih nosilaca iz poluvodiča sa širim zabranjenim pojasom u poluvodič užeg zabranjenog pojasa neovisno o koncentraciji primjesa.

Ovdje provedena analiza anizotropnog pn -heterospoja pretežno je kvalitativna i približna. Relacija (7.71) za diskontinuitet zabranjenog pojasa ΔE_G izražen razlikom elektronskih afiniteta u realnim spojevima nije valjana. Međutim, ako se prihvati kao empirijska veličina, ona ne narušava valjanost Andersonova modela. Ako se relacija (7.72) piše u obliku $\Delta E_G + \Delta E_V = E_{G2} - E_{G1}$, može se zaključiti da je ukupni diskontinuitet energetskog dijagrama u ravnini heterospoja određen razlikom širine zabranjenog pojasa poluvodiča p i n , te je konstantna veličina za zadanu heterospojnu kombinaciju neovisna o koncentracijama primjesa na stranama p i n . Ta tvrdnja je točna tako dugo dok poluvodiči ne dođu u područje degeneracije.

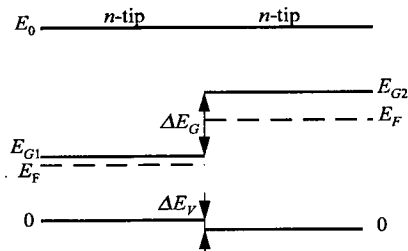
Andersonov model koji pretpostavlja idealnu heterospojnu strukturu valjan je u idealnom slučaju kada se kristalna struktura n -poluvodiča idealno nastavlja na kristalnu strukturu p -poluvodiča kao u slučaju homospoja gdje je s obje strane pn -ravnine isti materijal različito dopiran. Do idealnog vezanja kristalnih struktura na stranama p i n heterospoja doći će samo ako su kristalne rešetke obaju materijala usklađene, a to znači da su konstante rešetke iste. Taj uvjet ispunjen je u heterospoju što ga čine germanij i galij-arsenid. Njihove konstante kristalne rešetke razlikuju se za manje od 1 %. K tome, germanij i galij-arsenid imaju dobro usklađene iznose koeficijenata linearnog toplinskog širenja. Razlika je također ispod 1 %. Dobra usklađenost koeficijenata linearnog toplinskog širenja potrebna je radi smanjivanja napetosti u kristalnoj rešetki u blizini ravnine heterospoja pri promjenama temperature što također može nepovoljno djelovati na karakteristike heterospoja. Širina zabranjenog pojasa germanija na sobnoj temperaturi je 0,66 eV, a kod galij-arsenida 1,42 eV. Zbog osjetno veće širine zabranjenog pojasa galij-arsenid ima osjetno manju koncentraciju intrinzičnih nosilaca nego germanij. Ta razlika je oko sedam redova veličine. Elektronski afinitet germanija iznosi 4 eV, a galij-arsenida 4,07 eV.

Dobro slaganje konstanti rešetke, osim kod heterospoja Ge-GaAs, može se postići i heterospojem GaAs-AlGaAs, pa je i ta heterostruktura česta u primjenama. Složenija je situacija pri stvaranju heterostruktura na bazi Ge-Si, gdje je razlika konstanti rešetke oko 4%. Posljedica je visoka gustoća površinskih stanja u ravnini heterospoja. To dovodi do velikog utjecaja rekombinacije i tuneliranja na karakteristike heterospoja, pa se te karakteristike teže kontroliraju.

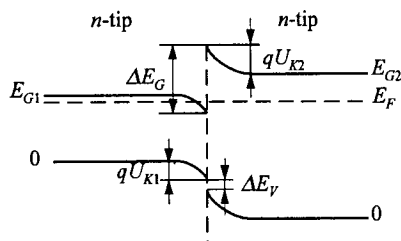
Ovdje smo opisali samo osnovna svojstva anizotipnog heterospoja. Mnogo detaljniji opis toga područja čitatelj će naći u [7.1] i [7.4].

7.20. Idealni izotipni poluvodički heterospoj

Andersonov model primjenjiv je i kod idealnog izotipnog poluvodičkog heterospoja. Ako se u energetsom dijagramu na slici 7.33. p -tip poluvodiča zamijeni n -tipom, dobiva se energetska dijagram na slici 7.35. Taj se energetska dijagram odnosi na slučaj kada poluvodiči nisu u bliskom kontaktu. Kada se poluvodiči dovedu u bliski kontakt, uspostavlja se stanje termodinamičke ravnoteže karakterizirano konstantnim iznosom Fermijeva nivoa



Slika 7.35. Energetski dijagram idealnog izotipnog heterospoja kada poluvodiči nisu u bliskom kontaktu



Slika 7.36. Energetski dijagram idealnog izotipnog heterospoja u stanju termodinamičke ravnoteže

kroz heterostrukturu i diskontinuitetom u energetskom dijagramu u ravnini heterospoja (slika 7.36). Kao kod spoja metal-poluvodič, ovdje je moguća pojava termionske emisije slobodnih elektrona, i to iz poluvodiča veće širine zabranjenog pojasa u poluvodič manje širine zabranjenog pojasa.

LITERATURA

- 7.1. S. M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 7.2. A. Bar-Lev, »Semiconductor and Electronic Devices«, Prentice Hall International, London, 1984.
- 7.3. B. Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 7.4. C. Hilsum, »Handbook on Semiconductors-Device Physics«, North-Holland, Amsterdam, 1985.
- 7.5. J. Millman, S. Seely, »Electronics«, McGraw-Hill, New York, 1951.
- 7.6. W. G. Dow, »Fundamentals of Engineering Electronics«, John Wiley, New York, 1952.
- 7.7. P. Biljanović, »Zbirka zadataka iz elektroničkih elemenata«, Sveučilište u Zagrebu, Zagreb, 1967.
- 7.8. R. S. Muller, T. I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 7.9. N. Brutscher, M. Hoheisel, »Schottky Diodes with High Series Resistance: A Simple Method of Determining the Barrier Heights«, Solid-State Electronics, 31, 1988, 1, 87-89.
- 7.10. C. R. Crowell, S. M. Sze, »Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers«, Solid-State Electronics, 9, 1966, 11/12, 1023-1034.
- 7.11. C. A. Mead, »Metal-Semiconductor Surface Barriers«, Solid-State Electronics, 9, 1966, 11/12, 1023-1034.
- 7.12. A. J. Moses, »The Practicing Scientist's Handbook«, Van Nostrand Reinhold, New York, 1978.
- 7.13. K. W. Böer, »Survey of Semiconductor Physics«, Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
- 7.14. P. Biljanović, »Mikroelektronika - Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1990.
- 7.15. P. Biljanović, »Elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1993.
- 7.16. V. Blatt et al, »Substrate Fed Logic - An Improved Form of Injection Logic«, Proc. IEEE Electron Devices Meeting, Washington, 1974, 511-514.
- 7.17. A. Y. C. Yu, C. A. Mead, »Characteristics of Al-Si Schottky Barrier Diode«, Solid-State Electronics, 13, 1970, 2, 97-104.
- 7.18. J. Osvald, »The Barrier Height Inhomogeneities at Polycrystalline Metal-Semiconductor Contacts«, Solid-State Electronics, 35, 1992, 11, 1629-1632.
- 7.19. Z. Q. Shi, W. A. Anderson, »Cryogenic Processing of Metal/GaAs Schottky Diodes«, Solid-State Electronics, 35, 1992, 10, 1427-1432.
- 7.20. W. R. Runyan, K. E. Bean, »Semiconductor Integrated Circuit Processing Technology«, Addison-Wesley, Reading, 1990.
- 7.21. J. R. Shappirio, »Diffusion Barriers in Advanced Semiconductor«, Solid State Technology, 28, 1985, 10, 161-166.
- 7.22. M. Godec, P. Panjan, »Silicidi v mikroelektroniki«, Informacije MIDEM, 22, 4, 229-234.
- 7.23. L. Esaki, G. Soncini, »Large Scale Integrated Circuits Technology: State of the Art and Prospects«, NATO Advanced Study Institutes Series, Martinus Nijhoff Publishers, Den Haag, 1982.

-
- 7.24. F. Van De Wiele, W. L. Engl, P. G. Jespers, »Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design«, NATO Advanced Study Institutes Series, Noordhof, Leyden, 1977.
 - 7.25. S. P. Keller, »Handbook on Semiconductors - Materials, Properties and Preparation«, North-Holland, Amsterdam, 1987.
 - 7.26. W. Shockley, U. S. Patent, 2569347, 1951.
 - 7.27. E. H. Rhoderick, »Metal-Semiconductor Contacts«, Clarendon Press, Oxford, 1978.
 - 7.28. Ž. Matutinović-Krstelj, et al, »Reduction of p^+-n^+ Junction Tunneling Current for Base Current Improvement in Si/SiGe/Si Heterojunction Bipolar Transistors«, IEEE Electron Device Letters, 12, 1991, 4, 163-165.
 - 7.29. J. Guberina, privatna komunikacija.
 - 7.30. Z. Ogorelec, privatna komunikacija

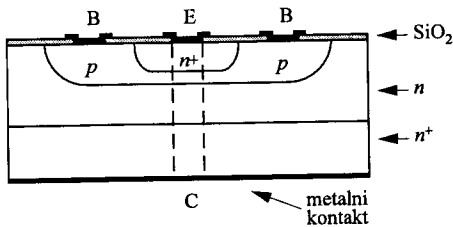
8. Bipolarni tranzistori – statička svojstva

Bipolarni spojni tranzistor (engl. *Bipolar Junction Transistor*, kratica **BJT**) je aktivni poluvodički elektronički element s tri stezaljke, međutim, redovito se upotrebljava kao aktivni četveropol jer jedna od triju stezaljki istodobno pripada i ulaznom i izlaznom krugu tranzistora. Upotrebljava se na jedan od dva osnovna načina: kao linearni pojačavački element napona ili struje u režimu malog izmjeničnog signala ili kao nelinearni prekidački element u režimu velikog signala u funkciji sklopke. Za svoj rad ta vrsta tranzistora upotrebljava i negativne i pozitivne slobodne nosioce - elektrone i šupljine - odakle mu i atribut »bipolarni« uz naziv elementa. Bipolarni tranzistori bili su do 1975. godine prevladavajući elektronički elementi po širini primjene u analognoj i digitalnoj elektronici. Kasnije prevladavajuća uloga, posebno u digitalnoj elektronici, pripada unipolarnim tranzistorima temeljenim na strukturi metal - oksid - poluvodič. Međutim, unatoč tome bipolarni se tranzistori i danas najrazličitije primjenjuju, posebno tamo gdje se očekuje visoka razina izlazne snage ili najveća brzina rada. Zato će se ovdje svojstvima bipolarnih tranzistora posvetiti odgovarajuća pažnja¹.

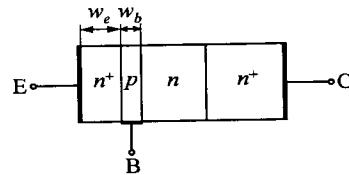
8.1. Princip rada bipolarnog tranzistora

U poglavljima 5. i 6. upoznali smo principe rada pn -spoja i pn -diode. Osnovno svojstvo pn -spoja je ispravljačko djelovanje. Propusno polarizirani pn -spoj dovodi do injekcije velikog broja slobodnih elektrona s n -strane na p -stranu i šupljina s p -strane na n -stranu. Tom injekcijom većinskih nosilaca kroz ravninu pn -spoja znatno se povećava koncentracija manjinskih nosilaca na suprotnim stranama pn -spoja. Ako je pn -spoj polariziran nepropusno, dolazi do injekcije manjinskih nosilaca kroz njegovu ravninu. Njih je vrlo malo, pa po iznosu rezultira vrlo mala reverzna struja zasićenja pn -spoja. Mali iznos reverzne struje zasićenja posljedica je niskog iznosa koncentracije manjinskih nosilaca koji difundiraju kroz ravninu pn -spoja. Moguće je međutim znatno povećati struju kroz nepropusno polarizirani pn -spoj ako se na bilo koji način poveća koncentracija manjinskih nosilaca u blizini nepropusno polariziranog pn -spoja s jedne strane ili s obje strana pn -ravnine.

¹ O nastanku bipolarnog tranzistora vidjeti više u Uvodu.



Slika 8.1. Osnovna struktura diskretnog planarnog *nnp*-tranzistora – presjek. Isprekidane vertikale omeđuju elementarni ili intrinzični tranzistor



Slika 8.2. Elementarni *nnp*-tranzistor kao osnovna podstruktura *nnp*-tranzistora

Koncentracija manjinskih nosilaca može se povećati na više različitih načina, npr. djelovanjem fotona pogodne valne duljine ili zbog bilo koje vrste radijacije koja može osigurati generaciju manjinskih nosilaca u blizini *pn*-spoja. U spojnem bipolarnom tranzistoru primjenjuje se međutim drugi način povećanja koncentracije manjinskih nosilaca u blizini nepropusno polariziranog *pn*-spoja. To je smještaj drugog, propusno polariziranog *pn*-spoja u neposrednoj blizini nepropusno polariziranog. Ta je metoda posebno dobra zato što se porast populacije manjinskih nosilaca u blizini nepropusno polariziranog *pn*-spoja može lako električki kontrolirati i upravljati preko obližnjeg propusno polariziranog *pn*-spoja.

Modulacija toka struje kroz nepropusno polarizirani *pn*-spoj promjenom napona na obližnjem propusno polariziranom *pn*-spoju (ili promjenom propusne struje kroz njega) temelj je **bipolarnog tranzistorskog djelovanja**. To je vjerojatno najvažnija ideja u cjelokupnoj povijesti elektronike i ona je istraživače W. Shockleyja, J. Bardeena i W. Brattaina dovela do otkrića bipolarnog tranzistora temeljenog na *pn*-spoju. Pri tome je neobično važno da dva suprotno polarizirana *pn*-spoja budu smještena u neposrednoj blizini, što je uvjet da naboj manjinskih nosilaca stigne od propusno polariziranog *pn*-spoja do nepropusnog prije nego što rekombinira s većinskim nosiocima. Točan kriterij za »neposrednu blizinu« dvaju suprotno polariziranih *pn*-spojeva dati ćemo kasnije pri analizi faktora strujnog pojačanja.

8.2. Osnovna izvedba planarnog bipolarnog tranzistora

Osnovna tehnološka metoda u proizvodnji bipolarnog tranzistora danas, a vjerojatno i u budućnosti, je planarna tehnologija na siliciju ili sličnom jednostavnom ili složenom poluvodičkom materijalu. Kako silicij u profesionalnoj elektronici danas prevladava kao poluvodički materijal, ovdje će svi opisi izvedbi i svojstava bipolarnih tranzistora biti temeljeni na pretpostavci da su to tranzistori dobiveni planarnom tehnologijom na siliciju². Po načinu izvedbe oni mogu biti diskretni i integrirani. Diskretni tranzistori su pakirani u zasebnom kućištu. Svako kućište sadrži jedan tranzistor. Integrirani tranzistori procesiraju

² Opis planarne tehnologije vidjeti u poglavlju 4.

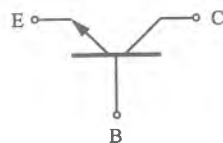
se tako da u istoj silicijskoj pločici bude veći broj tranzistora koji u funkcijskom smislu čine elektronički sklop ili sustav. Sklop ili sustav smješta se u jedno kućište, pa često isto kućište dijeli vrlo velik broj tranzistora. Diskretni i integrirani tranzistori bez obzira na razlike u pojedinostima izvedbe imaju istu osnovnu strukturu, pa će se u opisu osnovnih svojstava bipolarnog tranzistora te razlike zanemariti. Osnovna struktura diskretnog planarnog bipolarnog tranzistora u siliciju prikazana je presjekom na slici 8.1. U biti se bipolarni tranzistor sastoji od tankog ili transparentnog sloja poluvodiča p -tipa smještenog između dva sloja poluvodiča n -tipa. Moguće je i smještanje tankog sloja poluvodiča n -tipa između dva sloja poluvodiča p -tipa. U prvom slučaju imamo bipolarni nnp -tranzistor, a u drugom bipolarni pnp -tranzistor. U ranoj fazi razvoja poluvodičke elektronike prevladavao je germanij kao poluvodički materijal i postupak legiranja kao osnovna tehnološka metoda u proizvodnji tranzistora. U toj ranoj fazi prevladavali su legirani germanijevi pnp -tranzistori prema slici 1.2. S pojavom monokristala silicija elektroničke čistoće kao osnovnog poluvodičkog materijala i planarne tehnologije na siliciju kao osnovne tehnološke metode počeo je prevladavati nnp -tranzistor. To prevladavanje traje i danas, pa će se dalji opisi strukture bipolarnog tranzistora temeljiti na nnp -tranzistoru ostvarenom metodama planarne tehnologije na siliciju.

Tranzistorska struktura na slici 8.1. odgovara planarnom diskretnom nnp -tranzistoru. Podloga tranzistora je jako vodljiv (visokodopirani) n^+ -monokristal silicija. Metodom epitaksijalnog rasta formira se mnogo manje vodljiv (niskodopirani) n -epitaksijalni sloj. Kroz odgovarajući otvor u oksidnom sloju na površini n -epitaksijalnog sloja difundiraju se akceptori iz ograničenog izvora. Na taj se način formira difundirano p -područje na slici 8.1. Kroz novi, manji, otvor u oksidnom sloju na površini pločice difundiraju se donori difuzijom iz neograničenog izvora, čime se formira n^+ -difundirano područje u prethodno difundiranom p -području. Ta tranzistorska struktura, uz izuzetak n^+ -podloge, posve odgovara strukturi na slici 1.4. Dubine difundiranih područja na slici 8.1. su reda 1 μm , a kod tranzistora za visoki i ultravisoki stupanj integracije u submikrometarskom su području. U tom slučaju postupci difuzije primjesa mogu se nadomjestiti postupcima ionske implantacije ili kombinacijom tih dvaju postupaka. Osnovna prednost postupka ionske implantacije u tom je slučaju mogućnost dobivanja vrlo plitkih pn -spojeva uz procesiranje na sobnoj ili samo nešto višoj temperaturi. Na površini n^+ -difundiranog (ili implantiranog) područja, u dijelu koji nije pokriven oksidnim slojem, nalazi se metalni kontakt E, a na površini p -difundiranog (ili također implantiranog) područja nalazi se metalni kontakt B. Iako se kontakt B »javlja« na dva mjesta u presjeku tranzistorske strukture, to je jedan kontakt presječen na dva mjesta. Treći metalni kontakt C nalazi se s donje strane strukture na n^+ -podlozi. Značenja oznaka na metalnim kontaktima su E za **emiter** (engl. *emitter*), B za **bazu** (engl. *base*) i C za **kolektor** (engl. *collector*). Svi metalni kontakti moraju ispunjavati uvjete za omski ili neispravljački spoj metal-poluvodič. Kao osnovni materijal za kontakte upotrebljava se aluminij, najčešće u višeslojnim strukturama opisanim u dijelu 7.17. Visoka koncentracija donora u n^+ -emiteru, redovito iznad $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, osigurava omski karakter emiserskog kontakta. Isto vrijedi i za kolektorski kontakt na n^+ -podlozi. Kada se ne bi primjenjivala n^+ -podloga, aluminijski kontakt na n -epitaksijalnom sloju rezultirao bi u ispravljačkom spoju metal-poluvodič jer je koncentracija donora u n -epitaksijalnom sloju obično reda $10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Aluminij na površini p -baze uz uobičajene koncentracije akceptora na površini p -područja rezultira u omskom kontaktu.

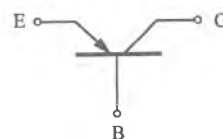
Struktura tranzistora na slici 8.1. odgovara diskretnom nnp -tranzistoru. U toj strukturi emiserski i bazni metalni kontakt smješteni su na površini pločice, a kolektorski na suprotnoj

strani. Kod tranzistora u integriranom sklopu i kolektorski kontakt dolazi s gornje strane pločice. Međutim, bitna svojstva tranzistora ne ovise o tome pa će opća svojstva diskretnog tranzistora na slici 8.1. vrijediti i za integrirani tranzistor.

Za analizu rada i svojstava bipolarnog tranzistora poslužit će »elementarni« ili »intrinzični« tranzistor koji je dio stvarne tranzistorske strukture na slici 8.1. omeđene s dvije isprekidane vertikale u smjeru emitorskog kontakta. U tom elementarnom tranzistoru tok nosilaca je jednodimenzionalan (u smjeru od emitera prema kolektoru), što znatno pojednostavljuje matematičku analizu elementa. Elementarni tranzistor prikazan je uvećan na slici 8.2. Širina n^+ -emitera je w_e , a p -baze w_b . Širina nn^+ -kolektora obično je prilično veća od širine emitera i baze. Električni simbol nnp -tranzistora prikazan je na slici 8.3. Ako se u strukturama nnp -tranzistora na slici 8.1. i 8.2. n -područja zamijene p -područjima i obrnuto, dobiva se pnp -tranzistor s električnim simbolom na slici 8.4. Razlika dvaju simbola je u smjeru strelice na elektrodi koja simbolizira emiter. Kod nnp -tranzistora strelica izlazi iz simbola tranzistora, a kod pnp -tranzistora ulazi u simbol tranzistora. Razlike proizlaze iz činjenice što pri radu nnp -tranzistora u normalnom aktivnom području kao osnovnom području rada tranzistora kao pojačavačkog elementa emitorska struja izlazi iz tranzistora, a kod pnp -tranzistora ona ulazi u tranzistor.



Slika 8.3. Električni simbol nnp -tranzistora

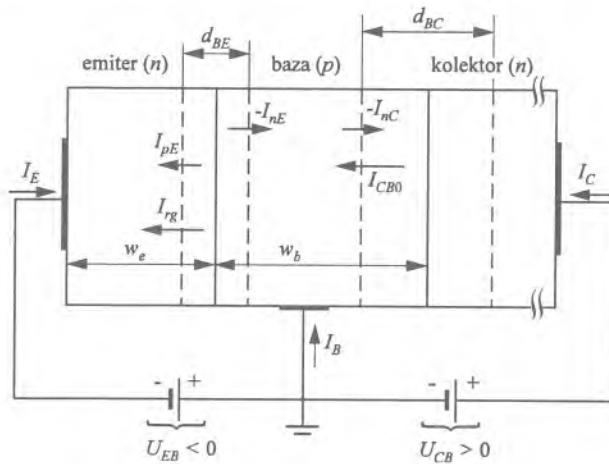


Slika 8.4. Električni simbol pnp -tranzistora

8.3. Rad tranzistora u normalnom aktivnom području

Tranzistorsko djelovanje najlakše je opisati ako tranzistor radi u **normalnom aktivnom području** (engl. *normal active region*). Normalno aktivno područje definira se propusno polariziranim pn spojem između emitera i baze i nepropusno polariziranim pn-spojem između kolektora i baze. Spoj emiter-baza kraće se zove emitorski spoj, a spoj kolektor-baza kolektorski spoj. Napon na emitorskom spoju, dakle napon emitera prema bazi, označava se sa U_{EB} , a napon na kolektorskom spoju, dakle napon kolektora prema bazi, sa U_{CB} . Spoj je prikazan na slici 8.5. U tom spoju emiter je ulazna elektroda, kolektor izlazna, a baza se nalazi i u ulaznom i u izlaznom krugu te se kao zajednička elektroda uzemljuje. To je razlog radi kojega se spoj na slici 8.5. zove **spoj zajedničke baze** (engl. *common-base configuration*). Taj se spoj redovito upotrebljava u opisu rada tranzistora i u definiranju odnosa među strujama iako nije uobičajeni spoj u kojem tranzistor radi u elektroničkim sklopovima. Kako je $U_{EB} < 0$, emitorski spoj je propusno polariziran, dok je zbog $U_{CB} > 0$ kolektorski spoj nepropusno polariziran. Tranzistor dakle radi u normalnom aktivnom području. Ako bismo radili s pnp -tranzistorom, tada bi za rad u normalnom aktivnom području bilo $U_{EB} > 0$ i $U_{CB} < 0$.

Pri analizi rada tranzistora u spoju na slici 8.5. odabrat ćemo uobičajenu konvenciju po kojoj se struje elektroda tranzistora crtaju tako da iz vanjskog kruga teku u tranzistor, bez obzira na stvarni smjer. Struje prema slici 8.5. nose ove oznake: I_E za emitorsku, I_C za kolektorsku i I_B za baznu struju. Emiter je u spoju zajedničke baze ulazna elektroda, kolektor izlazna, dok je baza uzemljena. U skladu s tim emitorska struja je ulazna, kolektorska struja



Slika 8.5. Normalno aktivno područje rada *npn*-tranzistora u spoju zajedničke baze. Širina osiromašenog područja uz spoj emiter-baza je d_{BE} , a uz spoj kolektor baza d_{BC} . Dimenzije u horizontalnom smjeru nisu crtane u mjerilu

je izlazna, a bazna struja je ona struja koja odlazi u uzemljenje. Stvarni smjer kolektorske i bazne struje na slici 8.5. odgovara naznačenom smjeru, pa su te struje pozitivne ($I_B > 0$, $I_C > 0$). Stvarni smjer emitterske struje suprotan je smjeru na slici 8.5. pa je ta struja negativna ($I_E < 0$). Osim struja koje teku vanjskim krugom na ulazu i izlazu tranzistora, na slici 8.5. prikazane su i komponente tih struja u unutrašnjosti tranzistora. Te su komponente rezultat djelovanja polarizacije emitterskog i kolektorskog spoja i rekombinacije i generacije u pojedinim područjima tranzistorske strukture. Propusna polarizacija emitterskog spoja dovodi do injekcije većinskih elektrona iz *n*-emitera u *p*-bazu, gdje se na taj način povećava koncentracija manjinskih nosilaca. Gibanje slobodnih elektrona iz emitera u bazu rezultira u elektronskoj komponenti emitterske struje I_{nE} . Strelica na slici 8.5. uz struju I_{nE} označava smjer gibanja elektrona pa zato uz oznaku te struje dolazi predznak minus. Istodobno s injekcijom slobodnih elektrona iz emitera u bazu dolazi do injekcije šupljina u suprotnom smjeru, što rezultira šupljinskom komponentom emitterske struje I_{pE} . Kako se šupljine gibaju iz baze u emiter, komponenta I_{pE} na slici 8.5. ima pozitivan predznak. Između neutralnih područja emitera i baze egzistira osiromašeno područje širine d_{BE} u kojem se zbog postojanja generacijsko-rekombinacijskih centara javlja rekombinacijska struja I_{rg} uvjetovana propusnim polaritetom emitterskog spoja. Pojave koje uzrokuju tu struju opisane su u odjeljku 6.2.2. uz analizu strujno-naponske karakteristike propusno polarizirane *pn*-diode. Pripadna struja I_{rg} na slici 8.5. može se približno opisati relacijom 6.12. koja kazuje da je rekombinacijska emitterska struja to veća što je širina emitterskog osiromašenog područja veća, a vremenska konstanta slobodnih nosilaca u procesu rekombinacije manja. Rekombinacijska struja I_{rg} pri tome raste eksponencijalno s naponom propusne polarizacije. Ta se komponenta emitterske struje u većine modernih tranzistora primjenom tehnike geteriranja (vidi odjeljak 6.2.2) može svesti na zanemariv iznos, međutim, zbog općenitosti pristupa, ta se komponenta emitterske struje ovdje uzima u obzir.

Ako se emitterska struja izrazi pomoću komponenti na slici 8.5., dobiva se:

$$-I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{rg} \quad (8.1)$$

pri čemu je I_E negativan, dok su komponente na desnoj strani pozitivne uz smjerove na slici 8.5. Rekombinacijska struja I_{rg} pozitivna je zato što nju čine slobodni elektroni koji

iz neutralnog emitera dolaze u osiromašeno područje gdje rekombiniraju sa šupljinama koje u isto područje dolaze iz neutralne baze.

Ako je širina baze vrlo mala, točnije bar nekoliko puta manja od difuzijske dužine slobodnih elektrona kao manjinskih nosilaca u bazi, može se zanemariti rekombinacija slobodnih elektrona na putu kroz bazu prema kolektoru pa će praktički svi slobodni elektroni koji čine struju I_{nE} stići do kolektorskog osiromašenog područja gdje tvore elektronsku komponentu struje kolektora I_{nC} . Elektronska komponenta kolektorske struje I_{nC} uz vrlo usku bazu praktički je jednaka elektronskoj struji emitera pa je uska baza bitan uvjet za rad tranzistora. Kada bi širina baze bila velika, bar nekoliko puta veća od difuzijske dužine elektrona, svi slobodni elektroni koji čine struju I_{nE} rekombinirali bi u bazi sa šupljinama prije nego bi stigli do osiromašenog kolektorskog područja. Struja I_{nC} bila bi jednaka nuli, pa bi nestalo utjecaja propusno polariziranog emitterskog spoja na struju koju emiter šalje kolektoru. Time bi nestalo i tranzistorskog djelovanja. Zahvaljujući vrlo uskoj bazi tranzistora, kroz nepropusno polarizirani kolektorski spoj teče elektronska struja I_{nC} tek neznatno manja od I_{nE} . Ta je struja pri radu tranzistora u normalnom aktivnom području mnogostruko veća od normalne reverzne struje zasićenja nepropusno polariziranog pn -spoja. Kada bismo u spoju na slici 8.5. prekinuli emitterski krug, bilo bi $I_{nE} = 0$ i samim tim i $I_{nC} = 0$. Tada bi zbog napona U_{CB} koji nepropusno polarizira kolektorski spoj tekla kolektorskim krugom samo reverzna struja zasićenja I_{CB0} određena istim veličinama kao struja I_S u reverzno polariziranoj pn -diodi. Struja I_{CB0} pri tome uključuje i generacijsku komponentu struje nastale u osiromašenom području oko pn -ravnine između baze i kolektora. Širina tog osiromašenog područja označena je sa d_{BC} i veća je od širine osiromašenog područja d_{BE} uz emitterski pn -spoj, jer je spoj emiter-baza polariziran propusno, a spoj kolektor-baza nepropusno. Struja I_{CB0} je u većine modernih bipolarnih tranzistora toliko mala da se u pravilu može zanemariti. Prema slici 8.5. struja kolektora iznosi:

$$I_C = I_{nC} + I_{CB0}. \quad (8.2)$$

Pri radu tranzistora u normalnom aktivnom području struja kolektora jednaka je zbroju elektronske komponente koja dolazi iz baze kao rezultat injekcije elektrona kroz propusno polarizirani emitterski spoj i reverzne struje zasićenja spoja kolektor-baza.

Prema slici 8.5. bazna struja je određena relacijom:

$$I_B = I_{pE} + I_{rE} + I_{nE} - I_{nC} - I_{CB0}. \quad (8.3)$$

Bazna struja osigurava šupljine koje prelazeći iz baze u emiter čine struju I_{pE} , potom šupljine koje sudjeluju u procesu rekombinacije u emitterskom osiromašenom području što rezultira strujom I_{rE} , šupljine koje sudjeluju u procesu rekombinacije u neutralnoj bazi što daje rekombinacijsku struju jednaku razlici struja I_{nE} i I_{nC} i na kraju slobodne elektrone koji čine reverznu struju zasićenja I_{CB0} . Ako se zbroje struje I_E , I_B i I_C pomoću relacija (8.1)...(8.3), dobiva se:

$$I_E + I_B + I_C = 0, \quad (8.4)$$

što je posve u skladu s činjenicom da zbroj struja koje teku u tranzistor mora biti jednak nuli.

U većine realnih tranzistora mogu se zbog visoke kvalitete i čistoće procesa planarne tehnologije na siliciju struje I_{rE} i I_{CB0} zanemariti. Zbog karaktera procesa difuzije primjesa

emiter je redovito mnogo vodljiviji od baze pa je šupljinska komponenta struje emitera I_{pE} mnogo manja od elektronske komponente I_{nE} . Zato je $I_E \approx -I_{nE}$, dok je $I_C \approx I_{nC}$. Zbog vrlo uske baze je $I_{nC} \approx I_{nE}$ pa je $I_C \approx -I_E$, tj. emitorska struja se praktički sva prenosi u kolektor. Suprotni predznaci emitorske i kolektorske struje posljedica su konvencije o smjerovima struja definirane slikom 8.5. i činjenice da u normalnom aktivnom području spoj emiter-baza i kolektor-baza imaju različite polarizacije pa emitorska struja teče u smjeru suprotnom smjeru na slici 8.5., dok kolektorska struja teče u istom smjeru. Svojstvo tranzistora da kroz nepropusno polarizirani kolektorski spoj teče praktički ista struja kao kroz propusno polarizirani emitorski spoj opravdava naziv tranzistor kao sažetak riječi **transfer resistor**, što znači **prijenosni otpor**. Propusno polarizirani emitorski spoj koji predstavlja vrlo malen dinamički otpor diktira struju reverzno polariziranom kolektorskom spoju koji predstavlja vrlo velik dinamički otpor. To proizlazi iz činjenice što je struja emitera određena naponom propusne polarizacije emitorskog spoja u skladu sa Shockleyjevom jednadžbom, dok je struja kolektora određena praktički isključivo iznosom struje emitera bez obzira na iznos napona reverzne polarizacije kolektorskog spoja. U električnom smislu spoj zajedničke baze pri radu u normalnom aktivnom području približava se idealnom strujnom izvoru u kolektorskom krugu upravljanom emitorskom strujom. Takav izvor zove se još i **strujom upravljani strujni izvor** (engl. *current-controlled current source*), i jedan je od temeljnih pojačavačkih konfiguracija u realizaciji elektroničkih linearnih pojačavačkih sklopova³.

Neovisno o tome što je u velike većine realnih tranzistora $I_C \approx -I_E$, izlazna kolektorska struja ipak je malo manja od ulazne emitorske. Ta razlika pri radu u spoju zajedničke baze praktički se uvijek može zanemariti. Međutim, pri radu u drugim spojevima, a to su spoj zajedničkog emitera i spoj zajedničkog kolektora, ta razlika, iako mala, ima važnu ulogu u radu tranzistora, pa ćemo je uzeti u obzir pri definiranju strujnih odnosa u tranzistoru.

8.4. Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze

Odnosi među istosmjernim strujama tranzistora mogu se, slijedeći relacije (8.1) do (8.4), opisati detaljnije uvođenjem parametara poznatih pod nazivom **efikasnost emitera** ili **faktor injekcije** (engl. *emitter efficiency*; *injection efficiency*), **bazni transportni faktor** (engl. *base transport factor*) i **istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze** (engl. *common-base current gain*). Navedeni parametri definiraju se na sljedeći način.

Efikasnost emitera. Taj se faktor definira omjerom elektronske komponente struje emitera i ukupne struje emitera i označava se grčkim slovom γ :

$$\gamma \equiv \frac{I_{nE}}{-I_E} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE} + I_{rg}} \quad (8.5)$$

Taj je faktor uvijek manji od jedinice. Da bi tranzistor dobro radio, mora biti $\gamma \approx 1$, jer samo I_{nE} komponenta emitorske struje sudjeluje u formiranju kolektorske struje, dok se I_{pE} i I_{rg} zatvaraju kroz strujni krug što ga čine emiter i baza ne sudjelujući u stvaranju kolektorske

³ O tome detaljnije u udžbeniku [8.18] u popisu literature na kraju poglavlja.

struje. Mora dakle biti ispunjen uvjet $I_{pE} + I_{rg} \ll I_{nE}$. Rekombinacijska komponenta emitorske struje I_{rg} u modernih tranzistora uvelike je smanjena na zanemariv iznos zahvaljujući čistoći polaznog poluvodičkog materijala, čistoći planarnog procesa i tehnici geteriranja. Da bi komponenta I_{pE} također bila zanemariva, potrebno je da u skladu s analizom u odjeljku 5.15.5. specifična vodljivost emitera bude mnogo veća od specifične vodljivosti baze, što je identično zahtjevu da donorska koncentracija N_{DE} u emiteru bude mnogo veća od akceptorske koncentracije N_{AB} u bazi. Taj zahtjev je u planarnom procesu automatski ispunjen zbog karaktera difuzije primjesa jer se emiter dobiva difuzijom donora u bazno područje prethodno dobiveno difuzijom akceptora⁴. Definicijski izraz za efikasnost emitera često se piše uz zanemarenje komponente I_{rg} u obliku:

$$\gamma \equiv \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}}, \quad (8.6)$$

što je dobra aproksimacija u radu tranzistora pri ne sasvim malim emitorskim strujama.

Bazni transportni faktor. Taj faktor definiran je omjerom elektronske komponente struje kolektora I_{nC} i elektronske komponente struje emitera I_{nE} i označava se grčkim slovom β sa zvjezdicom:

$$\beta^* \equiv \frac{I_{nC}}{I_{nE}}. \quad (8.7)$$

Iznos toga faktora određen je intenzitetom rekombinacijskih pojava u bazi tranzistora. Ako nema pojava rekombinacije, bit će $I_{nC} = I_{nE}$ i $\beta^* = 1$. Ako svi elektroni ubačeni iz emitera u bazu rekombiniraju prije nego dođu do kolektora, bit će $I_{nC} = 0$ uz $I_{nE} > 0$, pa je $\beta^* = 0$. U realnim tranzistorima širina baze je nekoliko puta manja od difuzijske dužine slobodnih elektrona u bazi, što znači da je srednji put elektrona u bazi nekoliko puta veći od širine baze i da je neznatna vjerojatnost rekombinacije slobodnog elektrona sa šupljinom na putu kroz bazu. Zato je I_{nC} samo neznatno manji od I_{nE} te je $\beta^* \approx 1$.

Pomoću relacija (8.2), (8.5) i (8.7) dobiva se:

$$I_C = -\gamma\beta^* I_E + I_{CB0}. \quad (8.8)$$

Veličina:

$$\gamma\beta^* = \alpha \quad (8.9)$$

zove se **istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze** (engl. *common-base current gain*). Kako su γ i β^* nešto manji od 1, i α je nešto manji od 1. Pomoću relacija (8.8) i (8.9) može se pisati osnovna relacija koja povezuje izlaznu (kolektorsku) i ulaznu (emitorsku) struju tranzistora u spoju zajedničke baze u normalnom aktivnom području. Pri tome, kao što ćemo iz detaljnije analize faktora γ i β^* vidjeti, faktor α u prvoj aproksimaciji ne ovisi o naponima i strujama s kojima tranzistor radi već samo o fizikalnim, tehnološkim i geometrijskim veličinama tranzistora. Faktor α je dakle u prvoj aproksimaciji

⁴ Više o tome u poglavlju 4.

konstanta koja služi za preslikavanje emitorske struje u kolektorsku. Ako se α želi odrediti mjerenjem struja realnog tranzistora, može se pisati:

$$\alpha \equiv -\frac{I_C - I_{CB0}}{I_E}, \quad (8.10)$$

pri čemu se mjerenje obavlja uz $U_{CB} > 0$ i $U_{EB} < 0$. Ako se u spoju na slici 8.5. kratko spoji kolektor s bazom, tada je $U_{CB} = 0$ i $I_{CB0} = 0$, jer nestaje nepropusne polarizacije kolektorskog spoja, pa relacija (8.10) prelazi u:

$$\alpha \equiv -\frac{I_C}{I_E}. \quad (8.11)$$

Razlika između relacija (8.10) i (8.11) samo je formalna jer je I_{CB0} u praktički zanimljivim slučajevima posve zanemariv prema I_C .

Iz relacija (8.2) i (8.10) proizlazi za α alternativni izraz:

$$\alpha \equiv -\frac{I_{nC}}{I_E}. \quad (8.12)$$

U daljem opisu rada tranzistora ravnopravno će se upotrebljavati sva tri prethodna oblika izraza za α .

8.5. Ovisnost istosmjernog faktora strujnog pojačanja o fizikalnim, geometrijskim i tehnološkim veličinama tranzistora

Da bismo došli do elementarnih odnosa fizikalnih, geometrijskih i tehnoloških veličina tranzistora s faktorom strujnog pojačanja⁵, pretpostavit ćemo najjednostavniji slučaj tranzistorske strukture:

- emiter, baza i kolektor uniformno su dopirani (homogeni) pa je gibanje slobodnih nosilaca u tim područjima difuzijsko,
- emiter, baza i kolektor su nedegenerirani,
- nosioci se gibaju samo u smjeru x okomitom na ravnine pn -spojeva,
- tranzistor radi u režimu niske injekcije.

Realni tranzistori dobiveni planarnim procesom uglavnom ne ispunjavaju prva tri uvjeta. Međutim, osnovna svojstva tranzistora o tome ne ovise, a matematički tretman rada tranzistora uz gornje uvjete posve je jednostavan. Zato su gornje pretpostavke uobičajene pri analizi elementarnih svojstava tranzistora. Uz gornje pretpostavke dodajemo još i dvije nove o širini područja emitera i baze. Pretpostavit ćemo da su i emiter i baza vrlo tanki, odnosno **transparentni**. Kriterij za transparentnost emitera i baze je zanemariva rekombinacija.

⁵ Dalje u tekstu za termin »istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze« primjenjivat će se kraći oblik »faktor strujnog pojačanja«, dok ne uvedemo ostale faktore strujnog pojačanja.

binacija manjinskih nosilaca koji pri propusnoj polarizaciji emitterskog spoja difundiraju kroz ta područja. Ako je prema slici 8.2. širina emitera w_e , a baze w_b , i ako je difuzijska dužina slobodnih elektrona u bazi L_{nB} , a šupljina u emiteru L_{pE} , tada se kriteriji transparentnosti emitera i baze mogu prikazati u obliku:

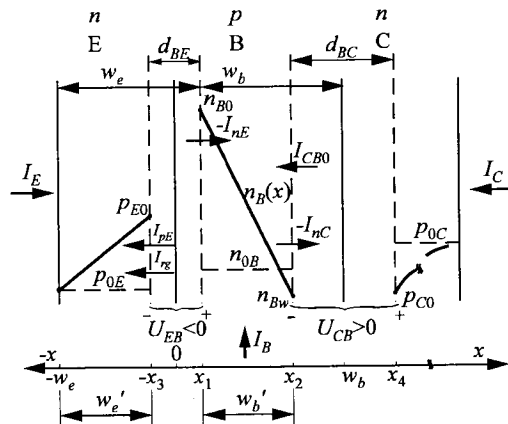
$$\frac{w_e}{L_{pE}} \ll 1, \quad \frac{w_b}{L_{nB}} \ll 1. \quad (8.13)$$

Iz prethodne analize rada tranzistora proizlazi da je transparentnost baze jedan od bitnih uvjeta tranzistorskog djelovanja pa svi realni tranzistori ispunjavaju taj uvjet. Transparentnost emitera nije bitna za tranzistorski efekt. On se može postići i kod transparentnih i kod širokih emitera. Međutim, moderni tranzistori namijenjeni radu u integriranim sklopovima visokog i vrlo visokog stupnja integracije redovito rade s vrlo plitkim *pn*-spojevima pa je transparentni emiter često tehnološka realnost.

Raspodjele manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru u normalnom aktivnom području prikazane su na slici 8.6., uz pretpostavku da su emiter i baza transparentni, a kolektor netransparentan. Dodatna je pretpostavka neizmjenno velika brzina rekombinacije šupljina s elektronima na emitterskom kontaktu. Zbog propusne polarizacije emitterskog spoja početna ili rubna koncentracija šupljina na granici emitterskog osiromašenog područja i neutralnog emitera ($x = -x_3$) iznosi p_{E0} i određena je Boltzmannovom relacijom (5.179) koja ovdje ima oblik:

$$p_{E0} = p_{0E} \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} > p_{0E}, \quad (8.14)$$

gdje je p_{0E} ravnotežna koncentracija šupljina u emiteru. Kako je u normalnom aktivnom području prema slici 8.5. napon $U_{EB} < 0$, bit će $p_{E0} > p_{0E}$, što je posljedica injektije šupljina kroz propusno polarizirani emitterski spoj iz baze u emiter. Zbog transparentnosti emitera praktički sve injektirane šupljine stižu do površine emitera, gdje se nalazi metalni emitterski kontakt na kojem po ranijoj pretpostavci sve injektirane šupljine rekombiniraju s elektronima iz metala. Iz tog je razloga na površini emitera ($x = -w_e$) koncentracija šupljina



Slika 8.6. Raspodjele koncentracija injektiranih manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru *npn*-tranzistora u normalnom aktivnom području uz pretpostavku transparentnosti emitera i baze. Emiter, baza i kolektor su homogeni

jednaka p_{0E} . Zbog transparentnosti emitera i difuzijskog karaktera gibanja injektiranih šupljina kroz emiter mora u emiteru biti ispunjen uvjet konstantnosti gustoće šupljinske struje s x -om, što znači da je gradijent koncentracije šupljina u emiteru konstantan. Proizlazi zaključak o linearnoj ovisnosti koncentracije šupljina u emiteru o x -u. Pri tome se koncentracija šupljina linearno mijenja od iznosa p_{E0} za $x = -x_3$ do iznosa p_{0E} za $x = -w_e$.

Slično je u bazi, na granici emitorskog osiromašenog područja i neutralne baze ($x = x_1$), koncentracija injektiranih slobodnih elektrona n_{B0} zbog propusne polarizacije emitorskog spoja naponom U_{EB} određena Boltzmannovom relacijom:

$$n_{B0} = n_{0B} \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} > n_{0B} , \quad (8.15)$$

gdje je n_{0B} ravnotežna koncentracija slobodnih elektrona. Na granici neutralne baze i osiromašenog kolektorskog područja je koncentracija slobodnih elektrona n_{Bw} određena naponom reverzne polarizacije kolektorskog spoja U_{CB} u skladu s Boltzmannovom relacijom:

$$n_{Bw} = n_{0B} \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} < n_{0B} . \quad (8.16)$$

I ovdje je zbog transparentnosti baze gradijent koncentracije slobodnih elektrona kroz neutralnu bazu konstantan pa se koncentracija slobodnih elektrona linearno mijenja s x -om od iznosa n_{B0} za $x = x_1$ do iznosa n_{Bw} za $x = x_2$.

Za razliku od emitera i baze kolektor nije transparentan pa koncentracija šupljina u njemu raste od iznosa p_{C0} na mjestu $x = x_4$ do iznosa p_{0C} na udaljenosti nekoliko puta većoj od difuzijske dužine šupljina u kolektoru. Pri tome je:

$$p_{C0} = p_{0C} \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} < p_{0C} , \quad (8.17)$$

gdje je p_{0C} ravnotežna koncentracija šupljina u kolektoru.

Podsjetimo se da raspodjela injektiranih nosilaca u emiteru i bazi tranzistora na slici 8.6. praktički potpuno odgovara raspodjeli injektiranih nosilaca na p -strani i n -strani pn -spoja s uskim stranama p i n (vidjeti odjeljak 5.15.6. i sliku 5.41).

8.5.1. Efikasnost emitera

Za određivanje efikasnosti emitera poslužit će relacija (8.6) i odnosi na slici 8.5. i 8.6. Prema slici 8.6. i relaciji (3.77) difuzijska struja slobodnih elektrona injektiranih iz emitera u bazu iznosi:

$$I_{nE} = qSD_{nB} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=x_1} = -qSD_{nB} \frac{n_{B0} - n_{Bw}}{w_b} , \quad (8.18)$$

gdje je S površina presjeka tranzistora, D_{nB} difuzijska konstanta slobodnih elektrona u bazi,

a $w'_b = x_2 - x_1$ **efektivna širina baze** (engl. *effective base width*). Iz slike 8.6. je vidljivo da je efektivna širina baze manja od tehnološke širine baze w_b za širine osiromašenih područja na emitterskom i kolektorskom pn -spoju na strani baze. Slično se prema relaciji (3.78) i slici 8.6. dobiva difuzijska struja šupljina injektiranih iz baze u emiter:

$$I_{pE} = -qSD_{pE} \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=-x_3} = -qSD_{pE} \frac{p_{E0} - p_{0E}}{w'_e}, \quad (8.19)$$

gdje je D_{pE} difuzijska konstanta šupljina u emiteru, a w'_e **efektivna širina emitera** (engl. *effective emitter width*) jednaka tehnološkoj širini emitera umanjenoj za širinu emitterskog osiromašenog područja na strani emitera.

Ako se u relaciji (8.18) i (8.19) zanemari n_{Bw} s obzirom na n_{B0} i p_{0E} s obzirom na p_{E0} , primjenom relacija (8.6), (8.18) i (8.19) dobiva se za efikasnost emitera izraz:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{pE}}{D_{nB}} \cdot \frac{w'_b}{w'_e} \cdot \frac{p_{E0}}{n_{B0}}}. \quad (8.20)$$

Ako se koncentracija donora u emiteru označi sa N_{DE} , a akceptora u bazi sa N_{AB} , primjenom Boltzmannovih relacija (8.14) i (8.15) i zakona termodinamičke ravnoteže dobiva se odnos:

$$\frac{p_{E0}}{n_{B0}} = \frac{N_{AB}}{N_{DE}}. \quad (8.21)$$

Uz relaciju (8.21) dobiva se konačan oblik izraza za efikasnost emitera:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{pE}}{D_{nB}} \cdot \frac{w'_b}{w'_e} \cdot \frac{N_{AB}}{N_{DE}}}. \quad (8.22)$$

Kod tranzistora s transparentnim emiterom i bazom efikasnost emitera to je veća što je veća koncentracija donora u emiteru s obzirom na koncentraciju akceptora u bazi. Drugim riječima, emiter mora biti mnogo vodljiviji od baze. Kod realnih tranzistora dobivenih difuzijom donora u bazu automatski je osiguran uvjet mnogo veće vodljivosti emitera. Strogo uzeto, u skladu s relacijom (8.11) faktor α , a time γ i β^* , računaju se uz $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} = 0$. Međutim, pogreška koja nastaje kada se α , γ i β^* računaju uz $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} > 0$ je posve zanemariva.

Gummelovi brojevi (engl. *Gummel numbers*). Relacija (8.22) može se pisati na jednostavniji način uvođenjem Gummelovih brojeva emitera i baze koji su u homogenim poluvodičima definirani relacijama:

$$G_B \equiv \frac{N_{AB} w'_b}{D_{nB}} \quad (8.23)$$

$$G_E \equiv \frac{N_{DE} w'_e}{D_{pE}}, \quad (8.24)$$

gdje je G_B **Gummelov broj baze**, a G_E **Gummelov broj emitera**. Pomoću Gummelovih brojeva efikasnost emitera se izražava u obliku:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{G_B}{G_E}}. \quad (8.25)$$

Da bi efikasnost emitera težila jedinici, Gummelov broj emitera mora biti mnogo veći od Gummelova broja baze. Gummelovi brojevi imaju dimenziju s cm^{-4} i u obliku (8.23) i (8.24) vrijede samo za homogeni emiter i bazu. Ako su emiter i baza nehomogeni, tada je $N_{DE} = N_{DE}(x)$ i $N_{AB} = N_{AB}(x)$. U tom slučaju Gummelovi brojevi izražavaju se u obliku:

$$G_B \equiv \int_{x_1}^{x_2} \frac{N_{AB}(x) dx}{D_{nB}} \quad (8.26)$$

$$G_E \equiv \int_{-x_3}^{-w_e} \frac{N_{DE}(x) dx}{D_{pE}}, \quad (8.27)$$

pri čemu su granice integrala jasne iz slike 8.6. Uvrsti li se $N_{AB} = \text{konst.}$ i $N_{DE} = \text{konst.}$, izravno se dobivaju oblici (8.23) i (8.24).

Fizikalno značenje Gummelovih brojeva jasno je iz sljedećeg razmatranja. Koncentracija većinskih nosilaca u bazi jednaka je praktički koncentraciji akceptora. Ako se difuzijska konstanta slobodnih elektrona u bazi D_{nB} zamijeni njezinom srednjom vrijednosti $\bar{D}_{nB}$, može se pisati ispred znaka integrala u relaciji (8.26), pa se za G_B dobiva:

$$G_B \equiv \frac{1}{\bar{D}_{nB}} \int_{x_1}^{x_2} N_{AB}(x) dx = \frac{1}{\bar{D}_{nB}} \int_{x_1}^{x_2} p_B(x) dx, \quad (8.28)$$

gdje je $p_B(x) = N_{AB}(x)$ koncentracija većinskih nosilaca u bazi. Pisanje difuzijske konstante slobodnih elektrona ispred znaka integrala kao srednje vrijednosti neće unijeti bitniju pogrešku u iznos G_B jer se $N_{AB}(x)$ između x_1 i x_2 mijenja za više redova veličina, dok je promjena D_{nB} mnogo manja. Ukupni naboj većinskih šupljina u bazi preračunat na jedinicu površine presjeka baze Q_B iznosi:

$$Q_B = q \int_{x_1}^{x_2} p_B(x) dx. \quad (8.29)$$

Relacije (8.28) i (8.29) daju vezu između Gummelova broja baze i naboja Q_B u obliku:

$$G_B = \frac{Q_B}{q \bar{D}_{nB}}. \quad (8.30)$$

Gummelov broj baze to je veći što je veći naboj većinskih nosilaca po jedinici površine baze. Slično je u emiteru koncentracija donora N_{DE} jednaka koncentraciji većinskih elektrona n_E pa je zbog $N_{DE}(x) = n_E(x)$ ukupan naboj elektrona preračunat na jedinicu površine presjeka Q_E jednak:

$$Q_E = q \int_{-x_3}^{-w_e} n_E(x) dx. \quad (8.31)$$

Relacija (8.27), uz relaciju (8.31) i zamjenu difuzijske konstante šupljina D_{pE} njezinim srednjim iznosom $\bar{D}_{pE}$, prelazi u:

$$G_E = \frac{Q_E}{q\bar{D}_{pE}}. \quad (8.32)$$

Gummelov broj emitera to je veći što je veći naboj većinskih nosilaca po jedinici površine emitera.

Relacije za Gummelove brojeve baze i emitera u obliku (8.23) i (8.24), (8.26) i (8.27), te (8.30) i (8.32) vrijede uz pretpostavke da emiter i baza nisu degenerirani i da ne postoji površinska rekombinacija. Kod realnih tranzistora to uvelike vrijedi za područje baze, ali ne i za područje emitera, jer su u njemu redovito prisutni jaki degenerativni efekti, a kod transparentnog emitera i utjecaj površinske rekombinacije. Zato će kasnije izrazi za Gummelov broj emitera biti modificirani.

Utjecaj površinske rekombinacije na efikasnost emitera. Ako je emiter transparentan, ali brzina rekombinacije na površini emitera ispod emitterskog kontakta nije neizmjenjiva, tada koncentracija injektiranih šupljina u emiter koje stignu do emitterskog kontakta mora biti veća od ravnotežne i prema slici 8.7. iznosi p_{Ew} .

Brzina površinske rekombinacije prema relaciji (3.129), uz pretpostavke navedene u odjeljku 3.8.5., iznosi:

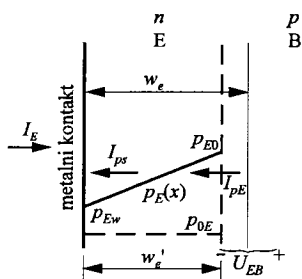
$$\hat{U}_{SS} = s(p_{Ew} - p_{0E}), \quad (8.33)$$

gdje je s karakteristična brzina površinske rekombinacije u cm s^{-1} , dok je $\hat{U}_{SS}$ izražen u $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Postojanje rekombinacije šupljina na emitterskom kontaktu s elektronima iz metala pretpostavlja protjecanje šupljinske struje I_{ps} prema slici 8.7. Ta je struja određena umnoškom naboja šupljina q , presjeka strukture S i brzine površinske rekombinacije $\hat{U}_{SS}$:

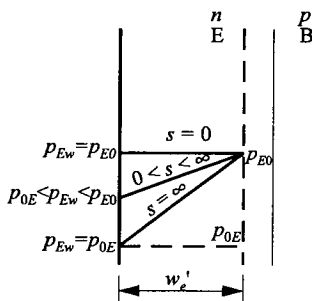
$$I_{ps} = -qS\hat{U}_{SS} = -qSs(p_{Ew} - p_{0E}). \quad (8.34)$$

Struja I_{ps} ima negativan predznak jer teče iz emitera prema vanjskom priključku, kao i struja I_{pE} . Zbog zanemarive rekombinacije u volumenu emitera mora prema slici 8.7. biti ispunjen uvjet:

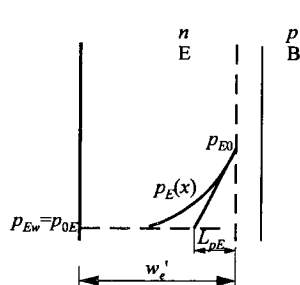
$$I_{ps} = I_{pE}. \quad (8.35)$$



Slika 8.7. Raspodjela koncentracije injektiranih manjinskih šupljina u transparentnom emiteru uz konačnu brzinu rekombinacije na emitterskom kontaktu



Slika 8.8. Raspodjela koncentracije šupljina u transparentnom emiteru za tri različita iznosa površinske rekombinacije



Slika 8.9. Raspodjela koncentracije šupljina u netransparentnom emiteru (\$w'_e > L_{pE}\$)

Kako je I_{pE} difuzijska struja šupljina, njezin je iznos određen gradijentom koncentracije šupljina u emiteru pa je:

$$I_{pE} = -qSD_{pE} \frac{p_{E0} - p_{Ew}}{w'_e} . \quad (8.36)$$

Uvrštenjem relacija (8.34) i (8.36) u (8.35) dobiva se iznos koncentracije šupljina na emitterskom kontaktu u obliku:

$$p_{Ew} = \frac{\frac{D_{pE}}{w'_e} p_{E0} + sp_{0E}}{\frac{D_{pE}}{w'_e} + s} . \quad (8.37)$$

Kada je brzina površinske rekombinacije neizmjerljivo velika ($s = \infty$), ta relacija daje $p_{Ew} = p_{0E}$ i tada je raspodjela koncentracije šupljina u emiteru ista kao na slici 8.6. Ako na emitterskom kontaktu nema rekombinacije, tada je $s = 0$ i $p_{Ew} = p_{E0}$ i kroz emiter koncentracija šupljina ima konstantan iznos p_{E0} . Konstantni iznos koncentracije primjesa u emiteru u tom je slučaju prirodna posljedica pretpostavke o nepostojanju pojava rekombinacije u volumenu emitera i na njegovoj površini. Raspodjela koncentracije šupljina u emiteru za slučajeve $s = 0$, $0 < s < \infty$ i $s = \infty$ prikazana je na slici 8.8.

Struja šupljina emitera I_{pE} može se odrediti uvrštenjem relacije (8.37) u relaciju (8.36). Rezultat je:

$$I_{pE} = I_{ps} = -qS \frac{p_{E0} - p_{0E}}{\frac{w'_e}{D_{pE}} + \frac{1}{s}} . \quad (8.38)$$

Pomoću relacija (8.6), (8.18) i (8.38) dobiva se efikasnost emitera u obliku:

$$\gamma \equiv \frac{1}{1 + \frac{G_B}{G_E}}, \quad (8.39)$$

gdje su G_B i G_E Gummelovi brojevi baze i emitera, pri čemu je G_B određen izrazom (8.23), a G_E je:

$$G_E = \left(\frac{1}{s} + \frac{w'_e}{D_{pE}} \right) N_{DE}. \quad (8.40)$$

Pri izvodu relacija (8.39) i (8.40) primijenjen je zakon termodinamičke ravnoteže, koji u bazi glasi $n_{0B} N_{AB} = n_i^2$, a u emiteru $p_{0E} N_{DE} = n_i^2$. Za razliku od Gummelova broja emitera prema relaciji (8.24), ovdje je Gummelov broj emitera po iznosu veći zbog doprinosa konačne površinske rekombinacije iznosu Gummelova broja. Relacija (8.40) može se pisati u obliku:

$$G_E = \frac{N_{DE}}{s} + \frac{w'_e N_{DE}}{D_{pE}} = G_{ES} + G_{EV}, \quad (8.41)$$

gdje je:

$$G_{ES} = \frac{N_{DE}}{s} \quad (8.42)$$

površinski dio Gummelova broja emitera, a:

$$G_{EV} = \frac{w'_e N_{DE}}{D_{pE}} \quad (8.43)$$

volumni dio Gummelova broja emitera. Kada $s \rightarrow \infty$, tada $G_{ES} \rightarrow 0$ i $G_E \rightarrow G_{EV}$.

Prema relacijama (8.39) i (8.41) smanjivanjem brzine površinske rekombinacije na emitterskom kontaktu povećava se Gummelov broj emitera, a time i njegova efikasnost. Tranzistor s transparentnim emiterom bit će to bolji što je rekombinacija na površini emitera manja.

Ako je baza transparentna, a emiter širok, tada stanje rekombinacije na emitterskom kontaktu ne utječe na struju šupljina emitera jer prema slici 8.9. praktički sve injektirane šupljine rekombiniraju s elektronima prije nego stignu do emitterskog kontakta. U tom je slučaju struja šupljina emitera određena gradijentom koncentracije šupljina u emiteru na mjestu $x = -x_3$ (v. slike 8.6. i 8.9) i ima iznos:

$$I_{pE} = -qSD_{pE} \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=-x_3} = -qSD_{pE} \frac{p_{E0} - p_{0E}}{L_{pE}}, \quad (8.44)$$

gdje je L_{pE} difuzijska dužina šupljina u emiteru. Pomoću relacija (8.18), (8.6) i (8.44) nakon kraćeg računanja dobiva se:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{pE}}{D_{nB}} \cdot \frac{w'_b}{L_{pE}} \cdot \frac{N_{AB}}{N_{DE}}}, \quad (8.45)$$

pri čemu su značenja simbola otprije poznata.

Gornji se izraz razlikuje od izraza (8.22) samo po tome što je efektivna širina emitera zamijenjena difuzijskom dužinom šupljina u emiteru. Što je rekombinacija šupljina u neutralnom volumenu emitera manja, difuzijska dužina šupljina je veća i efikasnost emitera bliža je jedinici. Općenito se može reći da je efikasnost emitera to bliža jedinici što je ukupna rekombinacija u volumenu i na površini emitera manja. Isto se odnosi i na rekombinaciju u osiromašenom području oko pn -spoja emiter-baza, jer prema točnom izrazu za γ njegov iznos opada pri pojavi struje I_{rE} . Smanjivanjem **svih** rekombinacijskih procesa u emiteru (na površini, u volumenu i u osiromašenom emitterskom području) povećava se efikasnost emitera.

8.5.2. Bazni transportni faktor

Uz pretpostavku da je baza transparentna, rekombinacija slobodnih nosilaca injektiranih iz emitera u bazu bit će neznatna, ali ne i nula. Struja elektrona I_{nC} na izlazu iz baze bit će manja od struje elektrona I_{nE} na ulazu u bazu za iznos rekombinacijske struje baze I_{rB} koja teče iz vanjskog kruga da bi nadoknadila naboj šupljina izgubljen rekombinacijom s elektronima. Ta struja iznosi:

$$I_{rB} = I_{nE} - I_{nC}. \quad (8.46)$$

Iz relacije za bazni transportni faktor (8.7) i gornje relacije proizlazi:

$$\beta^* = 1 - \frac{I_{rB}}{I_{nE}}. \quad (8.47)$$

Struja I_{rB} jednaka je omjeru ekscesnog naboja slobodnih elektrona u bazi Q_{nB} i njihova vremena života τ_{nB} :

$$-I_{rB} = \frac{Q_{nB}}{\tau_{nB}}. \quad (8.48)$$

Ekscesni naboj elektrona u bazi prema slici 8.6. iznosi:

$$Q_{nB} = \frac{1}{2} q S w'_b (n_{B0} - n_{Bw}). \quad (8.49)$$

Iz relacija (8.18), (8.47), (8.48) i (8.49) proizlazi:

$$\beta^* = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w'_b}{L_{nB}} \right)^2, \quad (8.50)$$

gdje je:

$$L_{nB} = \sqrt{D_{nB} \tau_{nB}} \quad (8.51)$$

difuzijska dužina slobodnih elektrona u bazi.

Bazni transportni faktor određen je isključivo omjerom efektivne širine baze i difuzijske dužine manjinskih nosilaca u bazi. Što je baza s obzirom na difuzijsku dužinu manjinskih nosilaca uža, manja je i vjerojatnost rekombinacije injektiranih elektrona, a time je i bazni transportni faktor bliži jedinici. Kod realnih tranzistora tehnološke i geometrijske veličine su takve da je i efikasnost emitera i bazni transportni faktor vrlo blizak jedinici pa je istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze tek malo manji od jedinice.

Ako baza nije transparentna⁶, tada se rješavanjem difuzijske jednadžbe za slobodne elektrone u bazi dobiva u općem slučaju

$$\beta^* = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{w'_b}{L_{nB}}}, \quad (8.52)$$

gdje je **ch** oznaka hiperboličnog kosinusa. Kada je $w'_b \ll L_{nB}$, razvojem u red potencija dobiva se relacija (8.50).

8.5.3. Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze

Množenjem izraza za γ i β^* dobiva se izraz za α u obliku:

$$\alpha = \gamma \beta^* = \left[\left(1 + \frac{G_B}{G_E} \right) \operatorname{ch} \frac{w'_b}{L_{nB}} \right]^{-1}. \quad (8.53)$$

Kod realnih tranzistora redovito je $G_B \ll G_E$ i $w'_b \ll L_{nB}$, pa praktički uvijek vrijedi relacija:

$$\alpha \cong \left(1 - \frac{G_B}{G_E} \right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w'_b}{L_{nB}} \right)^2 \right]. \quad (8.54)$$

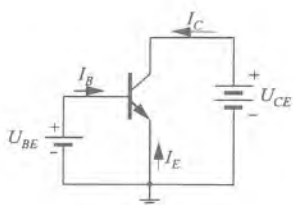
Da bi α tranzistora težio jedinici, potrebna je što uža efektivna baza s obzirom na difuzijsku dužinu manjinskih nosilaca u bazi, te što manji omjer Gummelovih brojeva baze i emitera.

⁶ Ovaj slučaj postoji kod nekih posebnih tipova integriranih tranzistora *pnp*-tipa, kao što su lateralni tranzistori i supstratni tranzistori. O tome više u [8.12].

Zahtjev za što manjim omjerom Gummelovih brojeva svodi se na zahtjev da baza bude što manje vodljiva od emitera.

8.6. Istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera

Prethodna analiza pokazuje da je strujno pojačanje tranzistora u spoju zajedničke baze uvijek manje od jedinice pa je izlazna kolektorska struja uvijek barem malo manja od ulazne emitorske struje. To međutim ne znači da se s tranzistorom ne može osigurati znatno strujno pojačanje. Ako je struja kolektora tek neznatno manja od struje emitera, tada struja baze u skladu s relacijom (8.4) mora biti mnogo manja od struje kolektora. Drugim riječima, omjer struje kolektora i struje baze mnogo je veći od jedinice i postoji znatno strujno pojačanje ako se kao ulazna elektroda koristi baza, a kao izlazna kolektor. Emiter u tom slučaju mora biti uzemljen, i to je spoj zajedničkog emitera (engl. *common-emitter configuration*). Taj spoj je prikazan na slici 8.10. Napon $U_{BE} > 0$ propusno polarizira spoj baza-emiter, a napon $U_{CE} > 0$ nepropusno će polarizirati spoj baza-kolektor ako je veći od U_{BE} ($U_{CE} > U_{BE}$). U tom slučaju tranzistor radi u normalnom aktivnom području. Ako bi se upotrijebio *pnp*-tranzistor, polariteti napona bili bi suprotni polaritetima na slici 8.10.



Slika 8.10. Tranzistor u spoju zajedničkog emitera, u normalnom aktivnom području ($U_{CE} > U_{BE}$)

Odnos izlazne kolektorske struje i ulazne bazne struje određen je strujnim jednadžbama (8.8) i (8.4) jer one općenito vrijede neovisno o konfiguraciji u kojoj tranzistor radi. Jednadžba (8.4) iskazuje tvrdnju da je zbroj struja koje teku u tranzistor jednak nuli, dok jednadžba (8.8) daje odnos struje kolektora i struje emitera u normalnom aktivnom području. Eliminiranjem struje emitera iz jednadžbi (8.4) i (8.8) dobiva se odnos kolektorske i bazne struje u obliku:

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{I_{CB0}}{1-\alpha} \quad (8.55)$$

Pomoću oznaka:

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}; \quad I_{CE0} = \frac{I_{CB0}}{1-\alpha} = (1+\beta)I_{CB0} \quad (8.56)$$

relacija (8.55) prelazi u:

$$I_C = \beta I_B + I_{CE0} \quad (8.57)$$

Veličina β zove se **istosmjerni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera** (engl. *common-emitter current gain*). Veličina I_{CE0} u relaciji (8.57), koja je $1 + \beta$ puta veća

od I_{CB0} , je kolektorska struja koja teče uz prekinut krug baze ($I_B=0$). Ta je struja redovito mnogo manja od I_B . Iz strukture relacije za β jasno je vidljivo zašto se α nastoji što je moguće više približiti jedinici. Ako je $\alpha = 0,98$, tada je $\beta = 49$. Za $\alpha = 0,99$ dobiva se $\beta = 99$. Poraste li α na $0,995$, tada β poraste na 199 . U neposrednoj blizini iznosa $\alpha \approx 1$, β asimptotski teži prema neizmjennoj vrijednosti. Međutim, to je samo hipotetski slučaj. Iz velikog utjecaja vrlo malih prirasta faktora α na prirast β proizlazi zaključak zašto se γ i β^* nastoji što više približiti jedinici iako je to bez ikakvog značenja za iznos faktora α . U spoju zajedničke baze, uz zanemarenje struje I_{CB0} , emitorska struja od 1 mA generirat će kolektorsku struju od $0,99 \text{ mA}$ ako je $\alpha = 0,99$. Ako α poraste na iznos $0,995$, kolektorska struja poraste na $0,995 \text{ mA}$, što je prirast od samo $0,5 \%$. Ako isti tranzistor radi u spoju zajedničkog emitera s baznom strujom od $10 \text{ }\mu\text{A}$, kolektorska će struja uz $\alpha = 0,99$ (odnosno $\beta = 99$) iznositi $990 \text{ }\mu\text{A}$. Poveća li se α na $0,995$ (odnosno β na 199), kolektorska struja će porasti na $1,99 \text{ mA}$, što je prirast od čak 101% !

Faktor β može se, osim iz poznatog iznosa faktora α odrediti i mjerenjem struja tranzistora ako se relacija (8.57) piše u obliku:

$$\beta = \frac{I_C - I_{CE0}}{I_B} \quad (8.58)$$

Ako je u spoju na slici 8.10. napon U_{CE} jednak naponu U_{BE} , nestaje nepropusne polarizacije spoja baza-kolektor pa je I_{CB0} , a time i I_{CE0} jednak nuli. U tom je slučaju:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \quad (8.59)$$

U većine realnih tranzistora, posebno u sklopovima najviših stupnjeva integracije, baza je izuzetno transparentna s vrlo malim volumenom aktivnog dijela baze, tako da je intenzitet svih rekombinacijskih procesa u bazi izuzetno nizak pa je bazni transportni faktor praktički jednak jedinici. Efikasnost emitera ipak je nešto ispod jedinice zbog većeg efektivnog volumena emitera i većeg intenziteta rekombinacijskih procesa u volumenu i na površini emitera. Zato je $\alpha \approx \gamma$, pa je:

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{\gamma}{1-\gamma} = \frac{I_{nE}}{I_{pE}} = \frac{G_E}{G_B}, \quad (8.60)$$

pri čemu je primijenjena relacija (8.25). Ako su i emiter i baza transparentni i homogeno dopirani, tada se uz primjenu relacija (8.23) i (8.40) izraz za β može pisati u obliku:

$$\beta = \left(\frac{1}{s} + \frac{w'_e}{D_{pE}} \right) \frac{D_{nB}}{w'_b} \cdot \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \quad (8.61)$$

Većem iznosu faktora β pogoduje manji iznos intenziteta površinske rekombinacije i veći iznos omjera donorske koncentracije u emiteru N_{DE} i akceptorske koncentracije u bazi N_{AB} .

Relacija (8.61) daje korektne iznose faktora β samo kada su emiter i baza nedege-nerirani. Ako je npr. $s = 3 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$, $D_{nB} = 6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $D_{pE} = 4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $w'_e = 0,3 \text{ }\mu\text{m}$,

$w'_b = 0,4 \mu\text{m}$, tada je uz $N_{DE} = 100 N_{AB} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u skladu s relacijom (8.61), faktor β jednak 162, što je realna vrijednost. Međutim, ako uz ostale veličine nepromijenjene (što nije sasvim točno, ali bitnije ne utječe na rezultat), odaberemo $N_{DE} = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ i $N_{AB} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, tada relacija (8.61) daje iznos $\beta = 81225$, što je znatno iznad iznosa koji se u realnom tranzistoru postiže. Do znatnog odstupanja dobivenog iznosa od stvarnog dolazi zato što relacija (8.61) ne uračunava jak utjecaj degenerativnih efekata u emiteru pri koncentracijama donora iznad 10^{17} cm^{-3} na iznos faktora injekcije. Taj će se utjecaj detaljnije razmotriti kasnije.

8.7. Tranzistor s transparentnom bazom i proizvoljnim profilom primjese u bazi

Dalji uvid u fizikalna svojstva bipolarnog tranzistora dobiva se razmatranjem općeg slučaja tranzistora s proizvoljnim profilom primjese u bazi. U tom, općem slučaju, nije moguće egzaktno analitičko rješenje diferencijalnih jednadžbi koje opisuju transport manjinskih nosilaca kroz bazu. Međutim, ako se zanemare pojave rekombinacije u neutralnoj bazi, moguće je vrlo jednostavno analitičko rješenje transportne jednadžbe za manjinske nosioce u bazi. Pretpostavka o zanemarivosti pojave rekombinacije u bazi ekvivalentna je pretpostavci o konstantnom iznosu struje manjinskih nosilaca kroz bazu⁷, što kod realnih modernih tranzistora ne utječe na točnost tako dobivenog rezultata.

U daljoj analizi odustat ćemo od pretpostavke da tranzistor radi u normalnom aktivnom području pa ćemo razmatrati opći slučaj koji vrijedi za svaku kombinaciju polariteta napona pn -spojeva emiter-baza i kolektor-baza. Ta će pretpostavka pomoći u definiranju i opisivanju područja rada tranzistora.

Neovisno o polaritetima napona na emitterskom i kolektorskom spoju kroz bazu teče zanemarivo mala struja većinskih nosilaca jer njih u bazu injektiraju u općem slučaju emiter i kolektor, a ti isti nosioci su u njima slabo zastupljeni jer su oni tu manjinski nosioci. Zato je šupljinska struja koja teče kroz bazu na relaciji emiter kolektor (ili obrnuto) praktički jednaka nuli s obzirom na elektronsku pa se transportna jednadžba šupljina (3.84) može pisati u obliku:

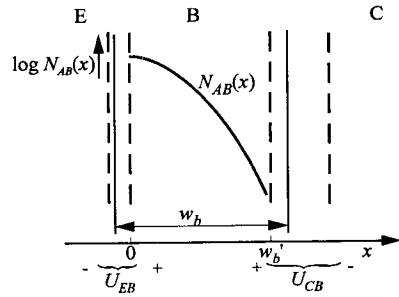
$$J_p = q p \mu_{pB} F - q D_{pB} \frac{dp}{dx} = 0, \quad (8.62)$$

odakle proizlazi izraz za jakost električnog polja u bazi u ovisnosti o koncentraciji većinskih nosilaca (šupljina) i o njihovu gradijentu koncentracije:

$$F = \frac{U_T}{p} \cdot \frac{dp}{dx}. \quad (8.63)$$

U opisanim uvjetima u bazi postoji elektronska struja koja nastaje kao posljedica injekcije slobodnih elektrona bilo iz emitera bilo iz kolektora u bazu, ovisno o polaritetima napona

⁷ Razmatramo jednodimenzionalni slučaj.



Slika 8.11. Uz rješenje transportne jednadžbe za slobodne elektrone u bazi npn -tranzistora uz proizvoljan profil primjese akceptorskog tipa $N_{AB}(x)$

na emitorskom i kolektorskom spoju. Jedino kod nepropusne polarizacije oba pn -spoja te struje nema. Elektronska struja koja teče kroz bazu od emitera prema kolektoru ili u suprotnom smjeru određena je transportnom jednadžbom (3.83) za elektrone:

$$J_n = qn\mu_{nB}E + qD_{nB}\frac{dn}{dx} \equiv \text{konst} \quad (8.64)$$

Uvrštenjem izraza (8.63) za jakost električnog polja u bazi, uz primjenu Einsteinove relacije za odnos difuzijske dužine i pokretljivosti, gornja transportna jednadžba prelazi u:

$$J_n = \frac{qD_{nB}}{p} \left(n \frac{dp}{dx} + p \frac{dn}{dx} \right) = \frac{qD_{nB}}{p} \cdot \frac{d(pn)}{dx} \quad (8.65)$$

Ta se jednadžba zbog pretpostavke da je J_n konstantan može integrirati kroz bazu prema slici 8.11. u granicama od $x = 0$ do $x = w'_b$, gdje je w'_b efektivna širina baze definirana slikom 8.6. Dobiva se:

$$J_n \int_0^{w'_b} \frac{p dx}{qD_{nB}} = \int_0^{w'_b} d(pn) = p(w'_b) n(w'_b) - p(0) n(0). \quad (8.66)$$

U skladu s relacijom (5.217) dobiva se:

$$p(w'_b) n(w'_b) = n_i^2 \exp \frac{-U_{CB}}{U_T}, \quad (8.67)$$

$$p(0) n(0) = n_i^2 \exp \frac{-U_{EB}}{U_T}. \quad (8.68)$$

Relacije (8.66)...(8.68) daju za gustoću elektronske struje kroz bazu izraz:

$$J_n = \frac{qn_i^2 \left[\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \right]}{\int_0^{w_b} \frac{p \, dx}{D_{nB}}}. \quad (8.69)$$

Ta relacija pokazuje da je transport manjinskih nosilaca kroz bazu određen u biti integralom koncentracije većinskih nosilaca u njoj. Ta je relacija poznata kao **Moll-Rossova relacija** [8.22] i redovito se primjenjuje u opisu rada tranzistora u četiri moguća područja rada.

U uvjetima rada u režimu niske injekcije koncentracija većinskih nosilaca u bazi približno je jednaka koncentraciji primjesa pa je $p \approx N_{AB}$. U tom je slučaju:

$$\int_0^{w_b} \frac{p \, dx}{D_{nB}} \approx \int_0^{w_b} \frac{N_{AB}(x) \, dx}{D_{nB}} \equiv G_B, \quad (8.70)$$

gdje je G_B već prije uvedeni Gummelov broj baze dan relacijom (8.26). Uz pomoć Gummel-ova broja baze relacija (8.69) prelazi u:

$$J_n = \frac{qn_i^2}{G_B} \left[\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \right]. \quad (8.71)$$

Veličina

$$\frac{qn_i^2}{G_B} = J_0 \quad (8.72)$$

ima dimenziju gustoće struje. Pomoću nje relacija (8.71) dobiva konačan oblik:

$$J_n = J_0 \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \right). \quad (8.73)$$

Tu relaciju primjenjujemo između ostalog za definiranje područja rada tranzistora i za određivanje Gummelova broja baze, odnosno integralnog naboja većinskih nosilaca u bazi koji je u režimu niske injekcije jednak integralnom baznom dopiranjju.

8.8. Područja rada tranzistora

Prema slici 8.5. za rad tranzistora potrebno je na emitterski i na kolektorski spoj dovesti odgovarajući istosmjerni napon U_{EB} , odnosno U_{CB} . U općem slučaju svaki od tih napona može polarizirati pripadni pn -spoj bilo propusno, bilo nepropusno pa su moguće četiri kombinacije polariteta napona na pn -spojevima. Svaka kombinacija znači posebno područje rada tranzistora pa tranzistor ima četiri moguća područja rada. Navodimo svako od njih.

8.8.1. Normalno aktivno područje (engl. forward-active region)

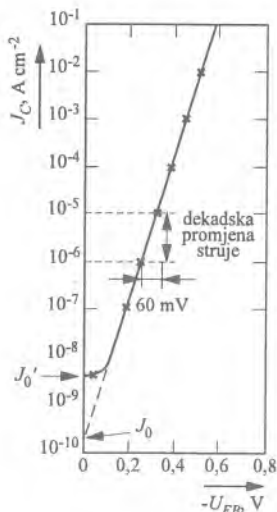
To je područje rada definirano uvjetom da je spoj emiter-baza polariziran propusno, a spoj kolektor-baza nepropusno. Kod nnp -tranzistora to znači da je $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} > 0$ (slika 8.5). Kod pnp -tranzistora polariteti su obrnuti. Moll-Rossova relacija u tom slučaju, uz pretpostavku da je U_{CB} bar nekoliko puta veći od U_T , glasi:

$$J_n \equiv -J_0 \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} . \quad (8.74)$$

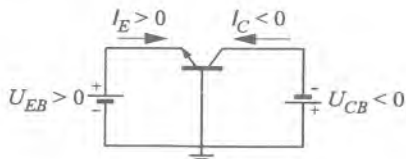
Negativan predznak pokazuje da struja teče iz baze prema emiteru, što znači da se slobodni elektroni kroz bazu gibaju u suprotnom smjeru. Ako se relacija (8.74) usporedi s prije izvedenom relacijom (8.18) za elektronsku struju emitera u normalnom aktivnom području, lako se može dokazati da su te dvije relacije u specijalnom slučaju uniformno dopirane baze identične. Međutim, relacija (8.74) je univerzalna jer vrijedi za svaki profil primjese u bazi tranzistora. Ona pokazuje da eksponencijalni karakter elektronske struje koja teče bazom od emitera prema kolektoru ne ovisi o profilu primjese u bazi. Kako je pretpostavljena transparentna baza, struja J_n istodobno je i kolektorska struja, samo je treba uzeti s pozitivnim predznakom jer je struja kolektora zbog polariteta napona $U_{CB} > 0$ pozitivna, odnosno doista teče u tranzistor, za razliku od struje emitera koja teče iz tranzistora. Dakle, vrijedi približno:

$$J_C \equiv -J_E = J_0 \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} . \quad (8.75)$$

Kod realnih nnp -tranzistora kolektorska struja u najvećem dijelu normalnog aktivnog područja doista se mijenja prema gornjoj relaciji. Jedna takva ovisnost za realni nnp -integrirani tranzistor na sobnoj temperaturi prikazana je na slici 8.12. Iz teorijske relacije (8.75) može se izračunati da se pri porastu napona za 60 mV struja kolektora poveća deset puta, što odgovara realnoj vrijednosti. Do odstupanja od eksponencijalne ovisnosti (8.75) dolazi kod malih iznosa J_C pa za $U_{EB} = 0$ nije $J_C = J_0$, već ima viši iznos J_0' . Do odstupanja dolazi i kod relativno visokih gustoća kolektorske struje, no to na slici nije prikazano. Podrobnije objašnjenje fizikalne pozadine tih odstupanja već je prije dano u odjeljku 6.2.2. pa se ovdje neće ponovo tome obraćati pažnja. Ekstrapoliranjem eksponencijalnog dijela karakteristike do presjeka s ordinatom dobiva se hipotetska gustoća struje kolektora $J_C = J_0$ pri naponu $U_{EB} = 0$. Iz poznatog iznosa J_0 može se pomoću relacije (8.72) odrediti Gummelov broj baze, a pomoću relacije (8.30) integralni naboj Q_B većinskih nosilaca u bazi. Dobivaju se relacije:



Slika 8.12. Ovisnost gustoće kolektorske struje J_C o naponu emitorskog spoja u normalnom aktivnom području. Križići označavaju eksperimentalne rezultate, a puna crta teorijsku relaciju (8.75)



Slika 8.13. Inverzno aktivno područje rada npn-tranzistora

$$Q_B = \frac{q^2 n_i^2 \bar{D}_{nB}}{J_0}, \quad (8.76)$$

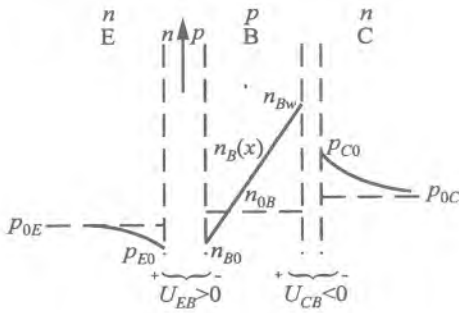
$$\int_0^{w_B'} N_{AB}(x) dx = \frac{Q_B}{q} = \frac{qn_i^2 \bar{D}_{nB}}{J_0}. \quad (8.77)$$

Relaciju (8.77) prvi je primijenio H.K. Gummel [8.23] za određivanje broja atoma primjesa po jedinici površine baze. Integral na lijevoj strani relacije (8.77) ponekad se također zove **Gummelov broj baze**. Međutim, Gummelov broj baze egzaktnije je definiran relacijom (8.26), i ta će se relacija dalje koristiti za definiranje toga parametra. Prema relaciji (8.75) pri zadanom iznosu napona U_{EB} struja kolektora to je veća što je veća struja J_0 . Prema relaciji (8.77) veća struja J_0 znači manju koncentraciju akceptora u bazi. Međutim, ta se koncentracija ne smije previše smanjivati jer se time snižava i iznos napona U_{EB} kod kojega dolazi do rada u režimu visoke injekcije, čime se degradiraju tranzistorske karakteristike⁸.

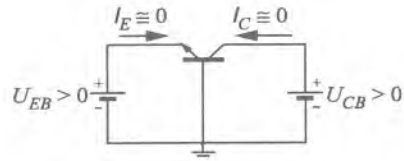
8.8.2. Inverzno aktivno područje (engl. reverse-active region)

To se područje rada dobiva ako u spoju na slici 8.5. emiter i kolektor zamijene mjesta. Tada je kolektorski spoj polariziran propusno ($U_{CB} < 0$), a emitterski nepropusno ($U_{EB} > 0$) prema slici 8.13. Propusno polarizirani kolektor injektira slobodne elektrone u bazu, dok ih nepropusno polarizirani emiter kolektira i odvodi. Transportna elektronska struja kroz bazu prema relaciji (8.73) sada iznosi:

⁸ Više o režimu visoke injekcije vidi u odjeljku 3.8.1.



Slika 8.14. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru npn-tranzistora u inverznom aktivnom području



Slika 8.15. Zaporno područje rada npn-tranzistora. Oba pn-spoja polarizirana su nepropusno

$$J_n \approx J_0 \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} = J_E = -J_C . \quad (8.78)$$

Raspodjela koncentracije slobodnih elektrona u bazi i šupljina u emiteru i kolektoru prikazana je u ovom slučaju slikom 8.14. Rubne koncentracije manjinskih nosilaca lako se dobivaju primjenom Boltzmannovih relacija (8.14)...(8.17) uz odgovarajuće polaritete napona U_{EB} i U_{CB} .

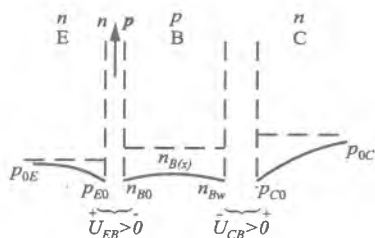
Kada bi tranzistor bio simetričan, tj. kada bi geometrijske konfiguracije emitera i kolektora bile identične, a koncentracije primjesa međusobno jednake, tada bi Gummelov broj kolektora bio jednak Gummelovu broju emitera, pri čemu bi se Gummelov broj kolektora definirao na isti način kao Gummelov broj emitera. Međutim, kolektor redovito ima osjetno niži iznos integralnog naboja većinskih nosilaca, što vodi na niži iznos istosmjernog faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze α_R . Pri tome se taj faktor definira omjerom emitterske i kolektorske struje uz polaritete napona prema slici 8.13. i 8.14. Tipičan iznos α_R je 0,5 do 0,8, što vodi na iznos faktora strujnog pojačanja u inverznom smjeru u spoju zajedničkog emitera β_R između 1 i 4, što je znatno ispod iznosa istog faktora u normalnom aktivnom području.

8.8.3. Zaporno područje (engl. cut-off region)

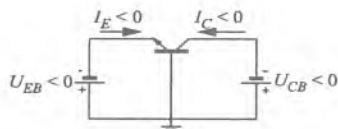
To je područje rada definirano nepropusnim polaritetom napona na oba pn-spoja (slika 8.15). Za npn-tranzistor to znači da je $U_{EB} > 0$ i $U_{CB} > 0$. U tom slučaju raspodjele manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru prikazane su na slici 8.16. Kada se u transportnu jednačbu elektrona (8.73) uvrsti $U_{EB} > 0$ i $U_{CB} > 0$, dobiva se:

$$J_n \approx J_C \approx -J_E \approx 0 . \quad (8.79)$$

U prvoj aproksimaciji kroz bazu tranzistora ne teče struja.



Slika 8.16. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru *nnp*-tranzistora u zapornom području



Slika 8.17. Tranzistor u području zasićenja. Oba *pn*-spoja polarizirana su propusno

8.8.4. Područje zasićenja (engl. saturation region)

Ovdje su oba *pn*-spoja polarizirana propusno, pa je kod *nnp*-tranzistora $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} < 0$ (slika 8.17). Oba *pn*-spoja injektiraju slobodne elektrone u bazu. U tom slučaju transportna struja elektrona kroz bazu iznosi:

$$J_n = J_0 \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \right). \quad (8.80)$$

Moguća su tri slučaja određena međusobnim odnosom napona na *pn*-spojevima.

a) $|U_{EB}| > |U_{CB}|$. Prema relaciji (8.80) emitorski je spoj jače propusno polariziran i injekcija iz emitera u bazu jača je od injekcije iz kolektora u bazu. Zato je $J_n < 0$, pa transportna struja elektrona kroz bazu teče od kolektora prema emiteru. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u pojedinim dijelovima tranzistora prikazana je na slici 8.18. Koncentracija slobodnih elektrona u bazi $n_B(x)$, koja se uz zanemarenje rekombinacije u bazi može aproksimirati zakonom pravca, može se raščlaniti na dvije koncentracije: n_1 i n_2 . Prva odgovara normalnom, druga inverznom aktivnom području. Koncentracija n_1 generira struju:

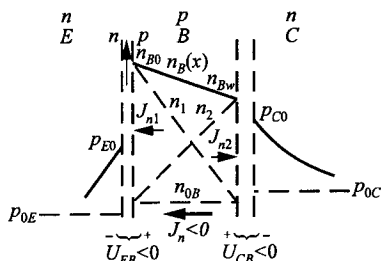
$$J_{n1} = -J_0 \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} < 0, \quad (8.81)$$

a koncentracija n_2 struju:

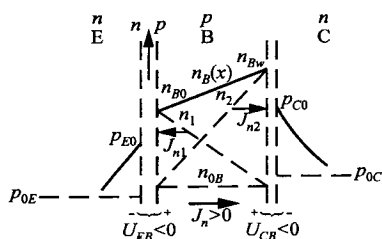
$$J_{n2} = J_0 \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} > 0. \quad (8.82)$$

Kako je $U_{EB} > U_{CB}$, bit će $-J_{n1} > J_{n2}$, pa rezultirajuća struja:

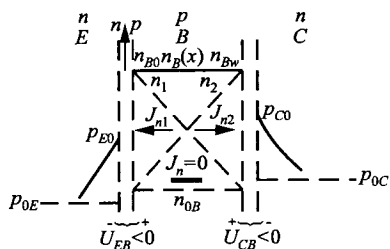
$$J_n = J_{n1} + J_{n2} < 0 \quad (8.83)$$



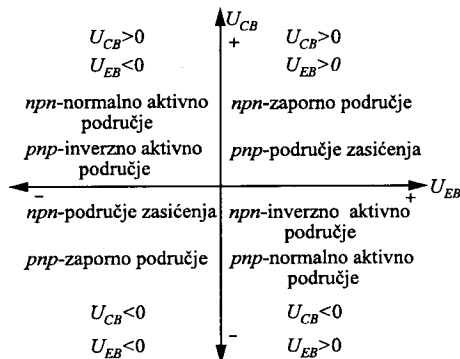
Slika 8.18. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru npn-tranzistora u području zasićenja, kada je $|U_{EB}| > |U_{CB}|$. Struja kroz bazu teče u smjeru od kolektora prema emiteru



Slika 8.19. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru npn-tranzistora u području zasićenja kada je $|U_{CB}| > |U_{EB}|$. Struja kroz bazu teče od emitera prema kolektoru



Slika 8.20. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca u emiteru, bazi i kolektoru kada je $U_{CB} = U_{EB}$. Struja kroz bazu jednaka je nuli



Slika 8.21. Definiranje područja rada tranzistora npn i pnp pomoću polariteta napona na pn-spojevima

ima negativan predznak i teče od kolektora prema emiteru.

b) $|U_{CB}| > |U_{EB}|$. U tom slučaju prevladava injekcija iz kolektora u bazu nad injekcijom u suprotnom smjeru, pa je $-J_{n1} < J_{n2}$ i J_n teče od emitera prema kolektoru ($J_n > 0$). Raspodjela slobodnih elektrona u bazi prikazana je na slici 8.19.

c) $U_{CB} = U_{EB}$. Injekcija iz emitera u bazu jednaka je injekciji iz kolektora u bazu pa je $-J_{n1} = J_{n2}$ i $J_n = 0$. Transport slobodnih elektrona kroz bazu praktički iščezava. Kasnije ćemo vidjeti, kod opisa područja zasićenja primjenom Ebers-Mollovih jednačbi, da zbog male, ali ipak konačne rekombinacije u bazi postoji mali provjes u $n_B(x)$ na slici 8.20., što uvjetuje vrlo malu, ali konačnu struju J_n .

Iz opisa tri slučaja odnosa napona U_{EB} i U_{CB} u zasićenju očito je da u tom području rada struje emitera i kolektora mogu biti pozitivne, negativne i jednake nuli.

Ako je to pnp-tranzistor, vrijede svi zaključci i odnosi opisani kod njega. Jedina je razlika u polaritetima napona i smjerovima struja za ista područja rada. Polariteti napona u pojedinim područjima rada za tranzistore npn i pnp dani su pregledno na slici 8.21.

8.9. Transportne jednadžbe degeneriranog emitera s proizvoljnim profilom primjesa

U nedegeneriranom poluvodiču vrijede klasične transportne jednadžbe (3.83) i (3.84). Pisane za emiter *nnpn*-tranzistora one glase:

$$J_n = qn\mu_{nE}F + qD_{nE} \frac{dn}{dx}, \quad (8.84)$$

$$J_p = qp\mu_{pE}F - qD_{pE} \frac{dp}{dx}. \quad (8.85)$$

Značenja oznaka jasna su otprije. Kod realnih *nnpn*-tranzistora u integriranim sklopovima emitera koncentracija donora N_{DE} veća je od 10^{17} cm^{-3} , što znači da su posvuda u emiteru prisutni degenerativni efekti. Najizraženiji su na površini emitera, gdje N_{DE} ima najviši iznos, dok idući prema bazi opadaju. Zato se pri analizi transporta nosilaca kroz emiter transportne jednadžbe moraju prilagoditi degeneriranom poluvodiču. To se postiže ovako. U ravnotežnim uvjetima gustoća šupljinske struje emitera jednaka je nuli i transportna jednadžba za šupljine daje izraz za jakost električnog polja u obliku:

$$F = \frac{D_{pE}}{\mu_{pE}} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx}. \quad (8.86)$$

Pretpostavi li se rad u režimu niske injekcije, tada je ravnotežna koncentracija šupljina u opisanim uvjetima određena koncentracijom donora N_{DE} i intrinzičnom koncentracijom n_i degeneriranog silicija:

$$p = \frac{n_i^2}{N_{DE}}. \quad (8.87)$$

Ovdje upotrebljavamo oznaku n_i za intrinzičnu koncentraciju umjesto oznake $n_{i,deg}$ koju smo primjenjivali u drugom poglavlju zato što razmatramo opći slučaj gdje dio emitera bliže površini može biti degeneriran, a da pri tome dio emitera bliže bazi bude bez degenerativnih efekata. Takav primjer je *nnpn*-tranzistor u **integriranoj injekcijskoj logičkoj ćeliji** (engl. *Integrated Injection Logic*, kraće I^2L) i **tranzistor s niskom emitterskom koncentracijom** (engl. *Low Emitter Concentration Transistor*, kraće LEC). U oba slučaja je dio emitera bliži bazi nedegeneriran, a dio emitera udaljeniji od baze ima visoku koncentraciju donora i izrazite degenerativne efekte.

U općem slučaju emiter nastaje difuzijom ili ionskom implantacijom, a u nekih struktura, kao što je integrirana injekcijska logika, epitaksijalnim rastom. Općenito je N_{DE} ovisno o x -u, pa je n_i zbog efekta suženja zabranjenog pojasa u uvjetima degeneracije također funkcija od x . Uvrštenjem (8.87) u (8.86) dobiva se:

$$F = \frac{D_{pE}}{\mu_{pE}} \left[\frac{2}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx} - \frac{1}{N_{DE}} \cdot \frac{dN_{DE}}{dx} \right] = \frac{D_{pE}}{\mu_{pE}} \cdot \frac{d}{dx} \left[\ln \frac{n_i^2}{N_{DE}} \right]. \quad (8.88)$$

U režimu niske injekcije neće doći do promjene jakosti električnog polja u emiteru s obzirom na ravnotežni slučaj, pa i dalje izraz (8.88) vrijedi za jakost polja. Uvrštenjem (8.88) u transportne jednadžbe dobiva se konačni oblik tih jednadžbi za neravnotežni slučaj degeneriranog emitera:

$$J_p = -qD_{pE} \frac{dp}{dx} + qD_{pE} p \frac{d}{dx} \left[\ln \frac{n_i^2}{N_{DE}} \right], \quad (8.89)$$

$$J_n = qD_{nE} \frac{dn}{dx} + qD_{pE} \frac{\mu_{nE}}{\mu_{pE}} n \frac{d}{dx} \left[\ln \frac{n_i^2}{N_{DE}} \right]. \quad (8.90)$$

Te transportne jednadžbe omogućavaju analizu svojstava tranzistora uz postojanje degenerativnih efekata u emiteru pri proizvoljnom profilu primjesa.

8.10. Teorija faktora strujnog pojačanja uz degenerirani emiter pri proizvoljnom profilu primjesa u emiteru i bazi [8.24],[8.12]

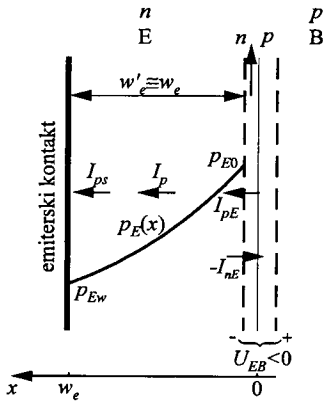
Kod realnih integriranih *nnp*-tranzistora baza je sasvim transparentna i praktički nedegenerirana pa je bazni transportni faktor praktički jednak jedinici. U tom je slučaju faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera prema relaciji (8.60) određen omjerom elektronske i šupljinske struje emitera. Pretpostavit ćemo najopćenitiji slučaj netransparentnog emitera širine w_e . Raspodjela manjinskih šupljina u emiteru predočena je slikom 8.22. Pri tome sve veličine imaju isto značenje kao na slici 8.7. Kako je emiter visokodopiran s obzirom na bazu i kako je *pn*-spoj emiter-baza propusno polariziran, zanemarit ćemo razliku efektivne i tehnološke širine emitera ($w_e \equiv w'_e$).

Struja šupljina na baznom rubu emitera je prema slici 8.22. jednaka I_{pE} , u emiteru I_p , dok u metalni emitterski kontakt teče struja šupljina I_{ps} . Ta je struja određena karakterističnom brzinom površinske rekombinacije s i eksczesnom koncentracijom šupljina na emitterskom kontaktu prema relaciji (8.34). Raspodjela koncentracije šupljina u emiteru kao funkcija od x određena je rješenjem transportne jednadžbe (8.89) za šupljine. Tu jednadžbu možemo pisati u obliku:

$$\frac{dp}{dx} + p \frac{d}{dx} \left[\ln \frac{N_{DE}}{n_i^2} \right] = - \frac{J_p}{qD_{pE}}. \quad (8.91)$$

Da bi se ta diferencijalna jednadžba riješila, treba poznavati J_p u ovisnosti o x -u. Ta ovisnost međutim nije poznata. No i bez nje je moguće rješenje gornje diferencijalne jednadžbe ako se nekim neovisnim postupkom modelira gustoća struje J_p u emiteru. Rješenjem gornje diferencijalne jednadžbe, uz rubne uvjete definirane slikom 8.22., relacijom (8.34), zakonom termodinamičke ravnoteže u obliku $N_{DE}(w_e)p_{Ew} = n_i^2$ i Boltzmannovom relacijom za p_{E0} , dobiva se izraz za gustoću struje šupljina J_{pE} koje su iz baze injektirane u emiter⁹:

⁹ Podrobniji izvod vidjeti u [8.12].



Slika 8.22. Raspodjela koncentracije injektiranih manjinskih šupljina u netransparentnom emiteru uz proizvoljni profil primjesa i konačnu brzinu rekombinacije na emitterskom kontaktu

$$J_{pE} = \frac{qn_{i0}^2 \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right)}{\frac{N_{DE}(w_e)}{s} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(w_e)} \right]^2 g(w_e) + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE}(x)}{D_{pE}(x)} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(x)} \right]^2 g(x) dx}, \quad (8.92)$$

gdje je:

$$g(x) = \frac{J_p}{J_{pE}}, \quad (8.93)$$

$$g(w_e) = \frac{J_{ps}}{J_{pE}}. \quad (8.94)$$

Veličina $g(x)$ je **težinska funkcija koncentracije primjesa** (engl. *weighting function for the doping concentration*) ili kraće **težinska funkcija**. Zbog pojave rekombinacije u emiteru struja J_p u njemu mora biti bar malo manja od J_{pE} , pa je $g(x)$ manji od jedinice. Kod transparentnog emitera rekombinacija je zanemariva pa je $g(x)$ za svaki x u emiteru praktički jednak jedinici. Težinska funkcija ne može se u općem slučaju odrediti u analitičkom obliku, već se mora modelirati. Sve ostale veličine u relaciji za J_{pE} mogu se relativno jednostavno odrediti. Intrinzična koncentracija $n_i(x)$ može se izračunati za zadani x pomoću relacije (2.172) ako se ta relacija prilagodi oznakama u ovom poglavlju u obliku:

$$n_i^2 = n_{i0}^2 \exp \frac{\Delta E_G}{kT}, \quad (8.95)$$

gdje je n_{i0} intrinzična koncentracija u nedegeneriranom siliciju ovisna samo o temperaturi, dok je n_i intrinzična koncentracija degeneriranog silicija. Ako nema degeneracije, tada je $\Delta E_G = 0$ i $n_i = n_{i0}$. Za računanje n_{i0} primjenjuje se relacija (2.49) ili, ako je temperatura sobna, iznos $n_{i0} = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Relacija (8.92) može se pisati u obliku:

$$J_{pE} = \frac{qn_{i0}^2}{G_E} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right), \quad (8.96)$$

gdje je G_E prije uvedeni Gummelov broj emitera određen izrazom:

$$G_E = \frac{N_{DE}(w_e)}{s} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(w_e)} \right]^2 g(w_e) + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE}(x)}{D_{pE}(x)} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(x)} \right]^2 g(x) dx. \quad (8.97)$$

Gummelov broj emitera u gornjem obliku vrijedi u općem slučaju emitera s proizvoljnom širinom emitera, uz proizvoljni profil primjese, s uračunatim degenerativnim efektima. Uključuje i volumnu i površinsku rekombinaciju.

Uvodimo oznake:

$$G_{ES} = \frac{N_{DE}(w_e)}{s} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(w_e)} \right]^2 g(w_e), \quad (8.98)$$

$$G_{EV} = \int_0^{w_e} \frac{N_{DE}(x)}{D_{pE}(x)} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(x)} \right]^2 g(x) dx, \quad (8.99)$$

pa se Gummelov broj emitera može pisati u obliku:

$$G_E = G_{ES} + G_{EV}. \quad (8.100)$$

Veličina G_{ES} je dio Gummelova broja emitera određen rekombinacijom na emitterskom kontaktu, dok je G_{EV} dio Gummelova broja emitera određen rekombinacijom u volumenu emitera.

Pri praktičnoj primjeni relacije (8.96) treba uzeti u obzir da je os x za šupljine u emiteru usmjerena od pn -spoja emiter-baza prema površini emitera, dok je pri određivanju $N_{DE}(x)$ ona usmjerena od površine emitera prema bazi. Zato pri uvrštavanju relacije za $N_{DE}(x)$ u izraze za Gummelov broj emitera treba $N_{DE}(x)$ prilagoditi koordinatnom sustavu na slici 8.22.

Gummelov broj baze određen je relacijom (8.70) jer su degenerativni efekti u bazi neznatni, dok rekombinacija na metalnom kontaktu baze ne utječe na Gummelov broj zbog udaljenosti toga kontakta od aktivnog dijela baze između n^+ -emitera i kolektora na slici 8.1.

Kako je baza praktički uvijek dosta vodljivija od kolektora, može se zanemariti razlika između efektivne i tehnološke širine baze pa Gummelov broj baze približno iznosi:

$$G_B = \int_0^{w_b} \frac{N_{AB}(x)}{D_{nB}(x)} dx. \quad (8.101)$$

Pri tome je os x u bazi definirana slikom 8.6.

Pomoću poznatih izraza za Gummelove brojeve emitera i baze moguće je odrediti izraz za faktor strujnog pojačanja spoja zajedničkog emitera:

$$\beta = \frac{G_E}{G_B} = \frac{\frac{N_{DE}(w_e)}{s} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(w_e)} \right]^2 g(w_e) + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE}(x)}{D_{pE}(x)} \left[\frac{n_{i0}}{n_i(x)} \right]^2 g(x) dx}{\int_0^{w_b} \frac{N_{AB}(x)}{D_{nB}(x)} dx} \quad (8.102)$$

Gornja relacija za β jedna je od osnovnih relacija moderne tranzistorske teorije. Ona obuhvaća utjecaj svih pojava u emiteru i na emitterskom kontaktu na iznos faktora strujnog pojačanja. Analizom gornjeg izraza može se uočiti da degeneracija u emiteru smanjuje iznos faktora strujnog pojačanja. Kad ta pojava ne bi bila prisutna, članovi $n_{i0}/n_i(w_e)$ i $n_{i0}/n_i(x)$ bili bi jednaki jedinici pa bi G_{ES} i G_{EV} imali veći iznos. Djelovanje degenerativnih efekata dovodi do prividnog smanjenja koncentracije donora u emiteru s iznosa $N_{DE}(x)$ na iznos:

$$N_{DE,ef}(x) = \left[\frac{n_{i0}}{n_i(x)} \right]^2 N_{DE}(x) < N_{DE}(x) \quad (8.103)$$

Veličinu $N_{DE,ef}$ zvat ćemo **efektivnom koncentracijom** donora u emiteru. Čim je N_{DE} veći, degeneracija je intenzivnija, omjer $n_{i0}/n_i(x)$ je manji i $N_{DE,ef}$ raste mnogo sporije nego N_D . Prema relaciji (8.61) dva puta većem N_{DE} odgovara dva puta veći β , što ne odgovara realnosti. Kada N_{DE} prijeđe iznos reda 10^{18} cm^{-3} , tada svako povećanje koncentracije donora daje mnogo slabiji rast β od rasta koji bi odgovarao relaciji (8.61). Razlog je u smanjenju $N_{DE,ef}$ s obzirom na N_{DE} .

U praktičnoj upotrebi relacije (8.102) valja krenuti od realnih profila primjese u emiteru i bazi. Također treba odrediti težinsku funkciju emitera $g(x)$, što općenito nije jednostavno i otežava praktičnu upotrebu relacije (8.102). Međutim, u nekim specijalnim slučajevima izraz (8.102) može se znatno pojednostavniti i dovesti u oblik primjenjiv u praksi.

Ovdje valja napomenuti da je relacija za faktor strujnog pojačanja β izvedena na bazi jednodimenzionalnog modela *n_pn*-tranzistora, što je svakako stanovito ograničenje u praktičnoj upotrebi te relacije. Ali, znatan dio modernih *n_pn*-tranzistora, posebno tranzistora u sklopovima visokog i vrlo visokog stupnja integracije, ima plitak emiter pa se gibanje nosilaca kroz emiter i bazu obavlja uglavnom u pravcu okomitom na površinu silicijeve pločice uz zanemarive lateralne efekte, što opravdava upotrebu jednodimenzionalnog modela.

8.10.1. Tranzistor s transparentnim emiterom

Tranzistor s transparentnim emiterom ima težinsku funkciju jednaku jedinici za svaki x pa relacija za β uz primjenu relacije (8.103) prelazi u:

$$\beta = \frac{\frac{N_{DE,ef}(w_e)}{s} + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE,ef}(x)}{D_{pE}(x)} dx}{\int_0^{w_b} \frac{N_{AB}(x)}{D_{nB}(x)} dx}. \quad (8.104)$$

Koliki je utjecaj degeneracije u emiteru na iznos faktora strujnog pojačanja pri transparentnom emiteru najlakše je procijeniti na tranzistoru s homogenim emiterom i homogenom bazom. Tada su sve veličine pod znakom integrala u relaciji (8.104) konstantne i za β vrijedi izraz:

$$\beta = \left(\frac{1}{s} + \frac{w_e}{D_{pE}} \right) \frac{D_{nB}}{w_b} \cdot \frac{N_{DE,ef}}{N_{AB}}. \quad (8.105)$$

Ta je relacija po strukturi posve identična relaciji (8.61). Pri tome je zanemarena razlika efektivne i tehnološke širine emitera i baze. Umjesto N_{DE} u relaciji (8.105) za razliku od relacije (8.61) dolazi $N_{DE,ef}$. Ako se primjenjuje relacija (8.103), dobiva se:

$$\beta = \beta_0 \left[\frac{n_{i0}}{n_i} \right]^2 < \beta_0, \quad (8.106)$$

gdje je β_0 iznos faktora β kada se zanemare efekti degeneracije. Primijeni li se relacija (8.95), tada gornji izraz prelazi u:

$$\beta = \beta_0 \exp \frac{-\Delta E_G}{kT}. \quad (8.107)$$

Gornje dvije relacije pokazuju da je $\beta < \beta_0$, jer degenerativni efekti »prigušuju« koncentraciju donora u bazi. Faktor β to je manji od faktora β_0 što je koncentracija donora u emiteru veća, jer je tada i suženje zabranjenog pojasa ΔE_G veće.

Da bismo ilustrirali red veličine utjecaja efekata degeneracije na iznos β , poslužimo se numeričkim primjerom iz dijela 8.6. Tamo je bilo $s = 3 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$, $D_{nB} = 6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $D_{pE} = 4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $w_e = 0,3 \text{ } \mu\text{m}$, $w_b = 0,4 \text{ } \mu\text{m}$, $N_{DE} = 100 N_{AB} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (zanemarena je razlika između efektivnih i tehnoloških širina emitera i baze), što u skladu s relacijom (8.61) daje $\beta = 162$, a to je realna vrijednost. U tom slučaju nema degenerativnih efekata pa je $\beta = \beta_0$. Ako se sada, uz ostale veličine nepromijenjene (što nije sasvim točno, ali bitnije ne utječe na rezultat), odabere $N_{DE} = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ i $N_{AB} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, tada relacija (8.61)

za nedegenerirani slučaj daje iznos $\beta_0 = 81225$, što je mnogo više od iznosa koji se doista dobiva u pretpostavljenom slučaju. Ako se umjesto točnog izraza (8.95) za intrinzičnu koncentraciju degeneriranog silicija upotrijebi približni izraz (2.175) koji vrijedi u okolini sobne temperature, tada treba prethodno pomoću Slotboom-De Graaffova izraza (2.167) odrediti ΔE_{G0} . Uz gore zadani iznos $N_{DE} = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dobiva se $\Delta E_{G0} = 153,6 \text{ meV}$. Uvrštavanjem toga iznosa u relaciju (2.175) dobiva se omjer $(n_{i0}/n_i)^2 = 2,15 \cdot 10^{-3}$, što daje efektivnu koncentraciju donora $N_{DE,ef} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Efektivna koncentracija donora u emiteru je dakle 465 puta manja od stvarne. Iz omjera n_{i0}/n_i i iznosa β_0 dobiva se stvarni β iznosa 175, što je znatno ispod iznosa $\beta_0 = 81255$. Iz razlike u iznosima β_0 i β očito se može zaključiti da degenerativni efekti u emiteru nisu efekti višeg reda već efekti nultog reda koji dominantno određuju svojstva tranzistora. Činjenica da se koncentracija donora od $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ manifestira kao efektivna koncentracija od samo 10^{18} cm^{-3} objašnjava činjenicu da porast koncentracije donora u emiteru kada se dođe u područje degeneracije slabo utječe na iznos faktora strujnog pojačanja.

8.10.2. Efektivna brzina emitterske rekombinacije

Primjenjujući relacije (8.97) i (8.103), moguće je Gummelov broj emitera pisati pomoću efektivne koncentracije donora:

$$G_E = \frac{N_{DE,ef}(w_e)}{s} g(w_e) + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE,ef}(x)}{D_{pE}(x)} g(x) dx. \quad (8.108)$$

Difuzijska konstanta šupljina $D_{pE}(x)$ može se izraziti pomoću difuzijske dužine šupljina $L_{pE}(x)$ i njihova vremena života $\tau_{pE}(x)$:

$$D_{pE}(x) = \frac{L_{pE}^2(x)}{\tau_{pE}(x)} = \frac{L_{pE}(x)}{\tau_{pE}(x)} L_{pE}(x) = s_{pE}(x) L_{pE}(x). \quad (8.109)$$

Pri tome je $s_{pE}(x)$ **brzina volumne rekombinacije** (engl. *bulk recombination velocity*) šupljina u emiteru:

$$s_{pE}(x) = \frac{L_{pE}(x)}{\tau_{pE}(x)} = \frac{D_{pE}(x)}{L_{pE}(x)} = \left[\frac{D_{pE}(x)}{\tau_{pE}(x)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8.110)$$

Gummelov broj emitera sada dobiva oblik:

$$G_E = \frac{N_{DE,ef}(w_e)}{s} g(w_e) + \int_0^{w_e} \frac{N_{DE,ef}(x)}{s_{pE}(x)} \cdot \frac{g(x)}{L_{pE}(x)} dx. \quad (8.111)$$

Za homogeni transparentni emiter je $g(x) = g(w_e) = 1$ pa se dobiva:

$$G_E = \left[\frac{1}{s} + \frac{w_e}{L_{pE}} \cdot \frac{1}{s_{pE}} \right] N_{DE,ef} = \frac{N_{DE,ef}}{s_{ef}}, \quad (8.112)$$

gdje je s_{ef} **efektivna brzina emitterske rekombinacije** koja uključuje i površinsku i volumnu rekombinaciju:

$$\frac{1}{s_{ef}} = \frac{1}{s} + \frac{w_e}{L_{pE}} \cdot \frac{1}{s_{pE}}. \quad (8.113)$$

Kada nema degenerativnih pojava u emiteru, relacija (8.112) izravno prelazi u relaciju (8.40).

8.10.3. *Tranzistor s netransparentnim emiterom*

Kada emiter nije transparentan, težinska funkcija $g(x)$ nije jednaka jedinici već se, idući od baze prema emitterskom kontaktu, smanjuje težeći nuli ili nekom konačnom iznosu manjem od jedinice zbog sve veće rekombinacije u volumenu emitera.

Kompjutorska simulacija pokazuje da $g(x)$ malo ovisi o profilu koncentracije primjesa u emiteru (osim za homogeni emiter) i da se može dobro aproksimirati izrazom:

$$g(x) = \exp \left[- \left(\frac{x}{1,096 L_{pE,ef}} \right)^4 \right]. \quad (8.114)$$

Pri tome je $L_{pE,ef}$ efektivna difuzijska dužina šupljina u emiteru, strogo ovisna o degenerativnim efektima, ugrađenom električnom polju i Augerovoj rekombinaciji.

Prema relaciji (8.114) na mjestu $x = 0$, tj. na granici emitera s bazom, bit će $g(x) = g(0) = 1$ jer tu se šupljine iz baze injektiraju u emiter. Na udaljenosti $x = L_{pE,ef}$ od baze je $g(x) = g(L_{pE,ef}) = 0,5$, pa je na toj udaljenosti $J_p(L_{pE,ef}) = 0,5 J_{pE}$. Proizlazi da je efektivna difuzijska dužina šupljina u emiteru definirana kao ona udaljenost u emiteru mjerena od granice emitera s bazom na kojoj gustoća struje šupljina pada na polovicu gustoće struje šupljina injektirane iz baze u emiter. Na udaljenosti $x = 2L_{pE,ef}$ bit će $g(x) = g(2L_{pE,ef}) = 1,53 \cdot 10^{-5}$, pa je J_p na toj udaljenosti praktički nula u odnosu na J_{pE} . To znači da oni donorski atomi koji su bliži površini emitera, zbog $g(x) \approx 0$, bez obzira na visoku koncentraciju neće djelovati na Gummelov broj emitera, a time ni na iznos faktora strujnog pojačanja. Na to upućuje i slika 8.23. koja prikazuje profil koncentracije donora $N_{DE}(x)$ za jedan realni *npn*-tranzistor. Na istoj je slici prikazan i efektivni profil koncentracije donora $N_{DE,ef}$ podijeljen s D_{pE} , težinska funkcija $g(x)$ i veličina $N_{DE,ef} g(x)/D_{pE}$, koja je zapravo podintegralna funkcija u izrazu za G_E i G_{EV} . Ako je širina emitera $w_e \geq 2L_{pE,ef}$, što je na slici 8.23. pretpostavljeno, tada $g(w_e) \rightarrow 0$, a prema relaciji (8.98) također $G_{ES} \rightarrow 0$. Pri tome je $G_E = G_{EV}$ i izraz (8.102) prelazi u:

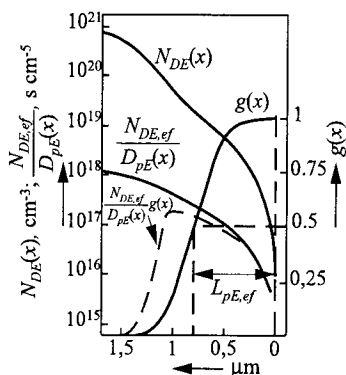
$$\beta = \frac{\int_0^{w_e} \frac{N_{DE,ef}(x)}{D_{pE}(x)} g(x) dx}{\int_0^{w_b} \frac{N_{AB}(x)}{D_{nB}(x)} dx} \quad (8.115)$$

U opisanim uvjetima sve šupljine ubačene iz baze u emiter rekombiniraju u volumenu emitera prije nego što stignu do emitterskog kontakta pa brzina površinske rekombinacije na emitterskom kontaktu ne djeluje na iznos faktora strujnog pojačanja. Podintegralna funkcija u brojniku izraza (8.115) prema slici 8.23. s porastom x -a raste, dostiže maksimum i potom brzo teži prema nuli idući prema površini emitera, zbog vrlo brzog pada iznosa težinske funkcije. Eventualno povećanje širine emitera uz istu površinsku koncentraciju donora ne bi dovelo do veće promjene površine ispod podintegralne funkcije, pa se ni faktor strujnog pojačanja ne bi povećao. Zato širina emitera veća od $2L_{pE,ef}$ neće uzrokovati porast iznosa faktora strujnog pojačanja kod tranzistora s netransparentnim emiterom. S porastom koncentracije donora u emiteru efektivna se koncentracija donora $N_{D,ef}$ također povećava, ali zato efektivna difuzijska dužina $L_{p,ef}$ opada tako da se podintegralna funkcija malo mijenja i u tom slučaju. To je razlog pojavi da većina npn -tranzistora s netransparentnim emiterom ima Gummelov broj emitera u uskim granicama između $1 \cdot 10^{13}$ i $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-4}$.

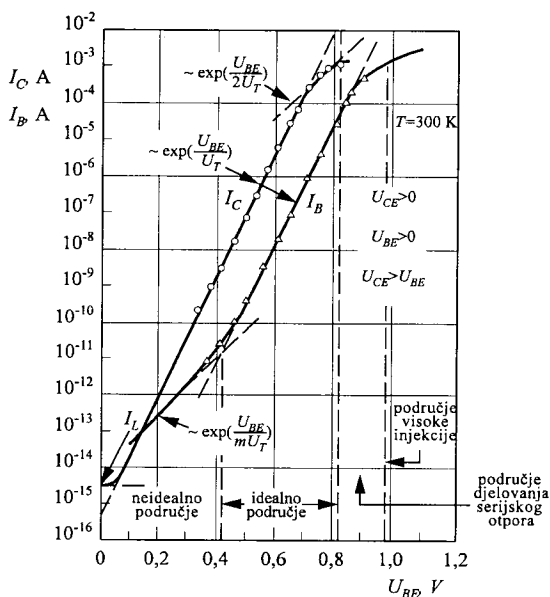
Napomenimo da će utjecaj površinske rekombinacije na emitterskom kontaktu biti to manji što je emiter širi. Ako emiter nije dovoljno širok, tada je $g(w_e) > 0$, i površinska rekombinacija djeluje na iznos faktora strujnog pojačanja u skladu s relacijom (8.104). Pri tome je povoljno da s bude što manji jer je tada manji intenzitet rekombinacije na emitterskom kontaktu, a time je veća akumulacija šupljina u volumenu emitera i manja injekcija šupljina iz baze u emiter, čime se povećava iznos faktora strujnog pojačanja.

8.11. Ovisnost faktora strujnog pojačanja o struji kolektora

Prema do sada izvedenim izrazima za faktor strujnog pojačanja, taj faktor ovisi samo o fizikalnim, tehnološkim i geometrijskim veličinama tranzistora. To međutim vrijedi samo ako su ispunjene temeljne pretpostavke učinjene prilikom izvoda izraza za faktore strujnih pojačanja. Pri tome su bitne dvije pretpostavke. Prva je zanemarenje pojave rekombinacije slobodnih nosilaca u osiromašenom području oko ravnine pn -spoja emiter-baza, odnosno rekombinacijske struje I_{rg} u izrazima za I_C i I_B , a također u izrazu za efikasnost emitera. Druga je da tranzistor radi u režimu niske injekcije, odnosno da protjecanje transportne struje elektrona J_n prema relaciji (8.72) ne mijenja koncentraciju većinskih nosilaca u bazi. Kako kod realnih tranzistora te pretpostavke nisu ispunjene, javlja se ovisnost faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera β o struji kolektora I_C . Do te ovisnosti može se doći analizom eksperimentalnih krivulja ovisnosti struje baze I_B i struje kolektora I_C o naponu baza-emiter U_{BE} u normalnom aktivnom području. Te krivulje nazivaju se Gummelovim krivuljama. Jedna takva ovisnost može se opisati krivuljama na slici 8.24. Na krivulji ovisnosti struje baze o naponu U_{BE} mogu se uočiti četiri područja rada kada se U_{BE} mijenja od nule do približno 1 V. To su ova područja:



Slika 8.23. Profil donora u emiteru jednog realnog *nnp*-tranzistora $N_{DE}(x)$, efektivni profil $N_{DE,ef}$ podijeljen s $D_{pE}(x)$, težinska funkcija $g(x)$ i podintegralna funkcija $N_{DE,ef} g(x)/D_{pE}(x)$ u izrazu za Gummelov broj emitera



Slika 8.24. Gummelove krivulje: struja kolektora i struja baze jednog *nnp*-tranzistora ovisne o naponu između baze i emitera, u normalnom aktivnom području. Kružići i trokuti označavaju eksperimentalne točke

A-neidealno područje ili područje najnižih napona U_{BE} i struja I_B . Ovdje prevladava utjecaj rekombinacijske struje baze I_{rg} izazvane pojavama rekombinacije u emitterskom osiromašenom području. Vrijedi relacija (6.15) pa je struja baze:

$$I_B \cong I_{rg} \propto \exp \frac{U_{BE}}{mU_T} . \quad (8.116)$$

Faktor m pri porastu napona U_{BE} opada od iznosa $m = 2$ prema iznosu $m = 1$, koliko iznosi na mjestu prijelaza u idealno područje.

B-idealno područje. Ovdje prevladava struja baze uvjetovana pojavom rekombinacije manjinskih elektrona s većinskim šupljinama u neutralnom volumenu baze između emitterskog i kolektorskog osiromašenog područja. Ta je struja određena razlikom elektronskih komponenti struje emitera i struje kolektora. Kako su te komponente eksponencijalne funkcije argumenta U_{BE}/U_T , i njihova razlika mora biti eksponencijalna funkcija istog argumenta pa je:

$$I_B \propto \exp \frac{U_{BE}}{U_T} . \quad (8.117)$$

C-područje djelovanja serijskog otpora baze. Pojava otpora baze izravna je posljedica položaja baznog kontakta koji je prema slici 8.1. udaljen od aktivnog dijela baze omeđenog

isprekidanim vertikalama. Taj je otpor određen specifičnim otporom p -područja baze i njegovim geometrijskim dimenzijama te obično ima iznos reda veličine 100Ω . Tu je rast struje baze pri porastu napona U_{BE} sporiji nego u idealnom području jer se dio napona U_{BE} troši na otporu baze pa na pn -spoj emiter-baza dolazi napon $U_{BE} - I_B R_B < U_{BE}$, gdje je R_B otpor baze. Otpor R_B često se zove i serijski otpor baze.

D-područje visoke injekcije. U tom području struja baze raste još sporije pri porastu U_{BE} zbog postojanja pojava opisanih u odjeljku 6.22.

Na slici 8.24. uz ovisnost I_B o U_{BE} prikazana je i ovisnost I_C o U_{BE} . Za razliku od struje baze koja je pri niskim iznosima određena pojavama rekombinacije u emitorskom osiromašenom području, struja kolektora se i pri najnižim iznosima mijenja po čistom eksponencijalnom zakonu (8.75), odnosno:

$$I_C \propto \exp \frac{U_{BE}}{U_T} . \quad (8.118)$$

Do odstupanja od te ovisnosti dolazi samo pri ekstremno niskim iznosima struje I_C zbog postojanja zanemarivo male, ali ipak konačne struje curenja po površini tranzistorske strukture između baze i kolektora (struja I_L na slici 8.24). Pri višim iznosima napona U_{BE} struja I_C dolazi u područje visoke injekcije, gdje je prema relaciji (6.17):

$$I_C \propto \exp \frac{U_{BE}}{2U_T} . \quad (8.119)$$

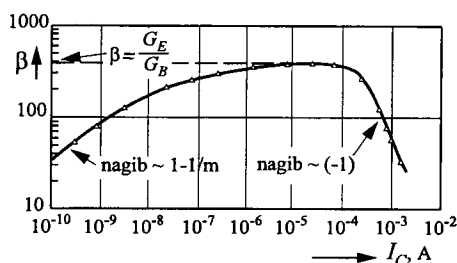
Iz odnosa na slici 8.24. vidljivo je da struja I_C ulazi u područje visoke injekcije kod napona U_{BE} , koji je niži od napona U_{BE} , kod kojega struja I_B ulazi u područje djelovanja serijskog otpora. Ako se kod različitih iznosa napona U_{BE} odčitavaju iznosi struja I_C i I_B , tada se na temelju definicijskog izraza za β dobiva ovisnost β o I_C prema slici 8.25. Krivulja ovisnosti β o I_C od tranzistora do tranzistora ima određenih specifičnosti, ali je tok krivulje uvijek u biti isti. S porastom I_C faktor β raste, dostiže maksimalni iznos i potom opada. U tom je smislu krivulja na slici 8.25. tipična. Analizirat ćemo tok krivulje pri porastu struje I_C .

U neidealnom području struje baze struja kolektora mijenja se po čistom eksponencijalnom zakonu (8.118). Dijeljenjem relacija (8.118) i (8.116) dobiva se:

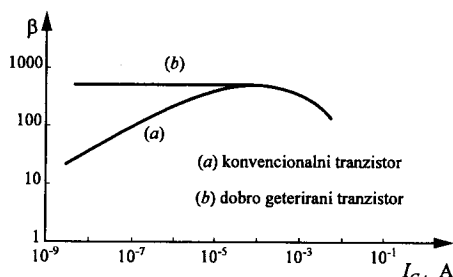
$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \propto \frac{\exp \frac{U_{BE}}{U_T}}{\exp \frac{U_{BE}}{mU_T}} \propto \exp \left[\frac{U_{BE}}{U_T} \left(1 - \frac{1}{m} \right) \right] \propto I_C^{1 - \frac{1}{m}} . \quad (8.120)$$

S porastom U_{BE} od nule prema višim iznosima m opada od iznosa $m = 2$ prema iznosu $m = 1$, pa se β pri porastu I_C mijenja najprije po zakonu:

$$\beta \propto I_C^{\frac{1}{2}} , \quad (8.121)$$



Slika 8.25. Ovisnost faktora strujnog pojačanja tranzistora u spoju zajedničkog emitera o struji kolektora za tranzistor s karakteristikama na slici 8.24.



Slika 8.26. Ovisnost faktora strujnog pojačanja tranzistora u spoju zajedničkog emitera o struji kolektora za (a) konvencionalni i (b) dobro geterirani tranzistor

a potom teži prema:

$$\beta \propto I_C^0 = \text{konst.} \quad (8.122)$$

Faktor β ima približno konstantan iznos u području srednjih struja I_C i I_B , gdje su I_C i I_B razmjerni s $\exp(U_{BE}/U_T)$. To je ujedno i maksimalni iznos faktora β . Taj iznos određen je omjerom Gummelovih brojeva emitera i baze, jer pri određivanju tih brojeva zanemarujemo sva odstupanja od čistog eksponencijalnog zakona za I_C i I_B . Na višim iznosima struje I_C prema slici 8.25. pada iznos faktora β . Razlog je tome činjenica što struja I_C ulazi u područje visoke injektorije dok se I_B još uvijek nalazi u idealnom području. Tu je prema relacijama (8.117) i (8.119):

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \propto \frac{\exp \frac{U_{BE}}{2U_T}}{\exp \frac{U_{BE}}{U_T}} \propto I_C^{-1}. \quad (8.123)$$

U području visoke injektorije za struju kolektora faktor β opada razmjerno porastu struje I_C . Ta se pojava zove **Websterov efekt** [8.25]. Pad iznosa faktora β u području visoke injektorije za struju I_C može se objasniti i pomoću omjera Gummelovih brojeva emitera i baze. Kada tranzistor radi s visokim iznosom napona U_{BE} , tada dolazi do znatne injektorije slobodnih elektrona iz emitera u bazu i do porasta koncentracije većinskih šupljina u odnosu na ravnotežno stanje. To dovodi do porasta integralnog naboja većinskih nosilaca u bazi i prema relaciji (8.70) do porasta Gummelova broja baze. Zbog mnogo veće vodljivosti emitera pritom ne dolazi do znatnije promjene koncentracije većinskih nosilaca u emiteru pa Gummelov broj emitera ostaje konstantan. Kako G_E ostaje isti, a G_B raste, mora β opadati.

Krivulja ovisnosti β o I_C na slici 8.25 je tipična za realne tranzistore. U kvalitetnom i čistom planarnom procesu, uz dobro geteriranje strukture, može se minimizirati pojava rekombinacije u emitorskom osiromašenom području. Tada faktor β ima iznos određen omjerom Gummelovih brojeva emitera i baze i na vrlo niskim iznosima struje I_C (slika

8.26). Međutim, i u tom slučaju postoji pad β na visokim iznosima struje I_C jer režim visoke injekcije kao inherentno svojstvo pn -spoja ne ovisi o čistoći procesa i geteriranju.

8.12. Ebers-Mollove jednadžbe. Statičke karakteristike tranzistora

J.J. Ebers i J.L. Moll [8.28] pokazali su da se pri radu tranzistora u režimu niske injekcije, uz zanemarenje pojava rekombinacije i generacije u osiromašenim područjima oko pn -spojeva, i uz pretpostavku da se izvana priključeni naponi troše isključivo na pn -spojevima između baze i emitera, odnosno baze i kolektora, struje emitera i kolektora I_E i I_C kao funkcije napona U_{EB} i U_{CB} (slika 8.27) mogu opisati jednadžbama:

$$I_E = -I_{ES} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right) + \alpha_R I_{CS} \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right), \quad (8.124)$$

$$I_C = \alpha I_{ES} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right) - I_{CS} \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right). \quad (8.125)$$

Te jednadžbe, poznate kao **Ebers-Mollove jednadžbe**, vrijede bez ograničenja na homogenost emitera, baze i kolektora i bez ograničenja na jednodimenzionalnost toka nosilaca. Smjerovi struja i orijentacije napona prikazani su na slici 8.27. Koeficijent α i α_R su faktori strujnih pojačanja tranzistora u spoju zajedničke baze u normalnom i inverznom aktivnom području. Pri tome je (v. 8.8.2) redovito $\alpha_R < \alpha$. Struje I_{CS} i I_{ES} lako se mogu identificirati pomoću spojeva na slikama 8.28. i 8.29. U spoju na slici 8.28. je $U_{EB} > 0$ i $U_{CB} = 0$, pa Ebers--Mollove jednadžbe daju:

$$I_E = I_{ES} > 0 \quad ; \quad I_C = -\alpha I_{ES} < 0. \quad (8.126)$$

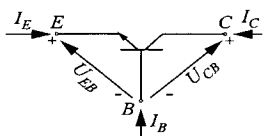
Veličina I_{ES} je emitera reverzna struja zasićenja uz kratkospojeni kolektor kada tranzistor radi u spoju zajedničke baze. U spoju na slici 8.29. je $U_{EB} = 0$ i $U_{CB} > 0$, pa Ebers-Mollove jednadžbe daju:

$$I_E = -\alpha_R I_{CS} < 0 \quad ; \quad I_C = I_{CS} > 0. \quad (8.127)$$

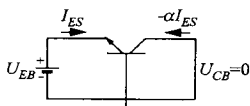
Struja I_{CS} je reverzna struja zasićenja kolektora uz kratkospojeni emiter.

Ebers-Mollove jednadžbe nastale su kao rezultat linearne superpozicije dviju struja pn -spojeva koji se vladaju u skladu sa Shockleyjevom jednadžbom pn -spoja. Mogu se izravno izvesti iz raspodjele naboja manjinskih nosilaca u području zasićenja (slika 8.18) ako se $n_B(x)$ raščlani na n_1 , koji odgovara granici normalnog aktivnog područja i područja zasićenja, i na n_2 , koji odgovara granici inverznog aktivnog područja i područja zasićenja. Pri tome se rubne koncentracije elektrona u bazi n_{B0} i n_{Bw} moraju izraziti kao funkcije napona U_{EB} i U_{CB} preko Boltzmannovih relacija.

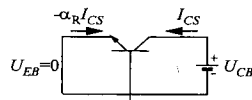
Ebers-Mollove jednadžbe zadovoljavaju **uvjet recipročnosti** jer su križni koeficijenti $\alpha_R I_{CS}$ i αI_{ES} međusobno jednaki. To se može dokazati ako se Ebers-Mollove jednadžbe pišu za napone U_{EB} i U_{CB} nekoliko puta manje od U_T . U tom se slučaju dobiva:



Slika 8.27. Smjerovi struja tranzistora i orijentacije napona pn -spojeva u Ebers-Mollovim jednadžbama (8.124) i (8.125)



Slika 8.28. Spoj tranzistora pri određivanju struje I_{ES}



Slika 8.29. Spoj tranzistora pri određivanju struje I_{CS}

$$I_E = I_{ES} \frac{U_{EB}}{U_T} - \alpha_R I_{CS} \frac{U_{CB}}{U_T}, \quad (8.128)$$

$$I_C = -\alpha I_{ES} \frac{U_{EB}}{U_T} + I_{CS} \frac{U_{CB}}{U_T}. \quad (8.129)$$

Te jednadžbe pokazuju da se tranzistor ponaša kao linearni četveropol kada su naponi na pn -spojevima vrlo mali. S fizikalnog gledišta to znači da se tranzistor u pretpostavljenom slučaju ponaša kao djelić pasivnog poluvodičkog materijala između tri priključka pa mora raspolagati svojstvima **linearnosti** i **recipročnosti**. Linearnost je očita iz gornjih relacija. Recipročnost zahtijeva da je:

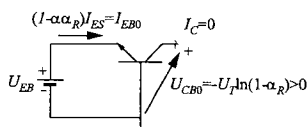
$$\boxed{\alpha_R I_{CS} = \alpha I_{ES}} \quad (8.130)$$

U uvjetima u kojima vrijede Ebers-Mollove jednadžbe pretpostavlja se da α i α_R ne ovise o naponima na pn -spojevima i jednakost izražena relacijom (8.130) vrijedi u svim područjima rada tranzistora. Ona vrijedi i pri svim iznosima napona U_{EB} i U_{CB} koji ne narušavaju uvjete uz koje vrijede Ebers-Mollove jednadžbe.

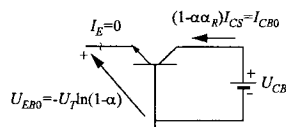
Struje I_{CS} i I_{ES} mogu se dovesti u izravnu vezu s reverznom strujom zasićenja emiter-skoga kruga I_{EB0} kada je kolektorski krug prekinut i s reverznom strujom zasićenja kolektorskoga kruga I_{CB0} kada je emitterski krug prekinut ako se primjenjuju spojevi na slikama 8.30. i 8.31. Prema relacijama (8.125) i (8.126) i slikama 8.30. i 8.31. proizlazi da je:

$$U_{CB0} = -U_T \ln(1 - \alpha_R) > 0, \quad (8.131)$$

$$I_{EB0} = (1 - \alpha_R) I_{ES} > 0, \quad (8.132)$$



Slika 8.30. Spoj tranzistora pri određivanju napona U_{CB0} i struje I_{EB0}



Slika 8.31. Spoj tranzistora pri određivanju napona U_{EB0} i struje I_{CB0}

$$U_{EB0} = -U_T \ln(1 - \alpha) > 0, \quad (8.133)$$

$$I_{CB0} = (1 - \alpha \alpha_R) I_{CS} > 0. \quad (8.134)$$

Pri izvodu tih relacija primijenjena je i relacija (8.130). Značenja napona U_{CB0} i U_{EB0} jasna su iz slika 8.30. i 8.31. To su naponi na odgovarajućim pn -spojevima koji moraju postojati da bi struja kroz taj pn -spoj bila jednaka nuli, pri nepropusnoj polarizaciji drugog pn -spoja.

8.12.1. Ebers-Mollov nadomjesni sklop tranzistora

Ebers-Mollove jednadžbe tranzistora mogu se pomoću diodnih jednadžbi:

$$I_N = I_{ES} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right); \quad I_R = I_{CS} \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right) \quad (8.135)$$

pisati u obliku:

$$I_E = -I_N + \alpha_R I_R, \quad (8.136)$$

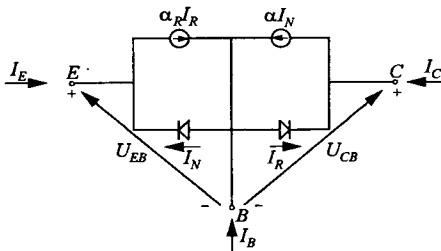
$$I_C = \alpha I_N - I_R. \quad (8.137)$$

Nadomjesni sklop koji proizlazi iz gornjih jednadžbi prikazan je na slici 8.32. Sklop sadržava strujne izvore i njima paralelno spojene pn -diode. Pri tome diode generiraju struju određenu naponom na dotičnom pn -spoju, dok strujni izvori generiraju struju određenu naponom na preostalom pn -spoju. Verzija nadomjesnog sklopa na slici 8.32. često se zove **injekcijska** verzija Ebers-Mollova nadomjesnog sklopa. Uz injekcijsku verziju primjenjuje se i **transportna** verzija u kojoj se kao osnova definiraju transportne struje I_{ET} i I_{CT} :

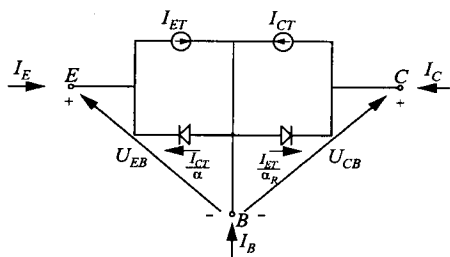
$$I_{ET} = \alpha_R I_R; \quad I_{CT} = \alpha I_N. \quad (8.138)$$

Pomoću tih struja relacije (8.136) i (8.137) prelaze u:

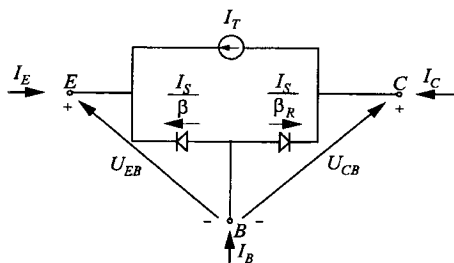
$$I_E = -\frac{I_{CT}}{\alpha} + I_{ET}, \quad (8.139)$$



Slika 8.32. Injekcijska verzija Ebers-Mollova nadomjesnog sklopa



Slika 8.33. Transportna verzija Ebers-Mollova nadomjesnog sklopa



Slika 8.34. Nelinearni hibridni- π nadomjesni Ebers-Mollov sklop

$$I_C = I_{CT} - \frac{I_{ET}}{\alpha_R} \quad (8.140)$$

Transportni nadomjesni sklop koji proizlazi iz gornjih jednađbi prikazan je na slici 8.33.

Uvođenjem oznake $\alpha I_{ES} = \alpha_R I_{CS} = I_S$ Ebers-Mollove jednađbe mogu se uvođenjem **transportne struje** (engl. *transport current*):

$$I_T = I_S \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} \right) \quad (8.141)$$

prikazati u obliku:

$$I_E = -I_T - \frac{I_S}{\beta} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right), \quad (8.142)$$

$$I_C = I_T - \frac{I_S}{\beta_R} \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right). \quad (8.143)$$

Te relacije vode na **nelinearni hibridni- π** nadomjesni Ebers-Mollov sklop tranzistora, prikazan na slici 8.34. Transportna struja I_T zapravo je »tranzistorska klackalica« jer može teći prema kolektoru i prema emiteru, ovisno o tome je li uz polaritete napona pn -spojeva na slici 8.34. iznosom veći U_{EB} ili U_{CB} . Nadomjesni sklopovi na slikama 8.32., 8.33. i 8.34. međusobno su ekvivalentni jer su svi nastali na temelju istih strujno-naponskih Ebers-Mollovih jednađbi. Međutim, prilikom analize električkih mreža koje sadrže tranzistore ovisno o vrsti i kompleksnosti mreže pojedina varijanta nadomjesnog sklopa može biti za primjenu praktičnija. Sve tri varijante vrijede za sva četiri moguća područja rada tranzistora. Međutim, ovisno o konkretnom području rada doći će do manje ili veće redukcije broja elemenata u nadomjesnim sklopovima. U praksi se obično kao najuporabljiviji pokazuje nelinearni hibridni- π nadomjesni sklop jer radi samo s jednim strujnim izvorom, dok ostali rade s dva.

8.12.2. Ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze

Ebers-Mollove jednačbe omogućuju crtanje strujno-naponskih tranzistorskih karakteristika u idealnom slučaju. Bez obzira na pretpostavke učinjene pri izvodu tih jednačbi koje ograničavaju njihovu točnost, osnovni odnosi između napona i struja koje daju te jednačbe dobro se slažu s odnosima u realnim tranzistorima u dosta širokom rasponu radnih napona i struja.

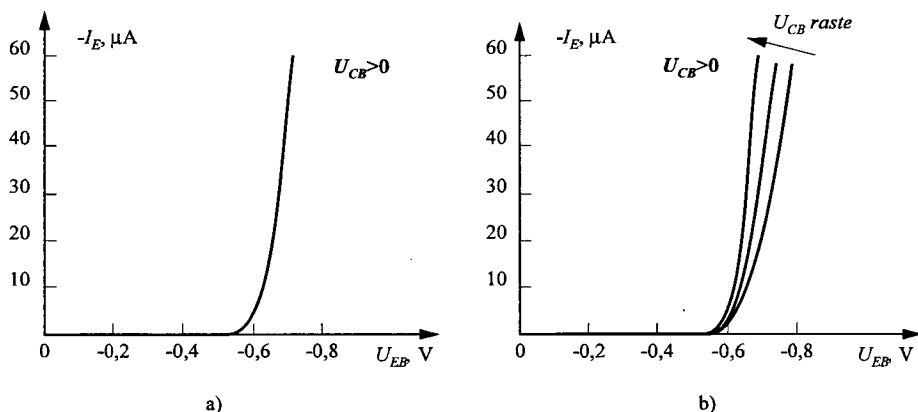
Ulazne karakteristike *npn*-tranzistora u spoju zajedničke baze prikazuju ovisnost ulazne emitterske struje I_E o ulaznom naponu između emitera i baze U_{EB} uz izlazni napon U_{CB} kao parametar. Za primjenu je važno normalno aktivno područje pa se te karakteristike obično crtaju uz $U_{EB} < 0$ i $U_{CB} > 0$, pri čemu je U_{CB} osjetno veći od U_T . U tom slučaju relacija (8.124) prelazi u:

$$I_E = -I_{ES} \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} + (1 - \alpha) I_{ES} , \quad (8.144)$$

pri čemu je primijenjena relacija (8.130). Kako je $\alpha \cong 1$ emitterska struja može se opisati izrazom:

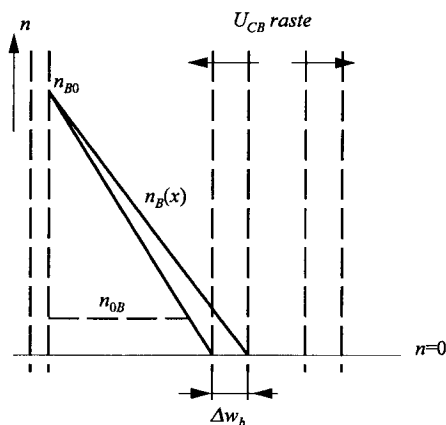
$$I_E \cong -I_{ES} \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \quad (8.145)$$

uz $U_{CB} > 0$. Emitterska struja ima negativan predznak jer teče iz emitera u vanjski krug. Kada je $U_{CB} > 0$ i bar nekoliko puta veći od U_T , sve ulazne karakteristike idealnog tranzistora prema relaciji (8.145) stapaju se u jednu prema slici 8.35.a. Kod realnog tranzistora može se uočiti mali pomak ulaznih karakteristika ulijevo pri porastu U_{CB} . Ta se pojava može objasniti uz pretpostavku tranzistora s homogenom bazom prema slici 8.36. Kada U_{CB} raste,



Slika 8.35. Ulazne karakteristike u spoju zajedničke baze: a) za idealni tranzistor, b) za realni tranzistor

širi se kolektorsko osiromašeno područje i na stranu baze i na stranu kolektora. Ako je napon U_{EB} pri tome ostao nepromijenjen, širina emitorskog osiromašenog područja ostaje konstantna. To znači da će se granica između neutralne baze i kolektorskog osiromašenog područja pomaknuti na stranu baze pa će se efektivna širina baze smanjiti za Δw_b . To izaziva porast gradijenta koncentracije manjinskih elektrona u bazi, a time i porast iznosa I_E pri konstantnom naponu U_{EB} , što je posve u skladu s ponašanjem krivulje na slici 8.35.b. Pojava suženja neutralne baze pri porastu napona U_{CB} zove se **modulacija širine baze** (engl. *base-width modulation*). Prvi ju je uočio i analizirao J. Early, pa se ta pojava stoga općenito zove **Earlyjev efekt** [8.29]. Utjecaj Earlyjeva efekta na ulazne karakteristike može se reducirati izborom struktura gdje je baza u blizini kolektorskog pn -spoja osjetno vodljivija od kolektora, pa se kolektorsko osiromašeno područje više širi na stranu kolektora nego na stranu baze. Kako je međutim baza vrlo uska, redovito ispod $0,3 \mu\text{m}$, a kod vrlo brzih tranzistora i ispod $0,1 \mu\text{m}$, čak i vrlo malo širenje kolektorskog osiromašenog područja dovodi do modulacije širine baze i rasipanja ulaznih karakteristika prema slici 8.35.b.



Slika 8.36. Modulacija širine baze pri porastu iznosa reverznog napona između kolektora i baze

8.12.3. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze

Izlazne karakteristike daju ovisnost izlazne struje o izlaznom naponu kada je ulazna struja parametar. Do analitičkog izraza za izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze dolazi se eliminiranjem ulaznog napona U_{EB} iz Ebers-Mollovih jednadžbi. Rezultat je:

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CB0} \left(1 - \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} \right). \quad (8.146)$$

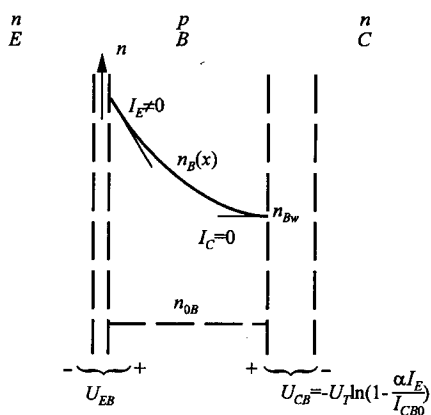
Ta relacija vrijedi u svim područjima rada tranzistora jer nije učinjena nikakva pretpostavka u pogledu predznaka i iznosa U_{CB} . U normalnom aktivnom području je $U_{CB} > 0$ i bar nekoliko puta veći od U_T pa je:

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CB0}. \quad (8.147)$$

Na granici normalnog aktivnog područja i područja zasićenja je $U_{CB} = 0$ pa je:

$$I_C = -\alpha I_E. \quad (8.148)$$

Kako je I_{CB0} još manji od vrlo maloga I_{CS} (rel. 8.134), praktički nema razlike između relacija (8.147) i (8.148), pa se uz $U_{CB} \leq 0$, jer u izrazu (8.147) ne postoji U_{CB} , izlazne karakteristike



Slika 8.37. Raspodjela koncentracije slobodnih manjinskih elektrona u bazi u području zasićenja kada je $I_C = 0$

slobodnih elektrona koje kolektor prima iz baze izjednači s brojem slobodnih elektrona koje kolektor injektira u bazu, struja I_C pada na nulu. Uvrštavanjem iznosa $I_C = 0$ u relaciju (8.146) dobiva se napon U_{CB} za nulti iznos kolektorske struje:

$$U_{CB} = -U_T \ln \left(1 - \frac{\alpha I_E}{I_{CB0}} \right). \quad (8.149)$$

Struja I_{CB0} tipično iznosi $10^{-13} \div 10^{-12}$ A. Uz $\alpha \approx 1$ i $-I_E = 50 \mu\text{A}$ dobiva se iz gornjeg izraza iznos napona U_{CB} između $-0,4$ i $-0,5$ V na sobnoj temperaturi. Negativan predznak napona U_{CB} posljedica je rada tranzistora u području zasićenja pri $I_C \approx 0$. Uz pretpostavku da je baza homogena, raspodjela koncentracije slobodnih manjinskih elektrona u bazi u slučaju $I_C \approx 0$ i uz propusnu polarizaciju emitorskog spoja prikazana je na slici 8.37. Kada je $I_C \approx 0$, rubna koncentracija slobodnih elektrona na kolektorskom rubu neutralne baze n_{Bw} određena je Boltzmannovom relacijom:

$$n_{Bw} = n_{0B} \exp \frac{-U_{CB}}{U_T} = n_{0B} \left(1 - \frac{\alpha I_E}{I_{CB0}} \right), \quad (8.150)$$

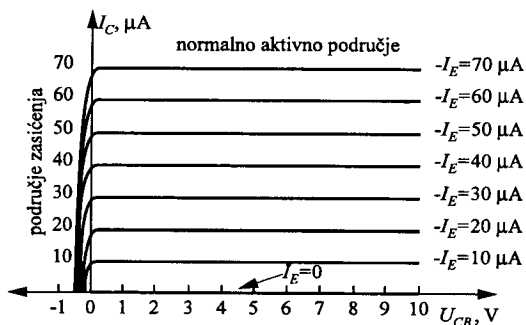
pri čemu je primijenjena relacija (8.149). Kako je $-\alpha I_E \gg I_{CB0}$, bit će i $n_{Bw} \gg n_{0B}$.

Na temelju provedene analize i relacije (8.146) nacrtane su izlazne karakteristike *nprn*-tranzistora u spoju zajedničke baze prema slici 8.38. Prvom kvadrantu pripada normalno aktivno područje, drugom kvadrantu područje zasićenja, dok je pozitivna strujna os granica tih dvaju područja. Područje zapiranja praktički je stopljeno s pozitivnom apscisom jer je tu $U_{CB} < 0$ i $U_{EB} < 0$, pa prema jednadžbi (8.125) struja kolektora iznosi:

$$I_C = (1 - \alpha_R) I_{CS} \approx 0. \quad (8.151)$$

moгу predočiti horizontalnim pravcima u $I_C - U_{CB}$ koordinatnom sustavu. Ti su pravci ekvidistantni po vertikali ako je od karakteristike do karakteristike prirast parametra I_E konstantan. Te karakteristike u izlaznom krugu odgovaraju idealnom strujnom izvoru upravljanoj ulaznom strujom.

U području zasićenja je napon $U_{CB} < 0$ pa dolazi do izražaja eksponencijalni karakter ovisnosti kolektorske struje o naponu U_{CB} . S porastom iznosa napona U_{CB} raste član u zagradi na desnoj strani jednadžbe (8.146) te I_C opada po iznosu. To je posljedica fizikalne činjenice da u području zasićenja i emiter i kolektor injektiraju slobodne elektrone u neutralnu bazu pa kolektor prima dio slobodnih elektrona koje je u bazu injektirao emiter istodobno injektirajući sam slobodne elektrone u neutralnu bazu. Kada se broj



Slika 8.38. Izlazne karakteristike idealnog tranzistora u spoju zajedničke baze

Izlazne karakteristike na slici 8.38. odgovaraju idealnom *npn*-tranzistoru. Međutim, one se ne razlikuju znatnije od karakteristika realnog tranzistora istih geometrijskih i tehnoloških parametara.

Za analizu rada tranzistora u inverznom aktivnom području treba izraziti I_E u ovisnosti o U_{EB} uz I_C kao parametar. Eliminiranjem U_{CB} iz Ebers-Mollovih jednadžbi dobiva se:

$$I_E = -\alpha_R I_C + I_{EB0} \left(1 - \exp \frac{-U_{EB}}{U_T} \right). \quad (8.152)$$

Pomoću relacija (8.146) i (8.152) može se nacrtati još jedna varijanta nadomjesnog Ebers-Mollova sklopa tranzistora ako se definiraju struje *pn*-spojeva emiter-baza i kolektor-baza kada je strujni krug na suprotnoj strani tranzistora prekinut:

$$I_{EB} = I_{EB0} \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right) \quad (8.153)$$

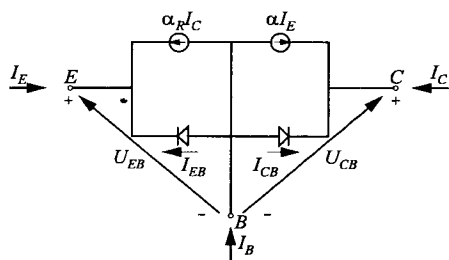
$$I_{CB} = I_{CB0} \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right). \quad (8.154)$$

Relacije (8.146) i (8.152) sada glase:

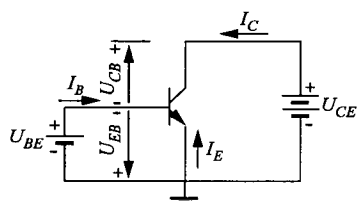
$$I_C = -\alpha I_E - I_{CB}, \quad (8.155)$$

$$I_E = -\alpha_R I_C - I_{EB}. \quad (8.156)$$

Pripadni Ebers-Mollov nadomjesni sklop prikazan je na slici 8.39.



Slika 8.39. Ebers-Mollov nadomjesni sklop temeljen na relacijama (8.155) i (8.156)



Slika 8.40. Tranzistor u spoju zajedničkog emitera – uz izvod Ebers-Mollovih jednačbi za taj spoj

8.12.4. Ebers-Mollove jednačbe za tranzistor u spoju zajedničkog emitera

Tranzistor u spoju zajedničkog emitera prikazan je na slici 8.40. Ulazna struja je I_B , ulazni napon U_{BE} , izlazna struja I_C , izlazni napon U_{CE} . Ebers-Mollove jednačbe izvorno pisane za tranzistor u spoju zajedničke baze mogu se prilagoditi spoju zajedničkog emitera pomoću relacija:

$$U_{EB} = -U_{BE} , \quad (8.157)$$

$$U_{CB} = U_{CE} - U_{BE} . \quad (8.158)$$

Sada jednačbe (8.124) i (8.125) prelaze u:

$$I_E = -I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) + \alpha_R I_{CS} \left(\exp \frac{U_{BE} - U_{CE}}{U_T} - 1 \right) , \quad (8.159)$$

$$I_C = \alpha I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) - I_{CS} \left(\exp \frac{U_{BE} - U_{CE}}{U_T} - 1 \right) . \quad (8.160)$$

U spoju zajedničkog emitera struja emitera je struja uzemljene elektrode koja se ne pojavljuje ni na izlazu ni na ulazu tranzistora. Struja baze kao ulazna struja ne postoji u gornjim relacijama. Zato pomoću relacije $I_B + I_C + I_E = 0$ i gornjih relacija za I_E i I_C Ebers-Mollove jednačbe prevodimo u oblik primjeren spoju zajedničkog emitera:

$$I_B = (1 - \alpha) I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) + (1 - \alpha_R) I_{CS} \left(\exp \frac{U_{BE} - U_{CE}}{U_T} - 1 \right) , \quad (8.161)$$

$$I_C = \alpha I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) - I_{CS} \left(\exp \frac{U_{BE} - U_{CE}}{U_T} - 1 \right) . \quad (8.162)$$

Te jednadžbe izravno omogućuju analizu rada tranzistora u spoju zajedničkog emitera u svim područjima rada.

8.12.5. Ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera

Te karakteristike prikazuju ovisnost ulazne bazne struje I_B o ulaznom naponu U_{BE} uz izlazni napon U_{CE} kao parametar. Tu ovisnost daje relacija (8.161) za sva područja rada tranzistora. U normalnom aktivnom području je $U_{BE} > 0$, $U_{CE} > 0$ i $U_{CE} > U_{BE}$. Ako je razlika $U_{CE} - U_{BE}$ bar nekoliko puta veća od U_T , tada relacija (8.161) prelazi u:

$$I_B = (1 - \alpha) I_{ES} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 - \frac{\beta}{\beta_R} \right). \quad (8.163)$$

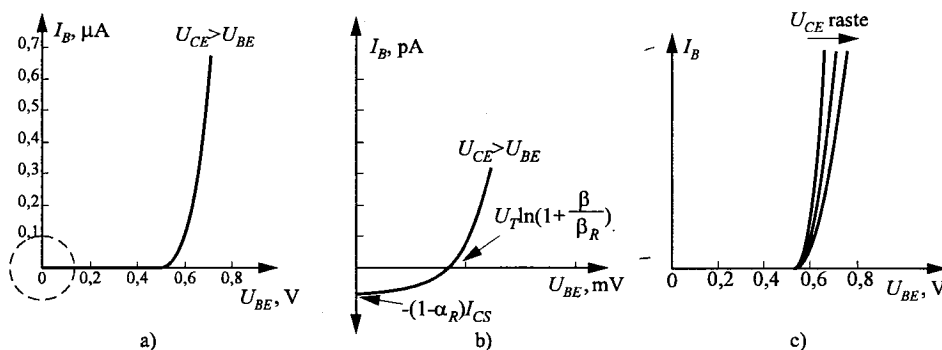
Kada je $U_{BE} = 0$, gornja relacija daje:

$$I_B = -(1 - \alpha) I_{ES} \frac{\beta}{\beta_R} = -(1 - \alpha_R) I_{CS} < 0. \quad (8.164)$$

Struja baze jednaka je nuli kada je prema relaciji (8.163) ispunjen uvjet:

$$U_{BE} = U_T \ln \left(1 + \frac{\beta}{\beta_R} \right). \quad (8.165)$$

Ulazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera prema relaciji (8.163) stapaju se u normalnom aktivnom području u jednu krivulju neovisnu o iznosu U_{CE} kada je on veći od U_{BE} . Ta je krivulja prikazana na slici 8.41.a. Područje oko ishodišta u crtkanoj kružnici prikazano je uvećano na slici 8.41.b na temelju relacija (8.164) i (8.165). Ako je npr. $\alpha = 0,994$ i $\alpha_R = 0,6$, tada je $\beta = 165$, $\beta_R = 1,5$. Tipičan iznos za I_{CS} u integriranim



Slika 8.41. Ulazne karakteristike u spoju zajedničkog emitera: a) za idealni tranzistor, b) za područje vrlo malih iznosa napona U_{BE} i struje I_B , c) za realni tranzistor

tranzistorima je reda 10^{-13} A. Tada pri $U_{BE} = 0$ struja I_B prema relaciji (8.164) iznosi oko $-0,4 \cdot 10^{-13}$ A. Napon U_{BE} kod kojega je $I_B = 0$ prema relaciji (8.165) iznosi oko 120 mV na sobnoj temperaturi. Zbog vrlo niskih iznosa struje I_B pri $U_{BE} = 0$ i napona U_{BE} pri $I_B = 0$ ulazne karakteristike se pri uobičajenim mjerilima napona U_{BE} i struje I_B crtaju iz ishodišta $I_B - U_{BE}$ koordinatnog sustava.

Karakteristike realnog tranzistora prikazane na slici 8.41.c imaju praktički isto ponašanje kao krivulja na slici 8.41.a uz postojanje stanovitog rasipanja karakteristika pri promjeni U_{CE} . S porastom U_{CE} pri konstantnom $U_{BE} > 0$ struja baze iznosom pada. Razlog je modulacija širine baze ili Earlyev efekt, kao i u spoju zajedničke baze. Porast U_{CE} znači jaču reverznu polarizaciju kolektorskog pn -spoja, a time i veću širinu osiromašenog kolektorskog područja. To izaziva smanjenje efektivne širine baze, a time i smanjenje rekombinacije slobodnih elektrona u neutralnoj bazi, što prema relacijama (8.50) i (8.52) povećava bazni transportni faktor, odnosno smanjuje rekombinacijsku, a time i ukupnu struju baze.

8.12.6. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera

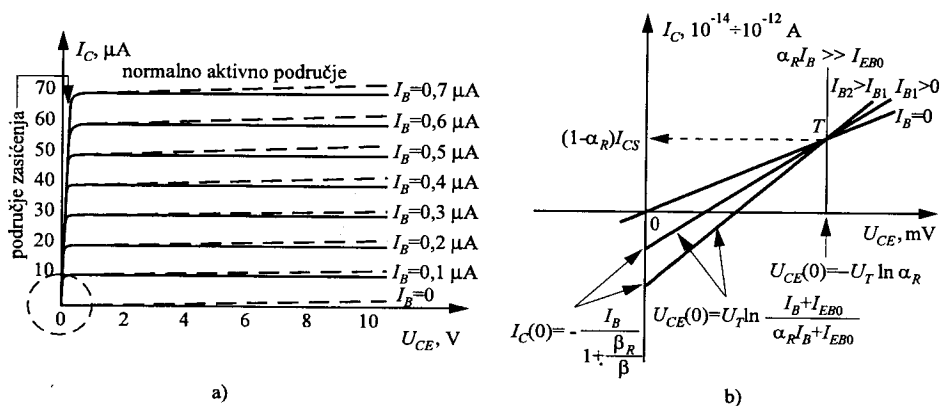
Ovisnost izlazne struje I_C o izlaznom naponu U_{CE} uz ulaznu struju I_B kao parametar dobiva se iz relacija (8.161) i (8.162) eliminiranjem napona U_{BE} . Nakon dužeg računanja proizlazi za sva područja rada ovisnost:

$$I_C = \beta \frac{\left(\alpha_R \exp \frac{U_{CE}}{U_T} - 1 \right) I_B + I_{EB0} \left(\exp \frac{U_{CE}}{U_T} - 1 \right)}{\alpha_R \exp \frac{U_{CE}}{U_T} + \beta(1 - \alpha_R)} \quad (8.166)$$

Pomoću te relacije mogu se nacrtati izlazne karakteristike idealnog $nnpn$ -tranzistora u spoju zajedničkog emitera. One su za jedan takav hipotetski tranzistor izvučene punom crtom na slici 8.42.a. U normalnom aktivnom području uz $U_{CE} > 0$ i bar nekoliko puta veće od U_T relacija (8.166) prelazi u relaciju (8.55) za normalno aktivno područje. U tom području izlazne karakteristike su horizontalni pravci određeni iznosom ulazne struje I_B kao parametrom. Pri tome je prirast izlazne struje ΔI_C jednak prirastu ulazne struje ΔI_B uvećanom β puta. U području niskih iznosa napona $U_{CE} > 0$ tranzistor dolazi u područje zasićenja, i tu pri konstantnom iznosu I_B iznos struje I_C opada kada se $U_{CE} > 0$ smanjuje. Taj dio izlaznih karakteristika odgovara području zasićenja. Tu je I_C manji nego u normalnom aktivnom području pa je:

$$\left(\frac{I_C}{I_B} \right)_{U_{CE} = \text{konst.}} < \beta \quad (8.167)$$

U području zasićenja napon U_{CE} može se odrediti rješavanjem jednadžbe (8.166) po U_{CE} . Dobiva se:



Slika 8.42. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera: a) – za idealni tranzistor (puna crta); – za realni tranzistor (isprekidana crta), b) uvećano područje oko ishodišta

$$U_{CES} = U_T \ln \frac{(1 - \alpha_R) \frac{I_C}{I_B} + 1 + \frac{I_{EB0}}{I_B}}{\alpha_R - \frac{\alpha_R}{\beta} \cdot \frac{I_C}{I_B} + \frac{I_{EB0}}{I_B}}, \quad (8.168)$$

gdje U_{CES} označava U_{CE} u području zasićenja u kojem vrijedi relacija (8.167). Ako je npr. $\alpha = 0,994$, $\alpha_R = 0,6$, $I_{EB0} = 10^{-13} \text{ A}$, $I_C = 30 \text{ } \mu\text{A}$, $I_B = 0,7 \text{ } \mu\text{A}$, tada je $\beta = 166$, dok je $I_C/I_B \approx 43$ odnosno manje od β . U tom slučaju relacija (8.168) daje napon U_{CES} iznosa 96 mV na sobnoj temperaturi. Pri uobičajenim iznosima realnih tranzistorskih parametara U_{CE} obično iznosi oko 0,2 V na sobnoj temperaturi.

Krivulje na slici 8.42.a prividno izlaze iz ishodišta. Ako se područje oko ishodišta u crtkanoj kružnici uveća, dobiva se prikaz na slici 8.42.b koji odgovara vrlo niskim iznosima napona U_{CE} i struje I_C . Relacija (8.168) za $I_C = 0$ daje pripadni napon:

$$U_{CES} = U_{CE}(0) = U_T \ln \frac{I_B + I_{EB0}}{\alpha_R I_B + I_{EB0}} \approx -U_T \ln \alpha_R \quad (8.169)$$

jer je redovito $\alpha_R I_B \gg I_{EB0}$. Ako je međutim $I_B = 0$, što znači da je prekinut ulazni krug, tada je $U_{CE}(0) = 0$ i pripadna karakteristika polazi iz ishodišta. Struja kolektora za $U_{CE} = 0$ prema relaciji (8.166) iznosi:

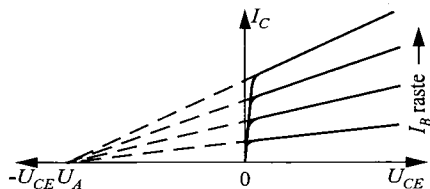
$$I_C(0) = -\frac{I_B}{1 + \frac{\beta_R}{\beta}}. \quad (8.170)$$

Kako je u većine tranzistora $\beta \gg \beta_R$, gornja relacija u većini slučajeva prelazi u $I_C(0) \approx -I_B$. U skladu s relacijom (8.166) kada je član u zagradi uz I_B jednak nuli,

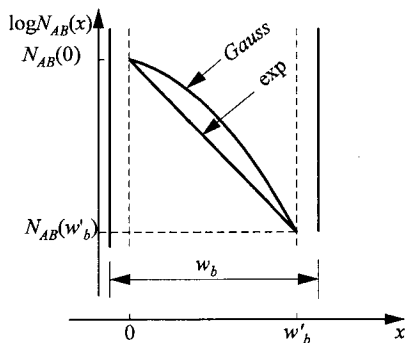
tj. kada je $\exp(U_{CE}/U_T) = \alpha_R^{-1}$, odnosno kada je $U_{CE} = -U_T \ln \alpha_R$, struja kolektora ne ovisi o struji baze. U tom slučaju relacije (8.166), (8.132) i (8.130) daju pripadajući iznos struje kolektora $I_C = (1 - \alpha_R) I_{CS}$. To znači da se sve izlazne karakteristike sijeku u točki $T[-U_T \ln \alpha_R, (1 - \alpha_R) I_{CS}]$.

Izlazne karakteristike realnog tranzistora u spoju zajedničkog emitera dobro se slažu s karakteristikama idealnog. Do nešto većeg odstupanja dolazi samo u normalnom aktivnom području gdje izlazne karakteristike nisu horizontalni pravci u I_C - U_{CE} ravnini već pokazuju određeni nagib prema apscisi (crtkane karakteristike na slici 8.42.a). Do određenog rasta struje I_C s porastom napona U_{CE} pri konstantnom iznosu ulazne struje I_B dolazi zbog efekta modulacije širine baze. Ako se u relaciji (8.57) zanemari I_{CE0} , tada je u normalnom aktivnom području $I_C \approx \beta I_B$. S porastom U_{CE} širi se kolektorsko osiromašeno područje na račun baze, efektivna širina baze postaje manja, bazni transportni faktor i efikasnost emitera postaju još bliži jedinici i β raste dajući porast I_C uz $I_B = \text{konst.}$ Do istog rezultata dolazi se i pomoću relacije (8.115). S porastom iznosa U_{CE} snižava se gornja granica integrala u nazivniku izraza za β , čime opada iznos Gummelova broja baze. Iznos Gummelova broja emitera praktički se ne mijenja jer on ne ovisi o U_{CE} , pa β raste pri porastu U_{CE} , a time i I_C uz konstantni I_B . Isti efekt praktički ne postoji u normalnom aktivnom području kada se gledaju izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze jer je njihov nagib određen promjenom faktora α , a ta je promjena zanemariva (v. relaciju 8.56. za odnos α i β).

Earlyjev napon. Pri modeliranju izlaznih karakteristika tranzistora u spoju zajedničkog emitera nagib karakteristika u normalnom aktivnom području najčešće se opisuje uvođenjem pojma **Earlyjeva napona** definiranog prema slici 8.43. Earlyjev napon U_A definiran je kao sjecište izlaznih karakteristika s apscisom kada se normalno aktivno područje ekstrapolira u drugi kvadrant I_C - U_{CE} ravnine. Iz slike je vidljivo da je U_A za *nnpn*-tranzistor negativan. Njegov iznos najčešće je oko -50 V. Ako se Earlyjev napon određuje iz realnih karakteristika, dobit će se određeno rasipanje njegovih iznosa, jer se sve ekstrapolirane karakteristike neće s apscisom sjeći u istoj točki. Unatoč tome Earlyjev napon, koji nema egzaktno fizikalno značenje, često se primjenjuje u modeliranju tranzistorskih karakteristika u spoju zajedničkog emitera jer olakšava njihov prikaz.



Slika 8.43. Definiranje Earlyjeva napona U_A



Slika 8.44. Gaussova i eksponencijalna raspodjela akceptora u bazi *nnpn*-tranzistora s oznakom rubnih koncentracija

8.13. Eksponecijalni profil primjesa u bazi

Pri analizi osnovnih pojava u bazi tranzistora do sada smo najčešće pretpostavljali uniformnu raspodjelu akceptorskih primjesa u njoj jer se time matematički tretman znatno pojednostavljuje. Međutim, u većini realnih tranzistorskih struktura baza se dobiva ili postupkom difuzije iz ograničenog izvora ili postupkom ionske implantacije. Rjeđi je slučaj dobivanje baze epitaksijalnim rastom. Primjenom prvih dvaju postupaka dobiva se u biti Gaussov profil primjesa u bazi, a primjenom trećeg dobiva se uniformna raspodjela atoma primjesa u njoj. Raspodjele manjinskih elektrona u bazi na slikama 8.6., 8.14., 8.18., 8.19., 8.20., 8.36. odgovaraju uniformnoj raspodjeli atoma primjesa u njoj. Kod neuniformne raspodjele primjesa dolazi do pojave ugrađenog električnog polja u bazi i do odstupanja od raspodjele koncentracija manjinskih nosilaca u njoj s obzirom na raspodjele na citiranim slikama.

Na slici 8.44. prikazana je Gaussova raspodjela primjesa u neutralnoj bazi. Ta se raspodjela, za analizu osnovnih posljedica neuniformne raspodjele, obično nadomješta eksponecijalnom raspodjelom koja daje iste iznose koncentracije primjesa kao stvarna Gaussova raspodjela na rubovima neutralne baze prema emiteru i kolektoru. Eksponecijalna aproksimacija raspodjele akceptora određena je relacijom:

$$N_{AB}(x) = C_1 \exp(-C_2 x), \quad (8.171)$$

gdje su C_1 i C_2 odgovarajuće konstante. Na mjestu $x=0$ je prema slici 8.44. $N_{AB}(x)=N_{AB}(0)$. Na mjestu $x = w'_b$ je $N_{AB}(x)=N_{AB}(w'_b)$. Iz navedenih rubnih uvjeta i relacije (8.171) proizlazi da je

$$C_1 = N_{AB}(0) \quad ; \quad C_2 = \frac{1}{w'_b} \ln K, \quad (8.172)$$

gdje je K omjer koncentracije akceptora na emitterskom i kolektorskom rubu neutralne baze

$$K = \frac{N_{AB}(0)}{N_{AB}(w'_b)}. \quad (8.173)$$

Za $K = 1$ baza je homogena, za $K > 1$ nehomogena ili gradirana. Koncentracija akceptora sada se može pisati u obliku:

$$N_{AB}(x) = N_{AB}(0) \exp \left[-\frac{x}{w'_b} \ln K \right], \quad (8.174)$$

Prema relaciji (5.21) eksponecijalni profil akceptora u bazi daje ugrađeno električno polje iznosa:

$$F = U_T \frac{d[\ln N_{AB}(x)]}{dx} = -\frac{U_T}{w'_b} \ln K, \quad (8.175)$$

koje u bazi djeluje od kolektorskog prema emitterskom spoju. To polje potpomaže transport slobodnih elektrona injektiranih iz emitera u bazu pri radu tranzistora u normalnom aktivnom području. Obrnuto, ako tranzistor radi u inverznom aktivnom području, to polje djeluje tako što koči slobodne elektrone koje kolektor injektira u bazu.

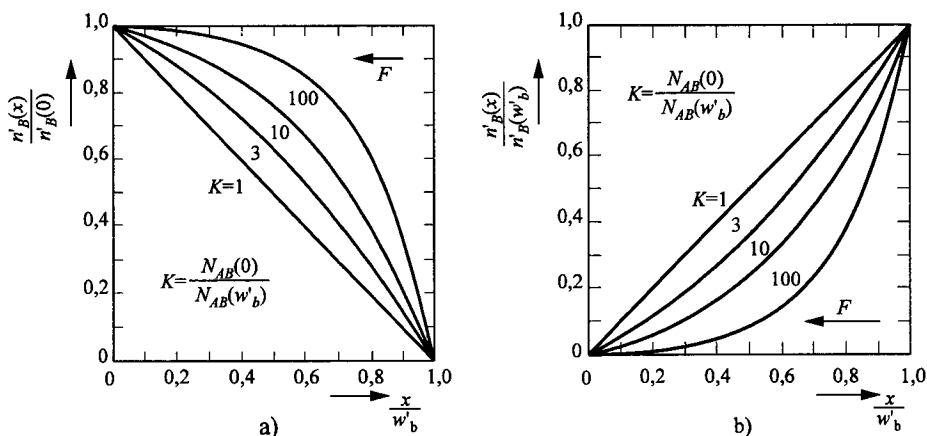
Rješenjem jednadžbe kontinuiteta za slobodne elektrone u bazi, uz pretpostavku da je baza transparentna i da radi u režimu niske injekcije, dobivaju se ovi analitički izrazi za ekscesne koncentracije slobodnih elektrona u normalnom:

$$\frac{n'_B(x)}{n'_B(0)} = \frac{K - K^{\frac{x}{w'_b}}}{K - 1}; \quad \begin{matrix} U_{EB} < 0 \\ U_{CB} = 0 \end{matrix} \quad (8.176)$$

i inverznom aktivnom području:

$$\frac{n'_B(x)}{n'_B(w'_b)} = \frac{K^{\frac{x}{w'_b}} - 1}{K - 1}; \quad \begin{matrix} U_{CB} < 0 \\ U_{EB} = 0 \end{matrix} \quad (8.177)$$

Te su relacije normirane u odnosu na pripadne rubne ekscesne koncentracije $n'_B(0)$ i $n'_B(w'_b)$. Koncentracije manjinskih slobodnih elektrona u bazi određene tim relacijama grafički su prikazane krivuljama na slici 8.45.a za normalno aktivno i na slici 8.45.b za inverzno aktivno područje uz faktor K kao parametar. U normalnom aktivnom području ugrađeno električno polje ubrzava slobodne elektrone injektirane iz emitera u bazu povećavajući njihovu koncentraciju s obzirom na slučaj s homogenom bazom ($K = 1$). Obrnuto, u inverznom aktivnom području isto polje usporava slobodne elektrone injektirane iz kolektora u bazu smanjujući im koncentraciju s obzirom na slučaj s homogenom bazom ($K = 1$).



Slika 8.45. Ekscesne koncentracije slobodnih elektrona u bazi s eksponencijalnim profilom akceptora u: a) normalnom aktivnom, b) inverznom aktivnom području uz faktor K kao parametar

Kako u bazi tranzistora s gradiranom bazom postoji i električno polje i gradijent koncentracije slobodnih elektrona, postojat će u njoj i driftna i difuzijska komponenta elektronske struje. Bliže emiteru, pri radu u normalnom aktivnom području, gradijent koncentracije elektrona je malen te prevladava driftna struja izazvana poljem. Bliže kolektoru gradijent koncentracije elektrona je visok, i tu prevladava difuzijska struja.

Posljedica pojave električnog polja u bazi tranzistora zbog gradijenta koncentracije akceptora je brži transport elektrona kroz bazu pri radu u normalnom aktivnom području, a to znači i kraće vrijeme prolaska kroz nju. To vodi na veću brzinu rada tranzistora i na viši frekvencijski domet nego kod tranzistora s homogenom bazom.

LITERATURA

- 8.1. W.Shockley, »Electrons and Holes in Semiconductors«, D.Van Nostrand, New York, 1950.
- 8.2. B.Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 8.3. A.S.Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 8.4. S.K.Ghandhi, »The Theory and Practice of Microelectronics«, John Wiley, New York, 1968.
- 8.5. R.P.Nanavati, »An Introduction to Semiconductor Electronics«, Mc Graw-Hill, New York, 1963.
- 8.6. A.B.Phillips, »Transistor Engineering«, Mc Graw-Hill, New York, 1962.
- 8.7. A.Bar-Lev, »Semiconductors and Electronic Devices«, Prentice Hall International, London, 1984.
- 8.8. E.S.Yang, »Microelectronic Devices«, Mc Graw-Hill, New York, 1988.
- 8.9. R.S.Muller, T.I.Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 8.10. A.B.Glaser, G.E.Subak-Sharpe, »Integrated Circuit Engineering-Design, Fabrication and Applications«, Addison -Wesley, Reading, 1977.
- 8.11. D.J.Hamilton, W.G.Howard, »Basic Integrated Circuit Engineering«, Mc Graw-Hill, New York, 1975.
- 8.12. P.Biljanović, »Mikroelektronika-Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1990.
- 8.13. S.M.Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 8.14. J.Millman, A.Gabel, »Microelectronics«, Mc Graw-Hill, New York, 1987.
- 8.15. P.Ashburn, »Design and Realization of Bipolar Transistors«, John Wiley, New York, 1988.
- 8.16. D.K.Ferry, L.A.Akers, E.W.Greeneich, »Ultra Large Scale Integrated Microelectronics«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.
- 8.17. »Modeling Semiconductor Devices«, Proc. Journees D'Electronique, Laussane, 1977.
- 8.18. P.Biljanović, »Elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1993.
- 8.19. H.C.de Graaff, F.M.Klaassen, »Compact Transistor Modelling for Circuit Design«, Springer-Verlag, Wien, 1990.
- 8.20. B.El-Kareh, R.J.Bombard, »Introduction to VLSI Silicon Devices«, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1986.
- 8.21. T.E.Dillinger, »VLSI Engineering«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.
- 8.22. J.L.Moll, I.M.Ross, »The Dependence of Transistor Parameters on the Distribution of Base Layer Resistivity«, Proc. IRE, 44, 1956, 72-81.

- 8.23. H.K.Gummel, »Measurement of the Number of Impurities in the Base Layer of a Transistor«, Proc. IRE, 49, 1961, 834.
- 8.24. H.C.de Graaff, J.W.Slotboom, A.Schmitz, »The Emitter Efficiency of Bipolar Transistors«, Solid-State Electronics, 20, 1977, 6, 515-521.
- 8.25. W.M.Webster, »On the Variation of Junction-transistor Current-amplification Factor with Emitter Current«, Proc. IRE, 42, 1954, 914-920.
- 8.26. H.P.D.Lanyon, »Shallow Level Recombination Current Dominance in Transistor Betas«, IEEE Electron Devices Lett., 14, 1993, 2, 49-50.
- 8.27. P.E.Gray, D.De Witt, A.R.Boothroyd, J.F.Gibbons, »Physical Electronics and Circuit Models of Transistors«, John Wiley, New York, 1964.
- 8.28. J.J.Ebers, J.L.Moll, »Large-signal Behavior of Junction Transistors«, Proc. IRE, 42, 1954, 12, 1761-1772.
- 8.29. J.M.Early, »Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Transistors«, Proc. IRE, 40, 1952, 1401.
- 8.30. I.Getreu, »Modeling the Bipolar Transistors«, Tektronix, Inc. Beaverton, 1976.
- 8.31. Z. Bendečković, privatna komunikacija.

9. Izvedbe i svojstva realnih bipolarnih tranzistora

Osnovna svojstva bipolarnih tranzistora u osmom poglavlju analizirali smo polazeći od temeljne tranzistorske strukture na slici 8.1. koja odgovara diskretnom *npn*-tranzistoru. Ta svojstva ne ovise o stvarnoj izvedbi realnog tranzistora pa vrijede univerzalno. Međutim, brojevi iznosi pojedinih napona, struja, faktora strujnih pojačanja, a posebno dinamička svojstva uvelike ovise o izvedbi realnog tranzistora, pa će se ovdje tome obratiti dužna pažnja. Pri tome će osnovna orijentacija biti usmjerena na izvedbe tranzistora u monolitnim integriranim sklopovima, posebno na one za područje vrlovisokog i ultravisokog stupnja integracije jer ti tranzistori danas u svijetu bipolarnih tranzistora imaju najveće značenje i najzanimljivija svojstva.

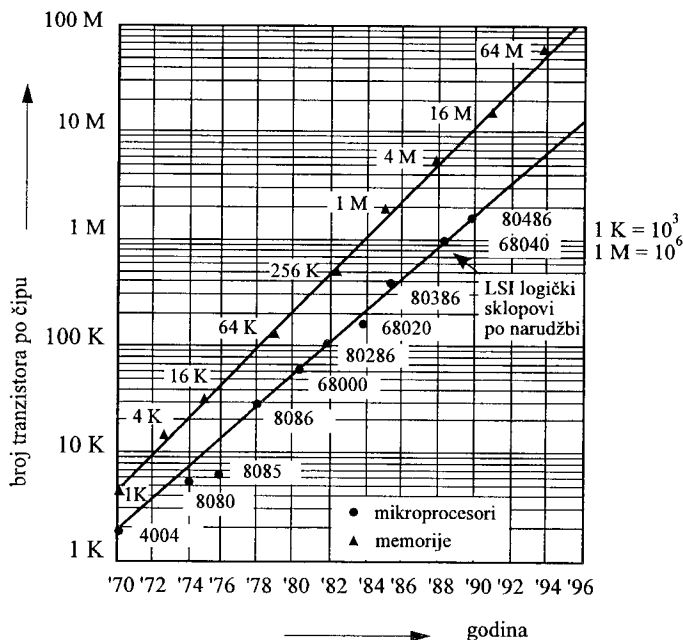
9.1. Princip monolitne integracije

U četvrtom poglavlju opisani su postupci planarne tehnologije na siliciju. To je osnovna tehnologija kojom se ostvaruju poluvodički elektronički elementi i monolitni integrirani sklopovi svih stupnjeva kompleksnosti. **Stupanj kompleksnosti** ili **stupanj integracije** (engl. *complexity*) definira se obično kao broj tranzistora u jednom monolitnom integriranom sklopu ili čipu. Postoje ovi stupnjevi integracije:

- **Niski stupanj integracije** (engl. *small-scale integration*, kratica SSI). Tom stupnju kompleksnosti pripadaju čipovi sa 100 ili manje tranzistora, odnosno komponenti
- **Srednji stupanj integracije** (engl. *medium-scale integration*, kratica MSI). Tu je broj tranzistora između 100 i 1000 po čipu.
- **Visoki stupanj integracije** (engl. *large-scale integration*, kratica LSI). Broj tranzistora po čipu je između 1000 i 10 000.
- **Vrlo visoki stupanj integracije** (engl. *very large-scale integration*, kratica VLSI). Broj tranzistora po čipu je između 10 000 i 100 000.
- **Ultravisoki stupanj integracije** (engl. *ultra large-scale integration*, kratica ULSI). Broj tranzistora po čipu je veći od 100 000, a ide i iznad 10^7 . Za čipove s više od 10^6 tranzistora za sada se ne upotrebljava neko posebno ime već se i oni svode pod kraticu ULSI.

Porast kompleksnosti čipova može se pripisati manje porastu njihove površine a više smanjivanju minimalne dimenzije na površini čipa. Prvi monolitni integrirani sklopovi početkom šezdesetih godina koristili su $12,5\text{ }\mu\text{m}$ kao najmanju moguću dimenziju na površini čipa. Godine 1980. minimalna dimenzija je oko $5\text{ }\mu\text{m}$, a deset godina kasnije, 1990. godine, oko $1,2\text{ }\mu\text{m}$. To znači pad iznosa minimalne dimenzije oko 3 % godišnje. 1995. godine u proizvodnji čipova tipična minimalna dimenzija iznosi $0,5\text{ }\mu\text{m}$. Foto-litografija ultraljubičastim zrakama predvidivo će davati minimalnu dimenziju oko $0,35\text{ }\mu\text{m}$, iako pojedini istraživači predviđaju mogućnost dostizanja minimalne dimenzije od samo $0,25\text{ }\mu\text{m}$ ako se upotrebljava duboki ultraljubičasti spektar. Primjenom litografije elektronskim snopom i X-zrakama moguće je predvidivo postići minimalnu dimenziju čak ispod $0,1\text{ }\mu\text{m}$. U laboratorijskim uvjetima nastoji se dosegnuti minimalna dimenzija od 25 nm uz primjenu litografije elektronskim snopom [9.11].

Stupanj integracije monolitnih integriranih sklopova raste slijedeći pravilo G. Moorea [9.12] koje kaže da se broj tranzistora u integriranim sklopovima svake godine približno udvostruči. Znači, kompleksnost čipova raste s vremenom po eksponencijalnom zakonu. Jedna od brojnih potvrda Mooreova pravila je vremenski dijagram porasta broja tranzistora po čipu za memorijske i mikroprocesorske čipove na slici 9.1. koji dobro potvrđuje eksponencijalnu prirodu porasta stupnja integracije s vremenom. Oznake na slici 9.1. za memorijske čipove kao što su 4 K, 16 K, 64 K, 64 M daju podatak o kapacitetu memorije, pri čemu npr. oznaka 64 K znači kapacitet od $64 \cdot 10^3$ bita, oznaka 64 M znači $64 \cdot 10^6$ bita itd. Pri tome bit znači kraticu od engleskog naziva za **binarnu znamenku** (engl. *Binary digit*). Oznake za mikroprocesorske čipove odnose se na njihovu uobičajenu komercijalnu nomenklaturu.



Slika 9.1. Ovisnost kompleksnosti memorijskih i mikroprocesorskih čipova o godini pojavljivanja kao potvrda Mooreova pravila o eksponencijalnoj brzini rasta kompleksnosti s vremenom

Kada se realizira monolitni integrirani sklop, tada su svi tranzistori proizvedeni u jedinstvenom monolitnom, monokristalnom poluvodičkom bloku tipične debljine ispod 0,5 mm, s površinom reda veličine od 1 mm^2 do 1 cm^2 , ovisno o kompleksnosti sklopa. Kako poluvodički materijal, a to je najčešće silicij, nije izolator, već pokazuje svojstvo vođenja, prvi problem koji treba riješiti pri monolitnoj integraciji bipolarnih tranzistora je njihova izolacija od **zajedničke** podloge u kojoj su procesirani metodama planarne tehnologije, a potom i njihova **međusobna** izolacija¹. Taj se problem može riješiti na nekoliko osnovnih načina, koji će sada biti ukratko opisani.

9.2. Metode izolacije bipolarnih tranzistora u monolitnom sklopu

Postoji nekoliko načina izolacije bipolarnih tranzistora u monolitnom sklopu. Kao tipične navodimo ukratko ove:

- izolacija reverzno polariziranim *pn*-spojevima,
- oksidne izolacije.

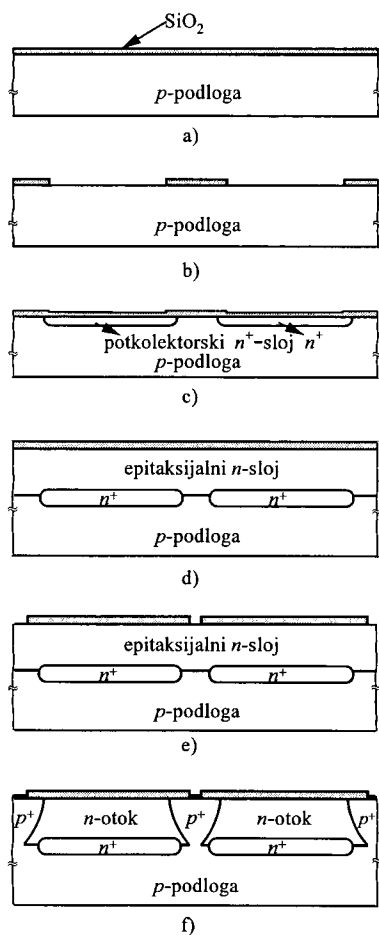
Dajemo kratak opis odgovarajućih postupaka ne ulazeći u pojedinosti.

9.2.1. Izolacija reverzno polariziranim *pn*-spojevima

To je najstarija i osnovna metoda izolacije u monolitnim sklopovima s bipolarnim tranzistorima. Razvijena je za potrebe monolitne integracije u periodu razvoja sklopova niskog i srednjeg stupnja integracije. Način dobivanja te vrste izolacije prikazan je slikom 9.2. Polazni materijal za procesiranje monolitnog sklopa, kojemu je osnovna komponenta bipolarni *n_pn*-tranzistor, je silicijska pločica *p*-tipa koja služi kao **podloga** (engl. *substrate*) cijelog sklopa.

Tipična koncentracija akceptora u podlozi je reda 10^{14} do 10^{15} cm^{-3} . Postupkom oksidiranja cijela se podloga pokrije tankim slojem silicij-dioksida (slika 9.2.a). Fotolitografskim postupkom i kemijskim jetkanjem definiraju se i naprave u oksidnom sloju otvori za difuziju potkolektorskog n^+ -sloja (engl. *buried layer*, odnosno pokopani sloj), koji se nalazi praktički ispod svake aktivne i pasivne bipolarne komponente (slika 9.2.b). Sljedeći korak je difuzija ili ionska implantacija donora koji formiraju potkolektorski n^+ -sloj (slika 9.2.c). Za formiranje toga sloja obično služi antimon ili arsen zbog niskog iznosa difuzijske konstante (vidi sliku 4.19). Nizak iznos difuzijske konstante potreban je za sprečavanje pretjerane difuzije donora iz n^+ -sloja u okolni silicij pri kasnijim visokotemperaturnim postupcima. Kako se proces difuzije obavlja u prisutnosti kisika, za vrijeme difuzije iznad otvora za difuziju raste tanak sloj silicij-dioksida prikazan na slici 9.2.c. O funkciji potkolektorskog n^+ -sloja bit će kasnije više rečeno. Ovdje je dovoljno istaknuti da mu je osnovna namjena smanjivanje serijskog otpora kolektora *n_pn*-tranzistora u zasićenju, kao i smanjivanje utjecaja parazitskog *pnp*-tranzistora, koji u monolitnom sklopu s bipolarnim tranzistorima nastaje između gotovo svake komponente i podloge, na rad te komponente. Za samu izolaciju integrirane komponente od podloge taj sloj nije potreban, ali kada je prisutan, poboljšava tu izolaciju. Na slici 9.2.c prikazan je dio pločice s dva potkolektorska sloja, iz čega će na

¹ Kod integracije MOS FET-ova istog tipa taj problem ne postoji zbog svojstva samoizolacije osiromašenim slojevima, ali postoji pri integraciji CMOS parova.



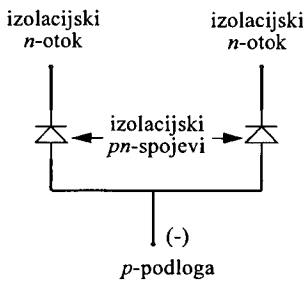
Slika 9.2. Izolacija bipolarnih komponenti u monolitnom integriranom sklopu pomoću reverzno polariziranog pn -spoja: a) oksidacija p -podloge sklopa; b) otvori za difuziju potkolektorskog sloja; c) difuzija (ili ionska implantacija) n^+ -potkolektorskog sloja; d) rast n -epitakcijalnog sloja i oksidacija toga sloja; e) otvori za p^+ -izolacijsku difuziju; f) p^+ -izolacijska difuzija i formiranje izolacijskih n -otoka

kraju rezultirati struktura dvaju međusobno izoliranih n -područja za dvije međusobno izolirane komponente. Silicij-dioksid se u sljedećem koraku odstrani s cijele površine pločice, a potom slijedi rast epitakcijalnog n -sloja preko cijele površine (slika 9.2.d). Kako je epitakcijalni rast visokotemperaturni proces, pojavit će se pri rastu epitakcijalnog sloja difuzija donora u podlogu (prema dolje) i u epitakcijalni sloj (prema gore). Taj efekt prikazan je na slici 9.2.d pomakom granice potkolektorskog sloja u epitakcijalni sloj i dublje u podlogu. Tipična koncentracija donorskih atoma u epitakcijalnom n -sloju je reda 10^{15} cm^{-3} , dok je tipična debljina toga sloja do $10 \text{ }\mu\text{m}$. Nakon rasta epitakcijalnog n -sloja ponovo se oksidira površina pločice, a zatim se primjenom fotolitografskog postupka i kemijskog jetkanja definiraju i formiraju otvori za izolacijsku p^+ -difuziju (slika 9.2.e). Slijedi izolacijska difuzija za koju se obično upotrebljava bor (slika 9.2.f). Atomi bora moraju stići kroz epitakcijalni n -sloj do p -podloge, kao što je prikazano na slici 9.2.f. Sada je jasno zašto se p^+ -difuzija zove izolacijska. Pomoću nje formirani su n -epitakcijalni otoci poznati kao **izolacijski otoci** okruženi sa svih strana (osim, naravno, s gornje) silicijem p -tipa i p^+ -tipa. Ako se p -podloga spoji na najviši po iznosu negativni istosmjerni potencijal s obzirom na sve ostale potencijale u sklopu, izolacijski otoci bit će izolirani i od zajedničke podloge i međusobno reverzno polariziranim pn -spojevima (slika 9.3)

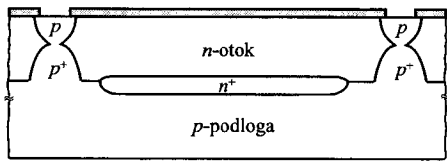
Kvaliteta izolacije ovisit će o reverznoj struji izolacijskih pn -spojeva i o parazitnom kapacitetu osiromašenog područja između n -otoka i p -područja koje ga okružuje. Kapacitivna sprega izolacijskih n -otoka i podloge ograničava frekvencijski domet monolitnih sklopova s tom vrstom izolacije, pa je ona primjerena samo sklopovima nižih stupnjeva integracije.

Za ostvarivanje strukture na slici 9.2., s po volji odabranim brojem izolacijskih n -otoka, potrebne su dvije maske. Prva je potrebna za difuziju potkolektorskog sloja, a druga za izolacijsku difuziju.

Kada su formirani izolacijski n -otoci prema slici 9.2.f, oksidacijom, fotolitografijom, kemijskim jetkanjem, difuzijom, ionskom implantacijom, metalizacijom i sličnim postupcima mogu se ostvariti ne samo n -tranzistori već i ostale komponente bipolarnih integriranih sklopova.



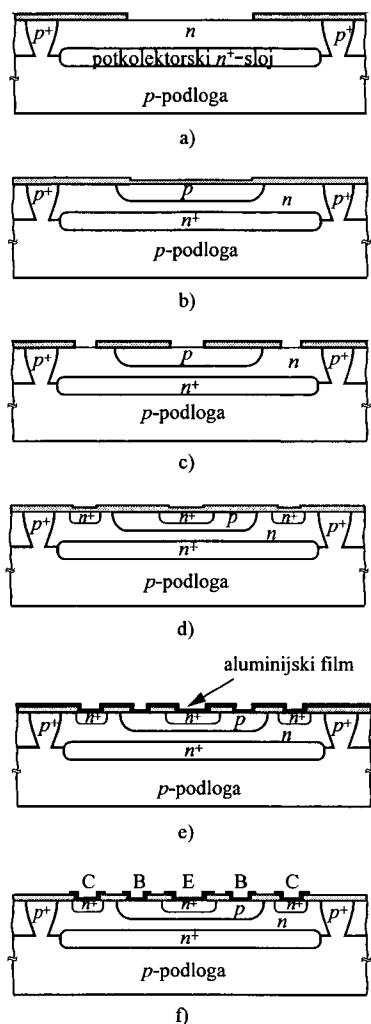
Slika 9.3. Prikaz izolacije epitaksijalnih n -otoka pomoću reverzno polariziranih pn -spojeva



Slika 9.4. Izolacija primjenom dvostruko difundiranog pn -spoja

Pri ostvarivanju strukture na slici 9.2. korišten je postupak **jednostruko difundiranog izolacijskog pn -spoja** (eng. *single-diffused junction isolation*). Postoji i postupak **dvostruko difundiranog izolacijskog pn -spoja** (eng. *double-diffused junction isolation*) prikazan na slici 9.4. U tom slučaju prije rasta epitaksijalnog n -sloja uz potkolektorski n^+ -sloj difundira se i izolacijski p^+ -sloj bočno sa svake strane potkolektorskog sloja. Za tu p^+ -difuziju obično se upotrebljava bor. Za vrijeme rasta epitaksijalnog sloja i ostalih visokotemperaturnih postupaka, uz potkolektorski n^+ -sloj u epitaksijalni n -sloj difundira se i p^+ -sloj. Kako je difuzijska konstanta bora osjetno veća od difuzijske konstante antimona i arsena koji služe za formiranje potkolektorskog n^+ -sloja, p^+ -sloj će difundirati u epitaksijalni sloj dublje od potkolektorskog sloja. Ako se nakon toga izvrši p -difuzija bora s gornje strane pločice stapat će se p -područje i p^+ -područje i n -otok okružiti p -silicijem. Ta varijanta izolacije bolja je od varijante na slici 9.2. jer je p -difuzija s gornje strane pločice plića od p^+ -difuzije na slici 9.2. pa manje je i lateralno širenje bora ispod oksidnog sloja na površini pločice. Time se smanjuje površina koju zauzima p -izolacijsko područje.

Formiranje bipolarnog nnp -tranzistora. Način dobivanja monolitnog bipolarnog nnp -tranzistora uz primjenu izolacije pn -spojevima prikazan je na slici 9.5. Na slici 9.5.a ponovo je prikazan izolacijski n -otok s otvorom za difuziju p -baze. Kasnije će se vidjeti da n -otok, zajedno s potkolektorskim n^+ -slojem, služi kao područje kolektora. Dimenzije otvora za baznu difuziju određuju planarne dimenzije baze, dok trajanje i temperatura difuzije, kao i vrsta dopand, određuju dubinu spoja baza-kolektor. Baza se formira difuzijom iz ograničenog izvora na način opisan u odjeljku 4.4.2. i uz popratne pojave opisane u odjeljku 4.4.5. Struktura s difundiranim p -bazom prikazana je na slici 9.5.b. Nakon bazne difuzije formiraju se u oksidnom sloju otvori za difuziju n^+ -emitera i n^+ -područja ispod kasnijeg metalnog omskog kontakta kolektora (slika 9.5.c). Ta se difuzija redovito provodi iz neograničenog izvora pa slijedi raspodjela donora po komplementarnoj funkciji pogreške (slika 9.5.d). Kao primjesa ovdje se najčešće upotrebljava fosfor s površinskom koncentracijom između 10^{20} i 10^{21} cm^{-3} . Potom se u oksidnom sloju definiraju otvori za kasnije kontakte emitera, baze i kolektora. U postupku metalizacije cijela se površina pločice pokrije tankim metalnim (alumijskim) filmom (slika 9.5.e). Metal se odstrani s onih dijelova pločice gdje nije potreban, pa ostaju samo metalni kontakti sa silicijem (slika 9.5.f). Legiranjem su kontakti aluminija sa silicijem konačno formirani. Područje n^+ -tipa na površini kolektora ispod kolektorskog kontakta osigurava koncentraciju donora potrebnu za formiranje omskog spoja metal-poluvodič na mjestu kolektorskog kontakta.



Slika 9.5. Izvedba konvencionalnog integriranog npn-tranzistora: a) izolacijski n -otok s otvorom u oksidu za difuziju baze; b) difuzija p -baze; c) otvori u oksidu za difuziju n^+ -emitera i n^+ -podlogu za kolektorske kontakte; d) difuzija n^+ -emitera; e) nanošenje tankog aluminijskog filma; f) konačni oblik monolitnog integriranog npn-tranzistora (bez nebitnih detalja)

Za formiranje tranzistora na slici 9.5.f potrebno je šest maski. Potrebne su za ove postupke:

- prva maska: difuzija potkolektorskog sloja,
- druga maska: izolacijska difuzija,
- treća maska: difuzija baze,
- četvrta maska: difuzija emitera,
- peta maska: otvori za kontakte,
- šesta maska: metalizacija.

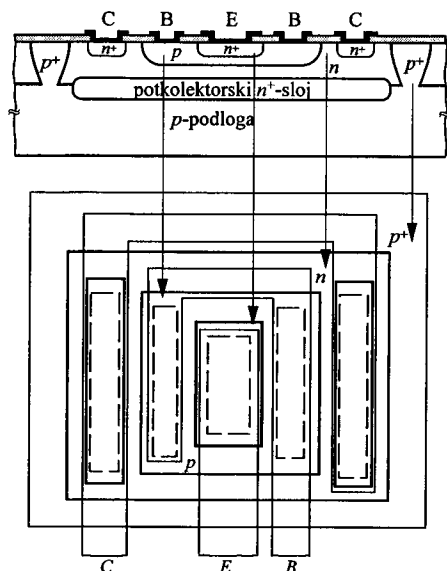
Kompletan postupak može uključivati i neke dodatne korake koji rezultiraju povećanim brojem maski. Međutim, neki postupci zahtijevaju i manji broj maski. Primjer za to su **postupak kolektorske izolacije**² (engl. *collector diffusion isolation process*, kraće CDI) i **integrirana injekcijska logika** (engl. *integrated injection logic*).

Tranzistor sa slike 9.5.f ponovo je prikazan na slici 9.6. tako da se uz vertikalni presjek vidi i topološki oblik tranzistora. U topološkom prikazu isprekidanim su crtama omeđene površine u kojima su ostvareni kontakti emitera, baze i kolektora. Punim crtama omeđena su područja emitera i baze, epitaksijalno n -područje kolektora i izolacijsko p^+ -područje. Na isti način označene su i aluminijske trake koje formiraju metalne kontakte emitera, baze i kolektora. Neispravljački kontakt aluminija sa silicijem postoji samo u područjima omeđenim isprekidanim crtama, a izvan tih područja aluminijske trake prelaze preko zaštitnog sloja silicij-dioksida te su električki izolirane od silicija. Ta izolacija, strogo uzeto, odnosi se samo na istosmjerne struje i napone. Na visokim frekvencijama metalna traka koja se nalazi na oksidnom sloju iznad silicija čini s oksidnim slojem i silicijem MOS parazitni kondenzator koji omogućava spregu metalne trake i silicija. Ta sprega narušava električnu izoliranost metalne trake i silicija i ograničava frekvencijski domet tranzistora i čipa u cjelini.

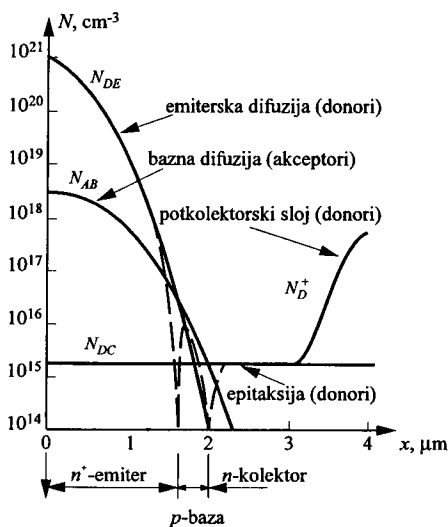
Tranzistor na slici 9.6. ima kontakte baze i kolektora s obje strane emitera. Time se smanjuju serijski otpori baze i kolektora. Ta topologija nije jedina. Izbor topologije ovisi o više činjenica, kao što su iznosi željenih struja, disipirana snaga, namjena tranzistora i sl.

Profil koncentracije primjesa u pojedinim područjima tranzistora s prethodne slike prikazan je

² O ovome postupku više u [9.16].



Slika 9.6. Presjek i topološka konfiguracija monolitnog integriranog npn-tranzistora



Slika 9.7. Profil koncentracije primjesa u emiteru, bazi, kolektoru i potkolektorskom sloju jednog konvencionalnog integriranog npn-tranzistora

na slici 9.7. Na ordinati su koncentracije primjesa u emiteru, bazi, kolektoru i potkolektorskom sloju, a na apscisi udaljenost x od površine kroz koju se difundiraju primjese. N_{DE} je koncentracija donora pri emitorskoj difuziji, N_{AB} koncentracija akceptora pri baznoj difuziji, N_{DC} je koncentracija donora u epitaksijalnom sloju, a N_D^+ u potkolektorskom sloju. Pri crtanju profila koncentracije pojedinih primjesa zanemareni su efekti preraspodjele primjesa pri oksidaciji i ostalim visokotemperaturnim postupcima. Navedene koncentracije prikazane su punom crtom, a rezultirajuće neto-koncentracije isprekidanom crtom.

Profil koncentracija na slici 9.7. pokazuje da prisutnost potkolektorskog n^+ -sloja znatno povećava specifičnu vodljivost kolektora. Time se osjetno smanjuje serijski otpor kolektora jer elektroni koji iz baze prelaze u kolektor putuju prema kolektorskom kontaktu najvećim dijelom kroz visokovodljivi potkolektorski n^+ -sloj. U nekim se izvedbama monolitnih tranzistora, zbog još većeg smanjenja serijskog otpora kolektora, umjesto plitke emitorske n^+ -difuzije za formiranje podloge kolektorskog kontakta primjenjuje posebna duboka n^+ -difuzija, sve do potkolektorskog sloja. Taj postupak zahtijeva dodatnu n^+ -difuziju.

Tranzistor na slici 9.6. je n^+pnn^+p -struktura s tri pn -spoja, za razliku od diskretnog tranzistora na slici 8.1. koji je struktura s dva pn -spoja. Zato tranzistor na slici 9.6., uz željeni npn-tranzistor ima i jedan parazitni pnp-tranzistor kojem je p -područje baze npn-tranzistora emiter, nn^+ -područje kolektora i potkolektorskog sloja baza, a p -podloga kolektor. Kako je podloga uvijek reverzno polarizirana prema n -izolacijskim otocima, spoj baza-kolektor parazitnog pnp-tranzistora uvijek je reverzno polariziran. Ako npn-tranzistor radi u normalnom aktivnom području, što je uobičajeno u linearnim sklopovima, tada će spoj kolektor-baza npn-tranzistora, koji je ujedno spoj emiter-baza parazitnog pnp-tranzistora,

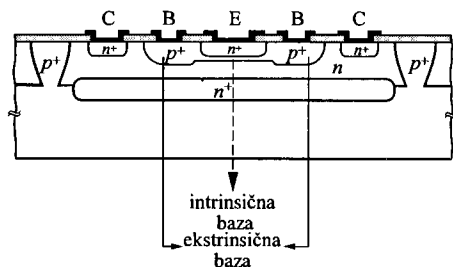
biti reverzno polariziran. To znači da će *pnp*-tranzistor biti u zapornom području. Kako su struje koje teku kroz tranzistor u zapornom području prema Ebers-Mollovim jednadžbama vrlo male, monolitni *nnp*-tranzistor bit će dobro izoliran od *p*-podloge. To posebno vrijedi na niskim frekvencijama. Na vrlo visokim frekvencijama ta će izolacija biti narušena zbog kapacitivne sprege *n*-izolacijskih otoka i *p*-podloge preko kapaciteta osiromašenog područja između *n*-otoka i *p*-podloge.

Jedna od varijanti *nnp*-monolitnog tranzistora prikazana je presjekom na slici 9.8. Taj se tranzistor razlikuje od tranzistora na slici 9.6. po tome što je u **ekstrinzičnoj** bazi (dio baze kroz koji ne prolaze elektroni na putu od emitera prema kolektoru) posebnom difuzijom povećana koncentracija bora s obzirom na koncentraciju u **intrinzičnom** dijelu baze ispod n^+ -emitera. Na taj način dobivena je *p*-intrinzična i p^+ -ekstrinzična baza, čime je znatno povećana vodljivost ekstrinzične baze i reduciran otpor između vanjskog priključka baze i intrinzične baze, poznat kao **serijski otpor baze**.

Obje ovdje opisane varijante *nnp*-tranzistora primjenjuju se pretežno u linearnim integriranim sklopovima. To je posljedica činjenice da su lateralne dimenzije tih tranzistora relativno velike pa nije moguće integrirati velik broj tranzistora na istom čipu uz prihvatljiv prinos u proizvodnji. Kako su linearni integrirani sklopovi općenito sklopovi nižih stupnjeva integracije, relativno velike lateralne dimenzije tranzistora mogu se tolerirati. Ako se radi o digitalnim integriranim sklopovima, koji rade s vrlo visokim brzinama i imaju najčešće 10^4 i više tranzistora po čipu, varijante *nnp*-tranzistora na slikama 9.6. i 9.8. imaju neprihvatljivo velike lateralne dimenzije pa su tu potrebne drukčije, znatno kompaktnije topološke strukture. Tehnološki razvoj posljednjih godina znatno je unaprijedio izvedbe i svojstva bipolarnih tranzistora i sklopova. Kao najvažnije tehnološke inovacije navodimo ove. Ionska implantacija dovela je do povećanja uniformnosti i reproducibilnosti emitera i baze stvarajući mogućnost realizacije tranzistora s ekstremno uskom bazom (npr. 80 nm). Upotreba modernih litografskih postupaka i tehnika jetkanja omogućila je minimalne topološke dimenzije osjetno ispod 1 μm . Tehnike oksidne izolacije dovele su do znatne redukcije lateralnih dimenzija tranzistora i do mnogo većih gustoća pakiranja tranzistora na čipu. Upotreba polisilicijskog emitera uz primjenu tehnike **samopodešavanja** (engl. *self-aligned processing technique*) revolucionirala je i izvedbe i performance bipolarnog tranzistora. O tome će kasnije biti više riječi.

9.2.2. Oksidne izolacije

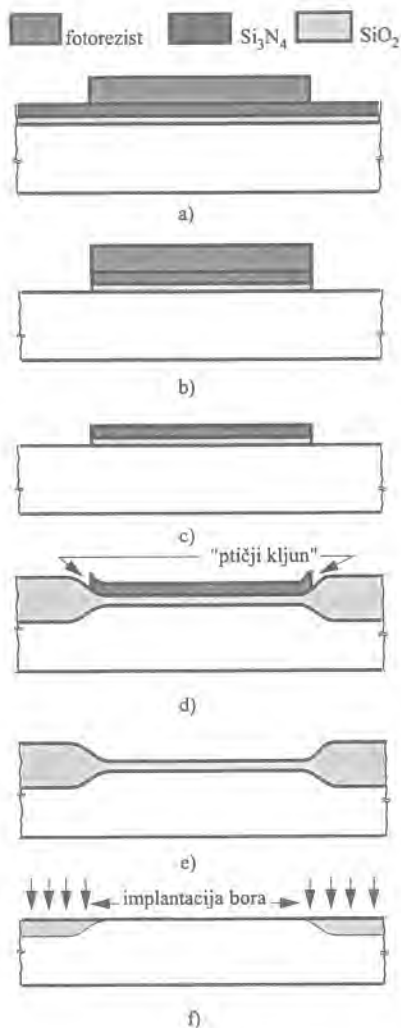
Lateralne dimenzije tranzistora mogu se, uz istu minimalnu dimenziju na površini čipa smanjiti primjenom oksidne izolacije umjesto p^+ -izolacijskog područja. Kada bi se na slici 9.6. p^+ -izolacijsko područje nadomjestilo oksidnim uloškom, tada bi n^+ -područje ispod



Slika 9.8. Monolitni *nnp*-tranzistor s povećanom koncentracijom akceptora u ekstrinzičnim dijelovima baze radi smanjenja serijskog otpora baze

kolektorskog kontakta moglo biti prekinuto oksidnim uloškom, pri čemu bi dio metala kontakta mogao prelaziti preko površine uloška. U presjeku okomitom na presjek na slici 9.6. *p*-područje baze moglo bi ići do oksidnog uloška odnosno bilo bi oksidnim uloškom prekinuto. Oba efekta dovela bi do osjetnog smanjenja površine tranzistora. Posljedica je veći broj tranzistora po jedinici površine pločice i veća brzina rada, jer brzina rada uvelike ovisi o kapacitivnosti *pn*-spojeva, a one su to manje što je ukupna površina tranzistora manja. Postoji veći broj metoda za dobivanje oksidne izolacije. Od tih metoda navodimo neke tipične.

Lokalna oksidacija (engl. *local oxidation*, kratica **LOCOS**). Taj postupak postoji u više varijanti. Osnovna ideja postupka opisana je pomoću slike 9.9. Polazni materijal je monokristalna silicijeva pločica prekrivena tankim oksidnim slojem iznad kojeg je deponiran sloj silicij-nitrida Si_3N_4 . Sloj fotorezista na silicij-nitridu određuje područje lokalne oksidacije i služi kao maska za tu oksidaciju (slika 9.9.a). Tipična debljina oksidnog sloja je 10 – 50 nm, a tipična debljina silicij-nitrida 100 – 250 nm. Postupkom suhog jetkanja odstrani se sloj silicij-nitrida koji nije pokriven fotorezistom. Suho jetkanje posljedica je kemijske reakcije između odgovarajuće plinske smjese i materijala koji se jetka. Proizvodi suhog jetkanja brzo isparavaju i lako se odstranjuju iz sustava u kojem se jetka. Zato je suho jetkanje vrlo popularno u VLSI i ULSI tehnologiji. Iznos podjetkavanja ovdje je vrlo malen što pridonosi smanjivanju dimenzija na površini pločice. Slijedi jetkanje tankog oksidnog sloja koji nije pokriven fotorezistom. Dobiivena struktura prikazana je na slici 9.9.b. Potom se jetka fotorezist pa se dobiva struktura na slici 9.9.c. U oksidirajućoj atmosferi dolazi do **lokalnog** ili **selektivnog** rasta silicij-dioksida u dijelovima pločice koji nisu pokriveni silicij-nitridom i silicij-dioksidom. Pri tome ne oksidira nitridni sloj jer silicij-nitrid pokazuje neznatan afinitet prema vezivanju s kisikom. Struktura nakon oksidacije izgleda kao na slici 9.9.d. Tipična debljina lokalno naraslog silicij-dioksida je 0,5 – 0,7 μm . Pri lokalnom rastu silicij-dioksida prodiere rastući



Slika 9.9. Postupak lokalne oksidacije (LOCOS): a) monokristalna pločica pokrivena tankim slojem SiO_2 i Si_3N_4 sa slojem fotorezista kao maskom za određivanje područja lokalne oksidacije; b) pločica nakon jetkanja Si_3N_4 i SiO_2 u području buduće lokalne oksidacije; c) pločica nakon jetkanja fotorezista; d) pločica nakon lokalnog ili selektivnog rasta SiO_2 i pojava »ptičjeg kljuna«; e) pločica nakon jetkanja sloja Si_3N_4 ; f) konačni izgled pločice nakon planariziranja

oksid ispod nitridnog sloja pa se formira struktura poznata kao »**ptičji kljun**« (engl. »*bird's beak*«). O toj pojavi više ćemo reći kasnije. Odstranjivanjem nitridnog sloja dobiva se struktura na slici 9.9.e, iz koje je jasno podrijetlo naziva **lokalna oksidacija**. Debljina oksidnog sloja mnogo je veća u područjima koja u početnoj fazi nisu bila prekrivena fotorezistom. Odgovarajućim kemijskim postupcima može se poravnati (planarizirati) površina pločice skidanjem dijelova debelog oksida koji narušavaju planarnost površine pločice (slika 9.9.f).

Ovdje opisan proces lokalne oksidacije osim pod nazivom **LOCOS** susreće se još pod nazivom **ROX** (kratica od engleskog naziva *recessed oxide*) i **FOX** (kratica od engleskog naziva *field oxide*). Prilikom lokalne oksidacije često se kao dopunski postupak ionski implantira bor u područja ispod oksida na slici 9.9.f. Poznato je da oksid dobiven termičkim rastom sadrži pozitivne naboje koji dovode do induciranja negativnog elektronskog naboja u siliciju ispod oksida. U određenim uvjetima to može dovesti do pojave *n*-vodljivog kanala ispod debelog oksida, i taj kanal može narušiti djelovanje oksidne izolacije. Implantirani bor povećava koncentraciju šupljina u području kanala presijecajući kanal, pa djeluje kao **prekidač kanala** (engl. *channel stopper*).

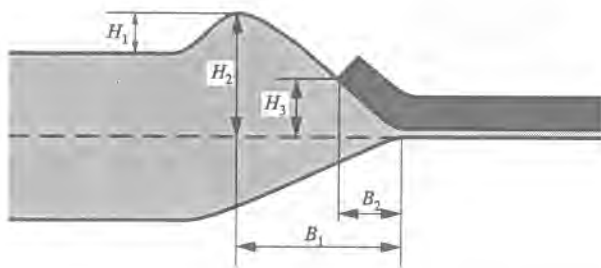
LOCOS struktura u načelu bi se mogla izvesti i bez tankog oksidnog sloja ispod nitridnog sloja na slici 9.9.a. Međutim, silicij-nitrid kada se deponira izravno na silicij generira mehanička naprezanja na njegovoj površini. Ta naprezanja stvaraju kristalne dislokacije i površinske naboje čime se degradiraju svojstva površine silicija. Tanki oksidni sloj između površine silicija i sloja silicij-nitrida uvelike reducira ta naprezanja djelujući kao **sloj za ublažavanje naprezanja** (engl. *stress-relief layer*).

U LOCOS procesu sloj silicij-nitrida se nanosi preko oksidnog sloja primjenom procesa **kemijske depozicije iz parne faze**, kraće CVD procesa (kratica od engleskog naziva *Chemical Vapor Deposition*). U tipičnom CVD sustavu za deponiranje silicij-nitrida primjenjuje se reakcija silana SiH_4 i amonijaka NH_3 na temperaturi $600^\circ\text{C} - 800^\circ\text{C}$ u atmosferi dušika:



Po svojoj strukturi silicij-nitrid je amorfni dielektrik koji sadrži 8% ili više vodika. Vodik je vezan za dušik i silicij. Specifični otpor silicij-nitrida je reda $10^{16} \Omega\text{cm}$ i određen je temperaturom i režimom depozicije.

LOCOS ima dobrih i loših strana. On poluvodičke komponente čini kompaktnijim s obzirom na iste elemente izolirane klasičnom izolacijskom p^+ -difuzijom. Loša strana mu je pojava »ptičjeg kljuna«, odnosno u općem slučaju »**ptičje glave**« (engl. »*bird's head*«). Oblik i tipični parametri »ptičje glave« prikazani su na slici 9.10. Veličina H_1 je visina »ptičje glave« s obzirom na ravni dio oksidnog sloja iza »ptičje glave«. Veličina H_2 je maksimalna



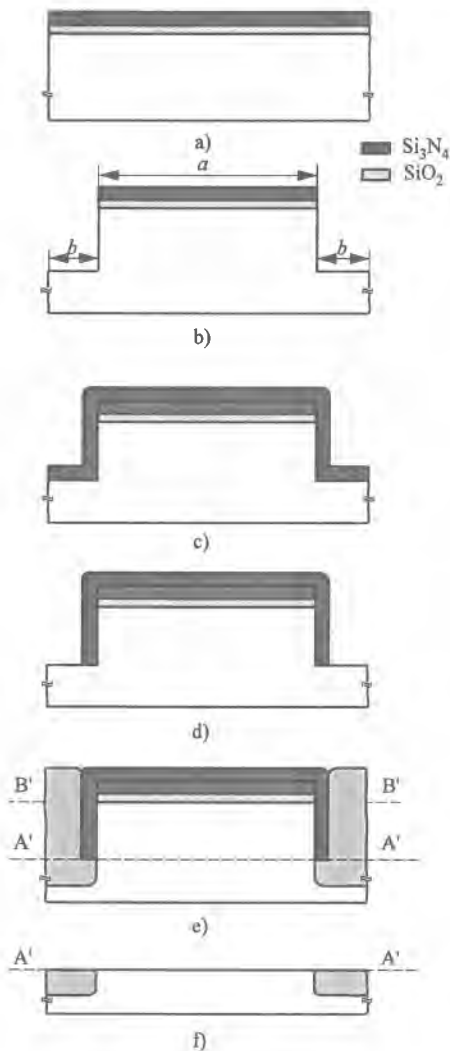
Slika 9.10. Oblik i tipični parametri »ptičje glave«

visina »ptičje glave« s obzirom na površinu pločice ispod tankog sloja oksida. Veličina H_3 je početna visina »ptičjeg kljuna«. Te tri veličine opadaju kada se debljina nitridnog sloja povećava. Pri tome veličina H_3 najbrže opada s porastom debljine sloja silicij-nitrida, što je posljedica činjenice da je sila potrebna za podizanje nitridnog sloja na određenu visinu razmjerna trećoj potenciji debljine tog sloja. Dužina kljuna ispod nitridnog sloja B_2 i udaljenost vrha kljuna od »tjemena« »ptičje glave« B_1 također opadaju pri porastu debljine nitridnog sloja. Pojava »ptičje glave« odnosno »ptičjeg kljuna« štetna je iz ovih razloga:

- zbog $H_2 > H_1$ narušena je planarnost debelog oksida,
- zbog postojanja »ptičjeg kljuna« ($B_2 > 0$) povećano je područje pločice koje pripada oksidnoj izolaciji.

Određenim modifikacijama LOCOS procesa ti se nedostaci mogu ublažiti. Jedna od modifikacija vodi na oksidnu izolaciju bočnim maskiranjem.

Oksidna izolacija s bočnim maskiranjem. Ta se struktura susreće pod kraticom SWAMI, prema engleskom nazivu Side Wall Masked Isolation. Slika 9.11. pojednostavljeno prikazuje dobivanje te strukture. Polazni materijal (slika 9.11. a) isti je kao u LOCOS procesu: monokristalna silicijska pločica pokrivena tankim oksidnim slojem na koji je deponiran sloj silicij-nitrida. Primjenom litografskog postupka i kemijskim jetkanjem odstrane se slojevi silicij-nitrida, silicij-dioksida i dio silicija u područjima širine b (slika 9.11. b). Područje širine a je područje u kojem će biti procesiran tranzistor, a područja širine b pripadaju oksidnoj izolaciji. Zatim se deponira nitridni sloj preko cijele površine uključujući i strme bočne strane između područja a i b (slika 9.11. c). Potom se izjetka nitridni sloj u područjima b (slika 9.11. d). Postupkom termičkog rasta oksidira se silicij u područjima b (slika 9.11. e). Na kraju se kemijskim jetkanjem odstrani materijal iznad ravnine A-A', čime se dobiva konačna struktura na slici 9.11. f. Osnovna razlika prema LOCOS strukturi je nepostojanje »ptičjeg



Slika 9.11. Oksidna izolacija s bočnim maskiranjem (SWAMI): a) monokristalna pločica pokrivena tankim slojem SiO_2 i Si_3N_4 ; b) pločica nakon selektivnog jetkanja Si_3N_4 , SiO_2 i silicija; c) depozicija Si_3N_4 preko cijele pločice; d) pločica nakon jetkanja sloja Si_3N_4 na bočnim dijelovima pločice; e) rast SiO_2 na bočnim dijelovima pločice; f) konačni izgled pločice nakon jetkanja materijala iznad ravnine A-A'

Na kraju se kemijskim jetkanjem odstrani materijal iznad ravnine A-A', čime se dobiva konačna struktura na slici 9.11. f. Osnovna razlika prema LOCOS strukturi je nepostojanje »ptičjeg



9.12. Varijanta SWAMI-strukture dobivena kada se jetkanjem odstrani materijal iznad ravnine B-B' na slici 9.11.e

kljuna« i strmiji rub oksidnih uložaka na rubovima strukture. Jedna od varijanti tog procesa dobiva se plićim jetkanjem strukture na slici 9.11.e do ravnine B-B'. Tako se dobiva konačna struktura na slici 9.12. U toj se strukturi jetkanjem odstranjuje tanji sloj materijala nego u strukturi na slici 9.11., međutim, nakon jetkanja ostaje u strukturi dio silicij-nitrida na vertikalnoj granici između silicija i oksidnog uložka. Bez obzira na pojavu naprezanja u siliciju ispod nitridnog sloja, nitridni sloj neće degradirati svojstva

tranzistora smještenog u monokristalnoj pločici između vertikalnih nitridnih slojeva, jer rubna područja tranzistora imaju pasivnu ulogu u njegovu radu.

Različitim varijacijama u procesu lokalne oksidacije mogu se postići poboljšanja u izolacijskim strukturama, posebno što se tiče dužine »ptičjeg kljuna«. Tipične su varijacije **SILO** (kratica od engleskog naziva *Sealed Interface Local Oxidation*) i **PBL** (kratica od engleskog naziva *Poly-Buffered LOCOS*).

SILO. S obzirom na standardnu lokalnu oksidaciju taj proces znatno smanjuje dužinu »ptičjeg kljuna«. To se postiže formiranjem vrlo tankog nitridnog sloja (10 do 20 nm) metodom **toplinske nitridizacije** (engl. *thermal nitridation*) ili kemijske depozicije iz parne faze. Nitridizacija je toplinski postupak u amonijevoj plazmi na temperaturi 900° do 1200° C uz ionsku implantaciju dušika izravno u silicij, što rezultira **potpuno utaljenim** (engl. *sealed*) nitridom u površinu silicija. Zbog vrlo male debljine nitridni sloj ne izaziva mehanička naprezanja koja bi znatnije degradirala svojstva površine silicija ispod nitridnog sloja. Nakon formiranja nitridnog sloja, postupkom kemijske depozicije iz parne faze, nanosi se oksidni sloj debljine 25 do 30 nm. Za formiranje tog sloja ne može se primjenjivati termička oksidacija jer se silicij-nitrid praktički ne veže s kisikom. Nakon oksidnog sloja na strukturu se deponira nitridni sloj debljine 150 do 200 nm. Ostatak postupka je u osnovi isti kao u standardnom LOCOS procesu. Skraćenje »ptičjeg kljuna« posljedica je djelovanja tankog nitridnog sloja utaljenog u površinu silicija koji sprečava lateralno širenje oksidanta ispod strukture što je čine slojevi nitrida i silicij-dioksida.

PBL. Da bi u standardnom LOCOS procesu »ptičji kljun« bio što kraći, nitridni sloj mora biti što deblji, a oksidni sloj ispod nitridnog što tanji. Međutim, kod debelih nitridnih slojeva rast oksida u području »ptičje glave« generira vrlo velika mehanička naprezanja u siliciju stvarajući kristalne defekte. Taj se problem uvelike rješava ako se u LOCOS strukturi na slici 9.9.a između nitridnog i oksidnog sloja nalazi polisilicijski sloj debljine 50 do 60 nm. Taj sloj apsorbira mehanička naprezanja stvorena rastom »ptičje glave«. Polisilicij može apsorbirati naprezanje zahvaljujući svojoj znatnoj strukturi koja nije tako kruta kao monokristalna struktura silicija.

Izolacija žlijebom (engl. *trench isolation*). U tom slučaju dva susjedna tranzistora međusobno se bočno izoliraju pomoću uskog i dubokog žlijeba u silicijskoj pločici. Proces dobivanja te vrste izolacije opisan je slikom 9.13. Područje žlijeba definira otvor u oksidnom sloju pokrivenom nitridom (slika 9.13.a). Potom se silicij jetka primjenom **reaktivnog ionskog jetkanja** (engl. *Reactive Ion Etching*, kratica RIE) čime se stvori žlijeb tipične dubine 5 do 6 μm (slika 9.13.b). Osnovna karakteristika reaktivnog ionskog jetkanja je njegova usmjerenost. Jetkanje silicija napreduje vertikalno (okomito na površinu pločice) uz zanemarive lateralne efekte. Žlijeb se može jetkati dovoljno duboko tako da proдре kroz čitavu strukturu i stigne do podloge sklopa koja je kod bipolarnih sklopova obično *p*-tipa. Slijedi oksidiranje bočnih strana i dna žlijeba (slika 9.13.c) te punjenje žlijeba polisilicijem

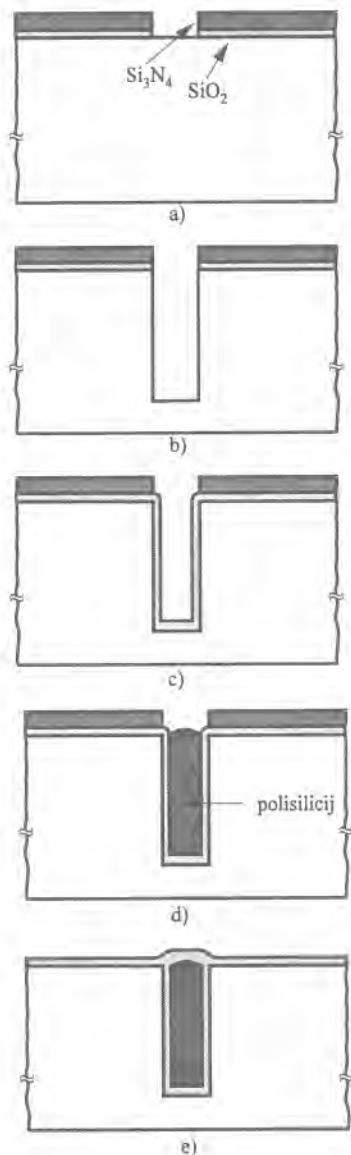
ili oksidom (slika 9.13.d). Žlijeb se s gornje strane zatvara »kapom« od oksida, uz jetkanje nitridnog sloja čime se dobiva struktura na slici 9.13.e. Ako je dno žlijeba u siliciju p -tipa, pozitivni naboji u oksidnom sloju na dnu žlijeba mogu inducirati n -vodljivi kanal ispod žlijeba na isti način kao u slučaju lokalne oksidacije i s istim posljedicama. Da se to spriječi, može se prije oksidiranja žlijeba u područje dna žlijeba implantirati bor.

U normalnim primjenama žlijeb nije potpuno pravokutan već je pri dnu nešto uži nego na površini poličice. Uz to, dno žlijeba je zaobljeno. No, ta odstupanja s obzirom na oblik na slici 9.13.e nisu bitna i obično se u prikazu te metode izolacije zanemaruju.

Ovdje su navedene osnovne i danas najčešće primjenjivane metode oksidne izolacije. No postoji još veći broj sličnih metoda koje se također primjenjuju, no ovdje ne možemo detaljnije ulaziti u to specijalističko područje. Samo zbog informacije navodimo još i **izoplanarni** (engl. *isoplanar*) postupak, te postupak izolacije **V-žlijebom** (engl. *V-groove*). Detaljnije o tim postupcima u literaturi, npr. [9.16].

9.3. Realne tranzistorske strukture

Ograničit ćemo se na tipične realne tranzistorske strukture koje odgovaraju modernim integriranim sklopovima. Te se strukture temelje na jednoj od već opisanih oksidnih izolacija, te na primjeni različitih kombinacija postupaka planarne tehnologije na siliciju, posebno onih koji omogućuju submikrometarske planarne dimenzije i vrlo plitke pn -spojewe. Radi dobivanja plitkih tranzistorskih struktura za dopiranje baze i emitera najčešće se upotrebljava ionska implantacija, dok se dobra emitera svojsva potrebna za osiguranje odgovarajućeg iznosa faktora strujnog pojačanja postižu primjenom polisilicija kao dijela emitera ili je čak cijeli emiter od polisilicija. Zbog velikog značenja polisilicija u realizaciji modernih bipolarnih tranzistora ovdje ćemo prije opisa realnih tranzistorskih struktura ukratko upoznati osnovna svojstva polisilicija.



Slika 9.13. Izolacija žlijebom: a) definiranje područja žlijeba otvorom u sloju SiO₂ pokrivenom slojem Si₃N₄; b) jetkanje silicija postupkom reaktivnog ionskog jetkanja; c) oksidacija bočnih strana i dna žlijeba; d) punjenje žlijeba polisilicijem; e) zatvaranje žlijeba oksidnom »kapom« i jetkanje preostalog sloja Si₃N₄

9.3.1. Osnovna svojstva polisilicija

Za razliku od monokristalnog silicija koji zbog pravilne strukture kristalne rešetke ima jednoznačno definirana svojstva, polisilicij ima svojstva i strukturu uvelike ovisnu o načinu dobivanja. Osnovna metoda dobivanja polikristalnih slojeva je metoda kemijske depozicije iz parne faze opisana u odjeljku 4.2.1. Obično se primjenjuje pirolitička dekompozicija silana i vodikova redukcija silicij-tetraklorida. Pri tome je brzina rasta polisilicija određena Arrheniusovim zakonom (rel. 4.3) uz aktivacijsku energiju 1,7 eV. Tipična brzina depozicije je pri tome 10 do 100 nm/min.

Struktura deponiranog polisilicija znatno ovisi o procesu deponiranja, temperaturi depozicije, debljini sloja i o toplinskom tretmanu nakon depozicije. Pri temperaturi depozicije ispod 575° C struktura je posve amorfna s neodređenim rasporedom atoma. Ako je temperatura depozicije iznad 625° C, polisilicij ima stupićastu strukturu. Prilikom zagrijavanja amorfne i stupićaste strukture dolazi do pojave kristalizacije i rasta zrna. Obično se već na temperaturi 700° C dobiva polikristalna struktura sa zrnima monokristala u polisiličijskom sloju, pri čemu se može uočiti znatna razlika u odnosu na početno stanje.

Temperatura depozicije pri kojoj amorfna prelazi u stupićastu strukturu ovisi o više varijabli, kao što su brzina depozicije, parcijalni tlak vodika, prisutnost primjesa i nečistoća (O, N, C). Prijelazna temperatura između amorfne i stupićaste strukture je u intervalu između 575° i 625° C za depoziciju u LPCVD-reaktoru. Nakon depozicije polisilicij pri zagrijavanju rekristalizira. Temperatura na kojoj se to događa strogo ovisi o primjesama i nečistoćama. Prisutnost kisika, dušika i ugljika stabilizira amorfnu strukturu do temperatura koje prelaze 1000° C. Srednji promjer stupića može se odrediti **transmisijским elektronskim mikroskopom**³ (engl. *transmission electron microscope*, kratica TEM). Veličina zrna ovisi o debljini sloja i iznosi tipično između 0,03 i 3 μm. Nakon okončanja postupka rekristalizacije veličina zrna ovisi o trajanju postupka napuštanja, o temperaturi i o koncentraciji primjesa.

Polisilicij deponiran na temperaturama između 600° i 650° C ima monokristalna zrna s pretežnom kristalnom orijentacijom [110]. Pri višim temperaturama depozicije prevladava [100] orijentacija.

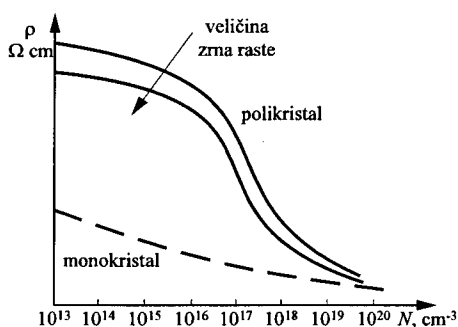
Specifični otpor polisilicija može se podešavati difuzijom primjesa, njihovom implantacijom, i dodavanjem u samom procesu depozicije (*in situ*). Najčešće se za dopiranje kao donori upotrebljavaju arsen i fosfor, a kao akceptor bor. Koncentracije primjesa često pri tome prelaze granicu topivosti u monokristalnom siliciju jer dolazi do gomilanja dopanda na granicama zrna. To je posebno izraženo pri difuziji arsena i fosfora, a mnogo manje pri difuziji bora. Specifični otpor polisilicija kao funkcija koncentracije primjesa mijenja se u mnogo širim granicama nego kod monokristalnog silicija. Pri tome je specifični otpor čistog polisilicija za četiri do pet redova veličine veći nego kod monokristalnog silicija. Međutim, taj specifični otpor nije konstanta materijala već ovisi o veličini zrna i općenito opada pri porastu veličine zrna. Razlika iznosa specifičnog otpora polisilicija i monokristalnog silicija osobito je važna pri niskim iznosima koncentracije primjesa. S porastom koncentracije primjesa specifični otpor polisilicija opada relativno sporo do kritičnog iznosa koncentracije reda 10^{17} do 10^{18} cm⁻³, kada vrlo brzo pada iznos specifičnog otpora s porastom koncentracije primjesa. Pri koncentracijama primjesa reda 10^{20} cm⁻³ praktički se izjednačuje iznos specifičnog otpora polisilicija i monokristala silicija. Pri tome je tipičan iznos **slojnog**

³ Više o TEM-u vidjeti u [9.5].

otpora⁴ (engl. *sheet resistance*) degeneriranog polisilicija reda $5 \Omega/\square$. Nizak iznos slojnog otpora omogućava primjenu polisilicijskih slojeva kao vodljivih staza umjesto metalizacijskih vodova. Kvalitativna ovisnost specifičnog otpora polisilicija i monokristala silicija o koncentraciji primjese prikazana je na slici 9.14.

Polisilicijski slojevi slično monokristalu mogu se zaštititi oksidnim slojem. Polisilicij se obično oksidira u atmosferi kisika na 900° do 1000° C. Nedopirani i slabo dopirani polisilicij obično oksidira brzinama između brzina za [111] i [100] monokristalni silicij. Oksidni sloj na polisiliciju ima nižu dielektričnu čvrstoću od oksidnog sloja na monokristalu, te višu odvodnu struju ili struju curenja (engl. *leakage current*). Degradacija svojstava oksida na polisiliciju s obzirom na svojstva oksida na monokristalu povezana je s hrapavom međupovršinom između oksida i polisilicija.

Posebna vrsta polisilicija je **kisikom dopirani polisilicij** ili **poluizolirajući polisilicij** (engl. *Semi-Insulating POLySilicon*, kratica SIPOS). Dodatak kisika povećava specifični otpor polisilicija od iznosa 10^6 do $10^{11} \Omega \text{ cm}$. Taj se polisilicij obično upotrebljava kao pasivizirajući sloj za visokoomske elemente. Struktura mu je višefazna i sastoji se od kristaličnog silicija, amornog silicija, silicij-monoksida i silicij-dioksida.

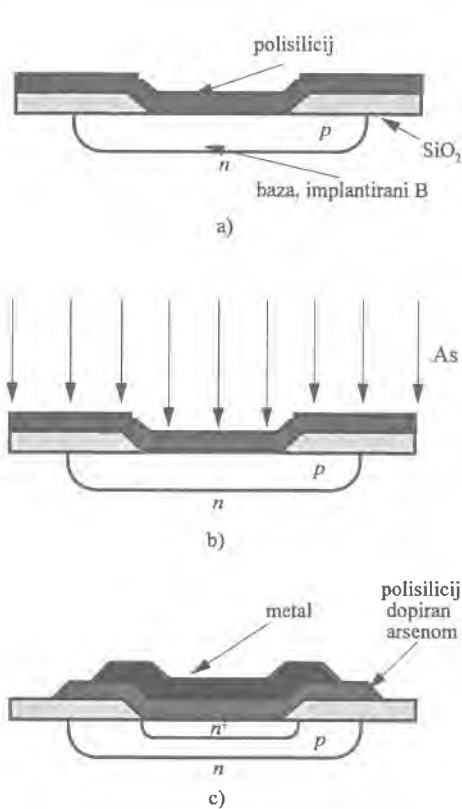


Slika 9.14. Kvalitativna ovisnost specifičnog otpora polisilicija o koncentraciji primjese (puna crta) i monokristalnog silicija (isprekidana crta)

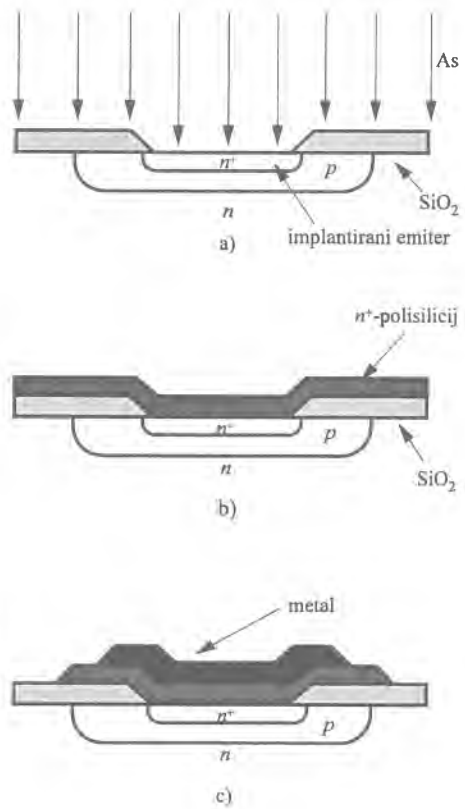
9.3.2. Polisilicijski emiteri

Primjena polisilicija u poboljšanju emitterskih svojstava tranzistora datira od 1976. godine kada su J. Graul et al. [9.31] obznanili prvu primjenu polisilicija, iako je pokušaja u tom smjeru bilo već i prije. Način dobivanja polisilicijskog emitera opisan je na slici 9.15. Nakon što se definira emitterski otvor u oksidnom sloju koji definira područje emitera, deponira se sloj intrinzičnog polisilicija (slika 9.15.a). Potom se implantira arsen, i to obično samo do polovice sloja polisilicija (slika 9.15.b). Slijedi difuzija arsena iz polisilicija u *p*-bazno područje, što dovodi do formiranja n^+ -emitera u *p*-baznom području. Tim postupkom mogu se ostvariti ekstremno plitke tranzistorske strukture s dubinom spoja između emitera i baze od samo $0,01 \mu\text{m}$. Metalni kontakt emitera nanosi se na kraju postupka prema slici 9.15.c. Tako dobiveni emiter obično se zove **polisilicijski emiter** (engl. *polysilicon emitter*) ili kraće **polisil emiter** (engl. *polysil emitter*). Postoji i druga varijanta u kojoj se emiter formira na klasičan način implantiranjem arsena u monokristalnu *p*-bazu na dubini reda $0,2 \mu\text{m}$ ispod površine pločice (slika 9.16.a). Potom se deponira n^+ -polisilicijski sloj dopiran arsenom (slika 9.16.b). Na kraju se formira metalni kontakt emitera (slika 9.16.c). U tom slučaju finalna struktura na slici 9.16. formalno je identična strukturi na slici 9.15.c, iako svojstva tih struktura nisu ista. Struktura na slici 9.16. u biti odgovara konvencionalnoj strukturi *npn*-tranzistora, s tom razlikom što monokristalni emiter ima na sebi polisilicijski sloj s metalnim

⁴ Slojni otpor definiran je u Prilogu VI. Detaljnije o određivanju slojnog otpora u [9.16].



Slika 9.15. Dobivanje polisilicijskog ili polisil-emitera: a) definiranje područja emitera i deponiranje intrinzičnog polisilicija; b) implantacija arsena u polisilicij; c) difuzija arsena iz polisilicija u područje baze, formiranje n^+ -monokristalnog emitera i nanošenje metala za emitterski kontakt



Slika 9.16. Dobivanje emitera s polisilicijskim kontaktom: a) dobivanje n^+ -emitera implantacijom arsena u p-bazu; b) deponiranje n^+ -polisilicijskog sloja dopiranog arsenom; c) nanošenje metala za emitterski kontakt

emitterskim kontaktom. Emiter formiran prema slici 9.16. obično se zove **emiter s polisilicijskim kontaktom**. (engl. *polysilicon contacted emitter*).

Glavna prednost varijanti tranzistora s polisilicijskim emiterom i s polisilicijskim kontaktom emitera je mogućnost proizvodnje plitkih spojeva emiter-baza, kao i kompatibilnost s postupkom **samopodešavanja** (engl. *self-aligned technology*), o čemu će kasnije biti više rečeno. Ne manje važno svojstvo struktura s polisilicijskim emiterom je povećanje iznosa faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera. Struktura bipolarnog tranzistora s emiterom s polisilicijskim kontaktom ima 2 do 3 puta veće strujno pojačanje nego klasična struktura s metalnim kontaktom, dok struktura s polisilicijskim emiterom ima strujno pojačanje više nego 10 puta veće od klasične strukture.

Jedna od prednosti strukture s emiterom s polisilicijskim kontaktom je sprečavanje stvaranja aluminijevih šiljaka prikazanih na slici 7.30. Šiljci završavaju u polisilicijskom sloju

između metalnog dijela kontakta i monokristalnog dijela emitera na slici 9.16.c i ne degradiraju svojstva *pn*-spoja emiter-baza.

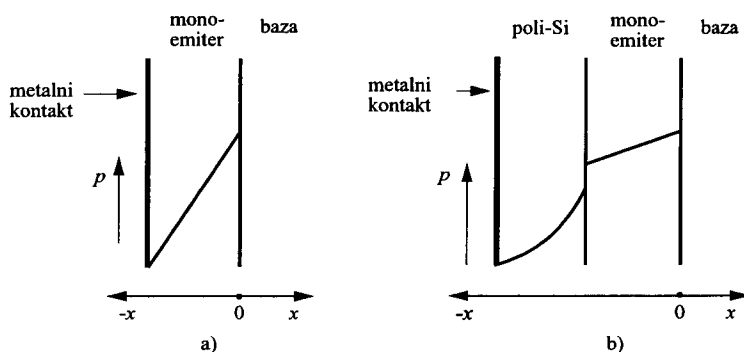
U ovdje opisanim emitterskim strukturama tipičnim za VLSI i ULSI područja primjene kao donorska primjesa za formiranje emitera upotrebljava se arsen umjesto nekada standardnog fosfora i postupak ionske implantacije kao metoda dopiranja. Razlog primjene implantacije kao postupka dopiranja je mogućnost dobivanja vrlo plitkih *pn*-spojeva, što je bitna prednost ionske implantacije s obzirom na difuzijski postupak. Razlog primjene arsena je za red veličine manji iznos njegove difuzijske konstante s obzirom na fosfor. Pri visokotemperaturnim postupcima koji slijede nakon implantacije arsena dubina njegova prodiranja ispod površine pločice bit će osjetno manja nego kod primjene fosfora pa će i *pn*-spojevi biti plići.

9.3.3. Osnovna svojstva tranzistora s polisilicijskim kontaktom emitera

Teorija rada tranzistora s polisilicijskim kontaktom emitera vrlo je složena i u čvrstoj je vezi sa strukturom polisilicija, s mehanizmima vođenja struje u polisiliciju te s pojavama na granici između monolitnog i polikristalnog dijela emitera. Ta je problematika detaljno analizirana u nizu radova i svojom opsežnošću prelazi okvire ovog udžbenika. Ovdje ćemo dati samo neke bitne rezultate te analize.⁵

Tranzistori s polisilicijskim kontaktom emitera imaju redovito vrlo plitke *pn*-spojeve između emitera i baze, te baze i kolektora, pa su to tranzistori s transparentnim emiterom i transparentnom bazom. Emiter je pri tome visoko dopiran, odnosno degeneriran, tako da za Gummelov broj emitera praktički uvijek vrijedi relacija (8.111), a ako se zanemari ovisnost koncentracije donora o x -u, i relacija (8.112). Prisutnost polisilicija na površini monokristalnog dijela emitera smanjuje efektivnu brzinu emitterske rekombinacije s_{ef} u relaciji (8.112) za Gummelov broj emitera zbog smanjenja karakteristične brzine površinske rekombinacije s . To znači da polisilicij na površini monokristalnog dijela emitera smanjuje struju manjinskih šupljina iz baze u emiter s obzirom na istu strukturu s metalom na površini monokristalnog emitera. Ta razlika u djelovanju metalnog i polisilicijskog kontakta ilustrirana je slikom 9.17. Kada je na površini monokristalnog emitera metalni kontakt (slika 9.17.a), zbog visokog iznosa karakteristične brzine površinske rekombinacije s postoji velik gradijent koncentracije manjinskih šupljina u emiteru, što daje relativno visok iznos šupljinske struje emitera uz smanjenje iznosa faktora strujnog pojačanja. Kada se između monokristalnog dijela emitera i metalnog kontakta nalazi polisilicijski sloj (slika 9.17.b), tada je karakteristična brzina površinske rekombinacije s na granici između polisilicija i monokristalnog dijela emitera manja nego na površini monokristalnog emitera u slučaju na slici 9.17.a, pa je i gradijent koncentracije šupljina u monokristalnom emiteru manji. To rezultira u manjem iznosu struje šupljina emitera i većem iznosu faktora strujnog pojačanja. Numeričkom analizom realne strukture s polisilicijskim kontaktom dobiva se karakteristična brzina površinske rekombinacije reda 10^4 cm s^{-1} , što je za red veličine manje nego kod metalnog kontakta. Utjecaj polisilicijskog kontakta na Gummelove krivulje s obzirom na metalni kontakt prikazan je na slici 9.18.a, a utjecaj polisilicijskog kontakta na faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera prikazan je na slici 9.18.b. Na obje slike dane su i odgovarajuće krivulje za metalni kontakt. Vidljivo je da polisilicijski kontakt s obzirom na

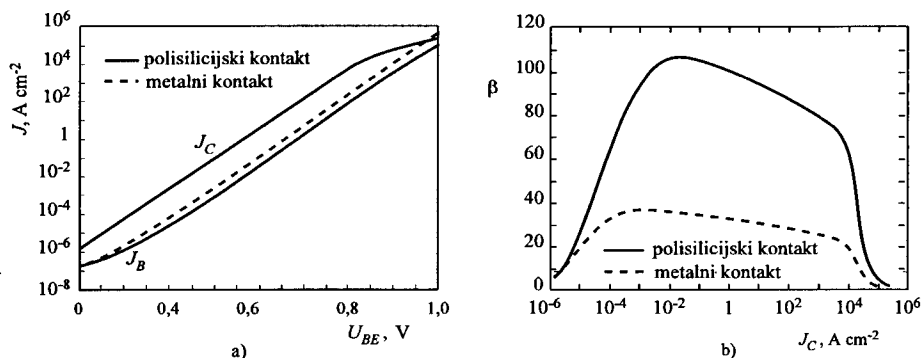
⁵ Za potpuniji prikaz vidjeti npr. [9.33].



Slika 9.17. Razlika u djelovanju metalnog i polisilicijskog kontakta emitera na raspodjelu manjinskih šupljina u monokristalnom emiteru: a) metalni kontakt; b) polisilicijski kontakt

metalni smanjuje struju baze, dok na struju kolektora ne djeluje. Također je vidljivo da u širokom rasponu iznosa gustoće struje kolektora znatno povećava iznos faktora strujnog pojačanja.

U gornjem opisu svojstava tranzistora s polisilicijskim kontaktom pretpostavljeno je da se polisilicijski sloj nastavlja izravno na monokristalni emiter. Međutim, u realnim emitorskim strukturama na granici između polikristalnog sloja i monokristalnog dijela emitera postoji tanak sloj silicij-dioksida pa je to zapravo heterostruktura polisilicij - silicij-dioksid - monokristalni silicij. Oksidni sloj uvelike djeluje na svojstva tranzistora, što rezultira promjenom oblika Gummelovih krivulja, iznosa faktora strujnog pojačanja i iznosa serijskog otpora neutralnog dijela emitera. Debljina oksidnog sloja ovisi o načinu čišćenja monokristala prije deponiranja polisilicija, o toplinskoj obradi nakon depozicije i o sličnim faktorima. Utjecaj debljine oksidnog sloja d_{ox} na iznos karakteristične brzine površinske rekombinacije

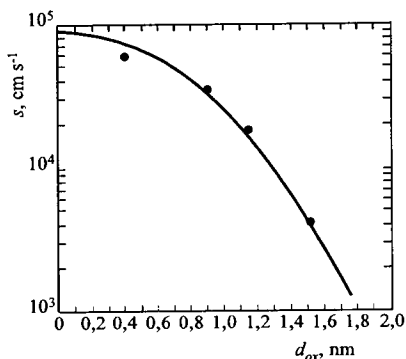


Slika 9.18. Utjecaj polisilicijskog kontakta emitera na karakteristike tranzistora: a) Gummelove krivulje; b) ovisnost faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera o gustoći struje kolektora [9.62]

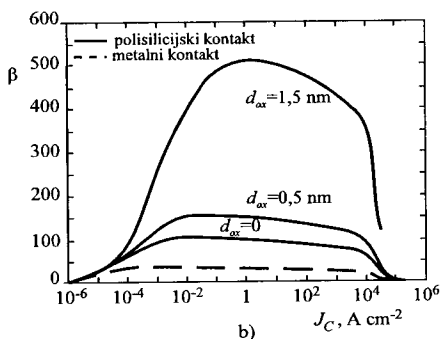
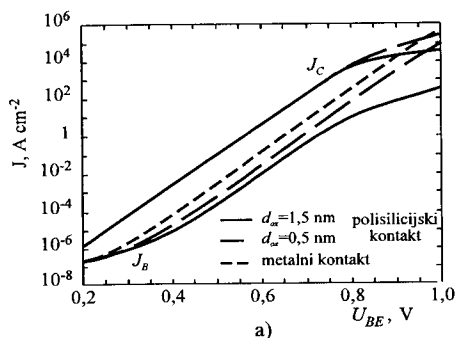
na granici između oksida i monokristala prikazan je na slici 9.19. Veća debljina oksida daje niži iznos površinske rekombinacije, niži iznos struje šupljina emitera i viši iznos faktora strujnog pojačanja. Fizikalni razlozi smanjenja brzine površinske rekombinacije zbog postojanja tankog oksidnog sloja nisu do kraja jasni. Pretpostavlja se da zbog vrlo male debljine oksidnog sloja reda 1 nm i slobodni elektroni i šupljine prolaze kroz oksidni sloj tuneliranjem. Međutim, slobodni elektroni lakše tuneliraju kroz oksidni sloj nego šupljine, pa je oksidni sloj transparentniji za elektrone.

Utjecaj oksidnog sloja na karakteristike tranzistora s polisilicijskim kontaktom prikazan je na slici 9.20. Gummelove krivulje prikazane su na slici 9.20.a za tranzistor s metalnim emiter-skim kontaktom, te za tranzistor s polisilicijskim kontaktom uz oksidni sloj debljine 0,5 i 1,5 nm.

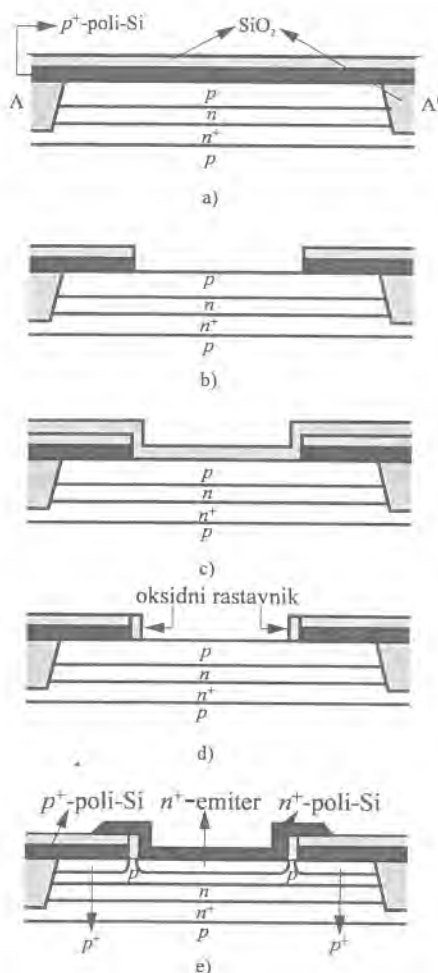
Porast debljine oksida dovodi do pada struje baze, dok struja kolektora ne mijenja iznos osim pri visokim gustoćama. Rezultat je porast iznosa faktora strujnog pojačanja s porastom debljine oksidnog sloja, što je vidljivo iz slike 9.20.b. Rast debljine oksidnog sloja uzrokuje rast iznosa faktora strujnog pojačanja, ali i rast serijskog pada napona na oksidnom sloju. Rezultat je porast serijskog otpora emitera. Zato se debljina oksidnog sloja ne treba povećavati iznad iznosa koji odgovara porastu faktora strujnog pojačanja. Pri većim debljinama oksidnog sloja opada sposobnost nosilaca da tuneliraju kroz oksidni sloj što ruši iznos faktora strujnog pojačanja i povećava iznos serijskog otpora emitera.



Slika 9.19. Utjecaj debljine oksidnog sloja d_{ox} između polisilicijskog kontakta emitera i monokristalnog emitera na karakterističnu brzinu površinske rekombinacije



Slika 9.20. Utjecaj oksidnog sloja između polisilicijskog kontakta i monokristalnog emitera na karakteristike tranzistora: a) Gummelove krivulje; b) ovisnost faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera o gustoći struje kolektora [9.62]



Slika 9.21. Dobivanje tranzistora tehnikom samopodešavanja: a) deponiranje polisilicija, ionska implantacija bora u polisilicij i kemijska depozicija oksidnog sloja; b) otvor u oksidnom sloju i sloju polisilicija dobiven metodom reaktivnog ionskog jetkanja; c) kemijska depozicija oksidnog sloja preko cijele strukture; d) reaktivno ionsko jetkanje oksida i formiranje oksidnog rastavnika; e) polaganje arsenom dopiranog polisilicija i difuzija arsena iz polisilicija u p -bazu uz istodobnu difuziju bora iz p^+ -polisilicija u ekstrinzične dijelove baze

oksidnih uložaka A i A'. Između njih nalazi se odozgo prema dolje p -područje buduće baze, n -epitaksijalni dio budućeg kolektora i n^+ -potkolektorski sloj. Podloga je p -tipa. Iz te je slike

9.3.4. SIS-tranzistor

Specijalni slučaj tranzistora na slici 9.15. nastaje kada se postupci koji slijede depoziciju arsenom dopiranog polisilicija obavljaju na temperaturama pri kojima je difuzija arsena iz polisilicija u p -monokristalni sloj na slici 9.15.c zanemariva. Tada ulogu n^+ -emitera preuzima arsenom dopirani polisilicij, a monokristalni dio emitera iščezava. Između n^+ -polikristalnog emitera i p -baze nalazi se tanak oksidni sloj kroz koji tuneliraju slobodni elektroni i šupljine. Ta se struktura zove (poli)silicij-izolator-silicij struktura, kraće SIS-struktura, a tranzistor temeljen na njoj **SIS-tranzistor**.

Gummelove krivulje SIS-tranzistora razlikuju se od Gummelovih krivulja na slikama 9.18. i 9.19. po tome što u području napona između emitera i baze 0,9 do 1 V struja baze s naponom U_{BE} raste vrlo sporo ili čak pokazuje svojstvo dinatronske karakteristike, odnosno negativnog dinamičkog otpora.

Tranzistor te vrste ima inferiorne karakteristike s obzirom na tranzistor s polisilicijskim emitterskim kontaktom i s polisilicijskim emiterom jer daje manje iznose kolektorske struje pri istom iznosu napona U_{BE} . Uz to, faktor strujnog pojačanja izrazito ovisi o struji padajući vrlo brzo pri malim iznosima struje kolektora.

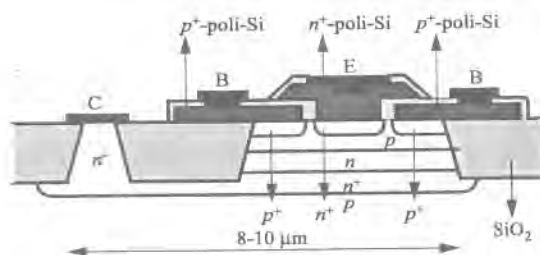
9.3.5. Tehnika samopodešavanja

Bitni koraci u ostvarivanju tranzistora primjenom tehnike samopodešavanja prikazani su na slici 9.21. Proces počinje depozicijom polisilicijskog sloja iznad p -baznog područja tranzistora. Slijedi ionska implantacija bora u polisilicijski sloj, čime se dobiva p^+ -polisilicij. Metodom kemijske depozicije nanosi se oksidni sloj iznad p^+ -polisilicija, što rezultira strukturom na slici 9.21.a. Bočna izolacija područja buduće baze i kolektora osigurana je oksidnom izolacijom pomoću

vidljivo da oksidni uložak osigurava bočnu izolaciju dok je s donje strane strukture izolacija osigurana pn -spojem između p -podloge i n^+ -potkolektorskog sloja. Da bi ta izolacija bila djelotvorna, podloga mora biti reverzno polarizirana prema n^+ -potkolektorskom sloju.

Primjenom metode reaktivnog ionskog jetkanja odstrani se sloj oksida i p^+ -polisilicija u dijelu koji će definirati područje emitera tranzistora. Zbog anizotropnog karaktera reaktivnog ionskog jetkanja rezultira praktički vertikalni rub emitereskog otvora (slika 9.21.b). Slijedi kemijska depozicija oksidnog sloja prema slici 9.21.c, a potom reaktivno ionsko jetkanje koje odstrani oksidni sloj nanesen u prethodnom koraku svuda osim na rubu emitereskog otvora. Taj rubni oksid zove se **oksidni rastavnik** (engl. *oxide spacer*) (slika 9.21.d). Njegova je debljina određena debljinom deponiranog oksida i karakteristikama ionskog jetkala. Potom se primjenom postupka opisanog slikom 9.15. deponira arsenom dopirani n^+ -polisilicijski kontakt emitera. Toplinskim postupkom izazove se difuzija arsena iz n^+ -polisilicijskog kontakta u p -područje, čime se formira n^+ -monokristalni dio emitera u p -bazi. Istodobno dolazi do difuzije bora iz p^+ -polisilicijskog sloja u ekstrinzične dijelove p -baze, čime se smanjuje njezin serijski otpor. Konačni oblik područja emitera i baze prikazan je na slici 9.21.e bez metalnih kontakata. Iz slike 9.21.e razumljivo je zašto se metoda dobivanja te strukture zove samopodešavanje. Oksidni rastavnici definiraju područje emitereskog kontakta. Polisilicijski emitereski kontakt deponira se **prije** formiranja emitera pa se nakon toga difundirano n^+ -monokristalno područje emitera podesi prema polisilicijskom kontaktu. Zahvaljujući oksidnom rastavniku, spriječen je izravan dodir n^+ -područja emitera i p^+ -područja ekstrinzične baze.

Konačni oblik bipolarnog nnp -tranzistora formiranog metodom samopodešavanja dan je na slici 9.22. Usporedbom s klasičnim bipolarnim tranzistorom na slici 9.6. opažaju se znatne razlike. Planarne dimenzije ovdje su osjetno ispod dimenzija na slici 9.6. To je u prvom redu posljedica primjene postupka bočne oksidne izolacije umjesto p^+ -izolacijske difuzije. Dok u strukturi na slici 9.6. područje p -baze ne može ići do izolacijskog p^+ -uloška, ovdje je p -bazno područje presječeno bočnom oksidnom izolacijom što reducira površinu tranzistora. Zamjena bočne p^+ -izolacije oksidnom znatno reducira kapacitet pn -spoja između kolektora i podloge uz smanjenje struje curenja kroz taj spoj. Kapacitet pn -spoja između baze i kolektora također je u strukturi tranzistora sa samopodešavanjem znatno smanjen. Taj kapacitet određen je između ostalog i površinom pn -spoja između baze i kolektora. U strukturi na slici 9.6. kontakti emitera i baze smješteni su izravno na emiteru, odnosno na bazi, i prostor koji ti kontakti zauzimaju izravno određuje površinu pn -spoja između baze i kolektora. U strukturi sa samopodešavanjem kontakt baze nije smješten iznad područja baze već je ostvaren preko p^+ -polikristalnog sloja te nema potrebe za kontaktom metala s monokristalnom bazom. Kapacitet spoja između baze i kolektora ovdje je više od četiri puta manji nego u klasičnoj strukturi. Visoko dopiranje p^+ -polisilicija između ekstrinzične baze



Slika 9.22. Konačni oblik bipolarnog nnp -tranzistora formiranog metodom samopodešavanja

i metalnog baznog kontakta osigurava zanemariv pad napona između ekstrinzične p^+ -baze i metalnog kontakta baze. Struktura sa samopodešavanjem ima reduciran iznos serijskog otpora baze jer je p^+ -ekstrinzični dio baze samopodešavanjem optimalno smješten prema emiteru. Razmak između n^+ -emitera i p^+ -ekstrinzične baze određen je debljinom oksidnog rastavnika. Njezin tipični iznos je oko $0,2\text{ }\mu\text{m}$. Zato se ekstrinzično područje baze širi gotovo do emitera, osiguravajući niskootporni put struje prema baznom kontaktu.

Smanjenje iznosa kapaciteta pn -spoja između baze i kolektora i smanjenje iznosa serijskog otpora baze izravno djeluje na smanjenje vremena prolaska signala kroz tranzistor odnosno na povećanje brzine rada tranzistora u digitalnim sklopovima pa tranzistori dobiveni metodom samopodešavanja služe prvenstveno za realizaciju digitalnih sklopova najviših stupnjeva kompleksnosti.

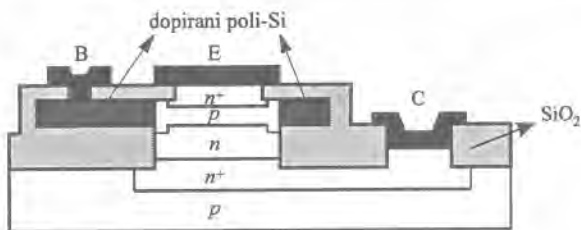
Presjek tranzistora na slici 9.22. upućuje na dodatna svojstva koja pridonose vrlo velikoj brzini rada tog elementa. Polisilicijski emiter osigurava vrlo plitak spoj emiter-baza reda $0,01\text{ }\mu\text{m}$, koji u graničnom slučaju SIS-tranzistora teži nuli. Time se znatno reducira bočna komponenta kapaciteta spoja emiter-baza. Širina baze također je vrlo mala (ispod $0,1\text{ }\mu\text{m}$), čime se minimizira vrijeme prolaska signala kroz nju. Vrlo uska, transparentna baza dovodi do tunelske komponente u struji kolektora, što teoriju rada tranzistora čini složenijom [9.34]. Struktura na slici 9.22. omogućava rad tranzistora do frekvencijskog područja reda više desetaka GHz s vremenima prolaska signala kroz tranzistor u pikosekundnom području.

U strukturama sa samopodešavanjem kritičan korak je formiranje oksidnog rastavnika. Točan oblik i debljina rastavnika kritično ovise o rastu oksida na bočnoj strani p^+ -polisilicijskog sloja na kojoj rastavnik raste, kao i o stupnju anizotropnosti procesa reaktivnog ionskog jetkanja. Bolji se rezultati postižu ako se kao rastavnik upotrebljava polisilicijski sloj umjesto oksidnog sloja dobivenog depozicijom. Polisilicij bolje pokriva bok p^+ -polisilicijskog sloja nego oksid, pa se može termički oksidirati i rastavnik dobiva visokokvalitetni oksidni sloj za razliku od deponiranog oksida koji je lošije kvalitete. Debljina rastavnika time se također povećava jer je debljina konačnog oksida oko 2,2 puta veća od originalne debljine polisilicija. Veća debljina rastavnika osigurava veći razmak n^+ -emitera i p^+ -ekstrinzične baze sprečavajući pojave neželjenog n^+p^+ -spoja po rubu emitera. Taj spoj generirao bi tunelsku struju koja bi degradirala iznos strujnog pojačanja i iznos probojnog napona spoja emiter-baza [9.33],[9.37].

U strukturi na slici 9.22. može se upotrijebiti bilo koja vrsta bočne oksidne izolacije iz odjeljka 9.2.2. uključujući i izolaciju žlijebom. Prednost je te izolacije u smanjivanju kapaciteta kolektora s obzirom na izolacijsko područje i u porastu probojnog napona kolektora prema izolacijskom području.

Tehnika samopodešavanja široko se primjenjuje u ostvarivanju različitih digitalnih sklopova najviših stupnjeva integracije, posebno u **emitorski vezanim logičkim sklopovima** (engl. *emitter coupled logic*, kratica ECL), **integriranim injeksijskim logičkim sklopovima** (engl. *integrated injection logic circuit*, kratica I^2L) i u **komplementarnim bipolarnim - CMOS sklopovima** (engl. *complementary bipolar-CMOS*, kratica BiCMOS). Ta se tehnika također primjenjuje u ostvarivanju visokofrekvencijskih lateralnih pnp -tranzistora, o kojima će biti riječi u odjeljku 9.3.9. Tako ostvareni lateralni pnp -tranzistori mogu raditi u frekvencijskom području do 3 GHz. Primjenom tehnike samopodešavanja mogu se ostvariti vrlo brzi digitalni sklopovi na istom čipu zajedno s analognim sklopovima vrhunskih performansi.

Tranzistorska struktura na slici 9.22. upotrebljava polisilicijski emiter u tehnici samopodešavanja pa se često zove i **polisilicijska tehnika samopodešavanja** (engl. *polysilicon self-aligned*, kraće PSA).

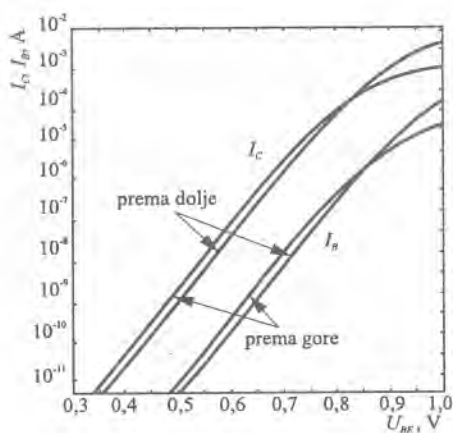


Slika 9.23. SICOS tranzistor. Kontakt baze smješten je bočno

9.3.6. SICOS-tranzistor

Dalje smanjenje serijskog otpora baze i kapaciteta pn -spoja između baze i kolektora može se osigurati strukturom sa samopodešavanjem u kojoj dopirani polisilicijski sloj izravno kontaktira aktivni, odnosno intrinzični dio baze. Naziv te strukture SICOS je kratica od engleskog naziva *Si*dewall base *C*ontact *S*tructure. Presjek SICOS-tranzistora dan je na slici 9.23. U toj strukturi područje emitera i baze, kao i oksidni ulošci za izolaciju elementa od elementa, definiraju se istim litografskim postupkom pa je to struktura sa samopodešavanjem. To rezultira u praktički potpunoj eliminaciji ekstrinzičnih dijelova baze, čime je gotovo eliminiran njezin serijski otpor. Istodobno, znatno su smanjene topološke dimenzije i površina tranzistora, što omogućava vrlo veliku gustoću pakiranja tranzistora na čipu. Baza je dobivena implantacijom bora u n -epitaksijalni dio iznad n^+ -potkolektorskog sloja, dok se emiter dobiva implantacijom arsena. Emiter ima metalni kontakt, kao i kolektor, dok se metalni kontakt baze nalazi na dopiranom polisilicijskom ulošku p -tipa u koji je difundiran bor radi smanjenja otpora između intrinzične baze i metalnog kontakta. Presjek SICOS tranzistora na slici 9.23. pokazuje da njegova struktura uvelike preferira praktički jednodimenzionalni tok nosilaca od emitera prema kolektoru. Površine pn -spojeva emiter-baza i kolektor-baza gotovo su međusobno jednake.

Zato je faktor strujnog pojačanja u reverznom smjeru mnogo veći nego u klasičnoj strukturi na slici 9.6., gdje je površina spoja kolektor-baza mnogo veća nego površina spoja emiter-baza. Gummelove krivulje za SICOS-tranzistor prikazane su na slici 9.24., kada tranzistor radi »prema dolje« (normalni smjer) i »prema gore« (inverzni smjer). Vidljivo je da se iznosi struja kolektora I_C i struja baze I_B u oba smjera malo razlikuju pa se i faktori strujnih pojačanja u oba smjera slabo razlikuju. Ta činjenica preporučuje taj tranzistor u realizaciji integriranih injekcijskih logičkih sklopova, gdje $nnpn$ -tranzistori rade u inverznom aktivnom području i gdje odgovarajući iznos faktora strujnog pojačanja određuje izlazni faktor razgranjavanja. Primjenom SICOS-tranzistora u dotičnim sklopovima dostignute su brzine reda 1 ns po logičkom sklopu uz umnožak snage i kašnjenja ispod 20 fJ.



Slika 9.24. Gummelove krivulje za SICOS-tranzistor, kada tranzistor radi prema dolje i prema gore

Samopodešavanje je ovdje trostruko jer se jednom maskom određuju dimenzije i baze i emitera i osigurava emitterski kontakt. Ako se primjenjuje duboka optička litografija ili litografija elektronskim snopom, mogu se smanjiti dimenzije na površini čipa i povećati brzina rada. Jedna od varijanti te tranzistorske strukture je poznata pod imenom TIP BASE. Tu je širina emitterskog otvora $0,2\text{ }\mu\text{m}$, širina baznog područja na površini čipa $0,85\text{ }\mu\text{m}$. Primjenjuje se izolacija oksidnim žlijebom. U SST strukturi na slici 9.26. naznačen je intrinzični, odnosno aktivni dio tranzistora. Njega čini emiter i dio strukture po vertikali u smjeru emitera. Iz geometrijskih odnosa proizlazi da je intrinzični dio tranzistora oko 20 puta manji od cijele strukture. Drugim riječima, najveći dio prostora koji zauzima tranzistor pripada pasivnim ili ekstrinzičnim dijelovima tranzistora. To se odnosi na jednodimenzionalni prikaz strukture. U dvodimenzionalnom prikazu odnos intrinzične i ekstrinzične površine je isti zato što u toj strukturi emiter ide bočno sve do oksidne bočne izolacije.

Nerazmjer između površine koja pripada intrinzičnom dijelu tranzistora i ukupne površine tranzistora posljedica je činjenice što intrinzična baza i kolektor završavaju u volumenu pločice, dok se metalni kontakti nalaze na površini. Da bi se ostvarili kontakti do baze i kolektora potrebno je:

- ostvariti u čeliji p^+ -ekstrinzičnu bazu difuzijom bora iz p^+ -polisilicija,
- odvojiti površinu za izolaciju kontakta baze od emitterskog i kolektorskog kontakta,
- ispod strukture tranzistora osigurati n^+ -potkolektorski sloj radi smanjenja serijskog otpora kolektora u zasićenju,
- od potkolektorskog sloja osigurati prostor za izvod kolektora na površinu i jako ga dopirati radi smanjenja serijskog otpora kolektora,
- odvojiti površinu za izolaciju izvoda kolektora od izvoda baze.

Proizlazi da je gornja površina strukture zauzeta s kontaktima svih triju elektroda i s izolacijskim područjima među njima. Od aktivnih dijelova elektroda samo aktivni emiter počinje na površini pločice. Aktivni dijelovi baze i kolektora završavaju u volumenu pločice pa je najveći dio površine strukture pasivan i potreban da bi se osigurao pristup do aktivnih, intrinzičnih dijelova.

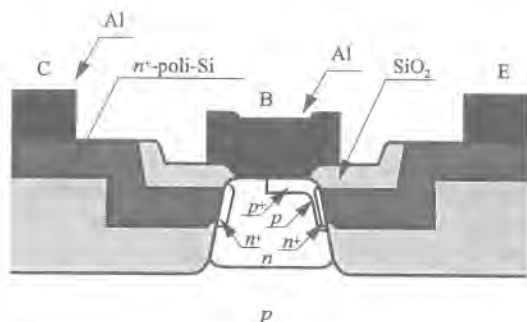
Na slici 9.26. naznačen je i tok nosilaca - slobodnih elektrona kroz tranzistorsku strukturu. Aktivni dio toka počinje na površini, u emiteru, prolazi kroz bazu i kroz intrinzični dio kolektora, a potom se nastavlja kao pasivni tok bočno kroz n^+ -potkolektorski sloj i vertikalno prema gore do kolektorskog kontakta. Do baznog kontakta struja iz intrinzične baze teče kroz p^+ -ekstrinzični dio baze i kroz p^+ -polisilicijski sloj smješten između ekstrinzične baze i baznog kontakta. To znači da je tok nosilaca koji čine struju baze praktički sav pasivan. Podjela tokova nosilaca na aktivni i pasivni dio točno se podudara s podjelom aktivnih (intrinzičnih) i pasivnih (ekstrinzičnih) volumena. Zaključuje se da će najkraći put nosilaca između intrinzičnih dijelova tranzistora i metalnih kontakata optimirati i samu čeliju.

Iz geometrijskih odnosa na slici 9.26. i iz geometrijskih odnosa na ostalim sličnim VLSI i ULSI tranzistorskim strukturama može se zaključiti da pojedinim elektrodama i izolacijskim područjima među njima pripadaju ovi dijelovi ukupne površine: kolektoru 27,5 %, bazi 20 %, emiteru 15 % i izolaciji 37,5 %. Intrinzični dio zauzima samo 5 % površine strukture. Situacija je nešto povoljnija u SICOS i SICOSOI strukturi, koje praktički eliminiraju ekstrinzičnu p^+ -bazu i dio površine koja na nju otpada. Međutim, ni te strukture ne eliminiraju potrebu za n^+ -potkolektorskim slojem i dugi pasivni tok slobodnih elektrona od intrinzičnog dijela kolektora kroz potkolektorski sloj do metalnog kolektorskog kontakta na površini pločice. Nameće se zaključak da se odnos aktivne i pasivne površine bipolarnih čelija ne može znatnije poboljšati u korist aktivne površine ako se ne promijeni sam koncept tranzistorske

strukture. Treba se podsjetiti da današnji oblik VLSI i ULSI tranzistora u osnovi potječe od klasičnog planarnog epitaksijalnog tranzistora na slici 9.6. koncipiranog kada je minimalna planarna dimenzija fotolitografskog postupka iznosila $12,5\text{ }\mu\text{m}$ i kada su mogućnosti planarne tehnologije bile više nego skromne s obzirom na današnje mogućnosti. Zato je uputno pokušati bipolarni tranzistor koncipirati uzimajući u obzir samo današnje tehnološko stanje zaboravljajući klasičan pristup.

Koncept tranzistora s horizontalnim tokom struje - HCT. Presjek tranzistora s horizontalnim tokom struje ili HCT (kratica od engleskog naziva *Horizontal Current Transistor*) prikazan je na slici 9.27. Samo jedna elektroda, i to priključak baze, smještena je na površini ćelije. Priključak emitera je na desnoj, a kolektora na lijevoj strani strukture. Primjenjuje se bočna oksidna izolacija temeljena na LOCOS procesu. S donje strane izolaciju osigurava reverzno polarizirani pn -spoj. Startni materijal u formiranju HCT strukture je p podloga s konfiguracijom silicij-dioksida i silicij-nitrida sličnoj p -podlozi na slici 9.9.d. U tu podlogu kroz tanki oksidni i nitridni sloj implantira se fosfor koji se potom redistribuira, čime se između bočnih oksidnih izolacijskih uložaka dobiva n -područje. Ono se koristi kao područje kolektora. Baza tranzistora ima oblik »bumeranga«. Gornji p^+ -dio dobiven je implantacijom bora s gornje strane pločice, dok je bočni p -dio dobiven naknadnom implantacijom također bora. U početku su gornji i bočni dio baze međusobno odvojeni, ali pod djelovanjem kasnijih toplinskih postupaka (oksidacija) bor difundira i ta se područja stapaju u jedno. Tek nakon implantacije bora polaže se arsenom dopiran polisilicij. Emiter se formira difuzijom arsena iz n^+ -polisilicijskog sloja u p -područje bočnog dijela baze za vrijeme termičke oksidacije polisilicija. Istodobno difundira i arsen iz n^+ -polisilicija u n -kolektor na lijevoj bočnoj strani n -kolektorskog otoka. Kako je emiter dobiven difuzijom arsena iz polisilicija u bazu, proizlazi da HCT struktura ima emiter s polisilicijskim kontaktom. Baza tranzistora ima dva dijela, ne samo po geometrijskom položaju (gornji i bočni dio) već i po funkciji. Gornji p^+ -dio je ekstrinzični dio koji služi za ostvarivanje kontakta baze s metalom i za smanjivanje serijskog otpora baze. Bočni p -dio je aktivna ili intrinzična baza. Metalni kontakti na gornjoj površini strukture su aluminijski i dobivaju se deponiranjem i legiranjem aluminija sa silicijem i n^+ -polisilicijem na 495°C .

HCT struktura nema potkolektorskog sloja. Kada ga nema, tada nema ni potrebe za n -epitaksijalnim slojem. U klasičnoj strukturi epitaksijalni rast aktivnog n -sloja potreban je upravo zbog potkolektorskog sloja jer je nemoguće drugom tehnološkom metodom formirati



Slika 9.27. Tranzistor s horizontalnim tokom struje - HCT

aktivni sloj nakon što je položen potkolektorski. Umjesto epitaksijalnog rasta u HCT pristupu aktivni n -kolektor formira se difuzijom fosfora. Ta je metoda poznata kao **tehnologija trostruke difuzije** ili kraće 3D tehnologija. No dok je u klasičnoj ćeliji 3D tehnologija teško prihvatljiv koncept, jer zahtijeva kompromis između tehnološke jednostavnosti i visokog kolektorskog otpora, u HCT slučaju to je logičan pristup bez ikakva kompromisa. Kod HCT-a n -kolektorsko područje ima umjereno visok specifični otpor, međutim kako je udaljenost s lijeve bočne strane strukture do desne vrlo mala, rezultira i malen iznos serijskog otpora kolektora.

Na površini pločice izravno je smještena samo jedna elektroda - kontakt baze. Nema potrebe za izolacijskom površinom između baze i emitera i baze i kolektora, jer su te elektrode priključene na bokove ćelija, pa je i izolacija bočna ili volumna.

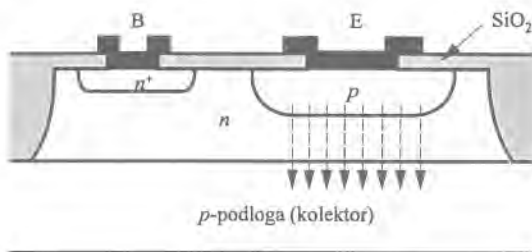
Kako se na površini strukture nalazi samo izvod baze bez izolacije, može se očekivati da ukupna površina HCT strukture odgovara površini koja pripada kontaktu baze u tranzistoru na slici 9.26. Kako kontaktu baze pripada oko 20 % ukupne površine tranzistora, proizlazi da HCT struktura na slici 9.27. uz istu finoću tehnologije zauzima oko pet puta manju površinu nego struktura na slici 9.26. To za sobom automatski povlači veću gustoću pakiranja tranzistora u čipu i veću brzinu rada tranzistora.

HCT ima još jednu bitnu prednost s obzirom na tranzistor na slici 9.26. To je mogućnost formiranja Schottkyjeve diode između baze i kolektora. Ako se pažljivije pogleda izvedba metalnog baznog kontakta u HCT strukturi, uočava se da dio metalne elektrode prekriva p^+ -ekstrinzičnu bazu, a dio površinu n -kolektora. Kontakt aluminijski s p^+ -ekstrinzičnom bazom rezultira u omskom ili neispravljačkom kontaktu, dok kontakt aluminijski s n -površinom kolektora rezultira u ispravljačkom kontaktu, odnosno Schottkyjevoj diodi metal-poluvodič. To je posljedica činjenice da je koncentracija donora na površini strukture manja od $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Schottkyjeva dioda između kolektora i baze ima napon koljena oko 0,2 V (v. sliku 7.25) i ona sprečava prelazak tranzistora u područje zasićenja. Da bi tranzistor ušao u zasićenje, potrebno je da napon između kolektora i baze iznosi bar 0,6 V uz propusnu polarizaciju tog spoja. Sprečavanjem ulaska tranzistora u zasićenje smanjuje se količina ekscesnog naboja manjinskih elektrona u bazi pri radu tranzistora kao sklopke i povećava brzina toga rada. To svojstvo čini HCT vrlo pogodnim elementom u brzim digitalnim sklopovima.

Strukture SICOSOI i HCT su hipotetske strukture. Tehnološki nisu još implementirane. Prikazane su ovdje kao »rubne« tranzistorske strukture koje naznačuju granice današnje planarne tehnologije. Pri tome postoji bitna razlika u konceptu tih struktura. SIOCOSOI je rubna struktura u razvoju klasične tranzistorske ćelije temeljene na primjeni potkolektorskog sloja i n -epitaksijalnog rasta. HCT je posve nov koncept koji eliminira i potkolektorski sloj i n -epitaksijalni sloj eliminirajući gotovo posve ekstrinzične ili pasivne dijelove tranzistora, znatno smanjujući ukupnu površinu tranzistora i poboljšavajući njegove performanse.

9.3.9. Tranzistorske *pnp*-strukture

U digitalnim i analognim integriranim bipolarnim sklopovima i u kompatibilnim BiMOS i BiCMOS integriranim sklopovima primjenjuju se ponajprije *nnp*-bipolarni tranzistori. Mnogo se rjeđe susreću tranzistori *pnp*-tipa zbog njihovih lošijih ukupnih karakteristika. Međutim, u određenim slučajevima (integrirani injekcijski logički sklopovi, protutaktni izlazni stupnjevi analognih sklopova) ne može se izbjeći i upotreba *pnp*-tranzistora. Kako je *nnp*-tranzistor osnovni element bipolarnih sklopova, planarni proces podešen je njegovim



Slika 9.28. Vertikalni ili supstratni *nnp*-tranzistor

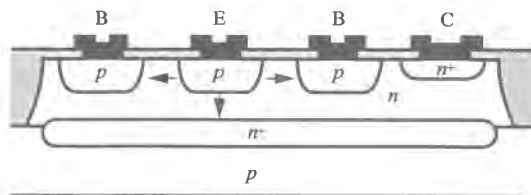
optimalnim karakteristikama. Svi ostali elementi, uključujući i *pnp*-tranzistor, moraju se ostvarivati onim tehnološkim koracima kojima se ostvaruje *nnp*-tranzistor. Na taj način dolazi se do dvije osnovne varijante *pnp*-tranzistora.

Vertikalni ili supstratni *pnp*-tranzistor. Presjek tranzistora prikazan je na slici 9.28. Emiter je formiran primjenom *p*-bazne difuzije istodobno s bazom *nnp*-tranzistora. Ako je to tranzistor za VLSI primjene, *p*-emiter formirat će se ionskom implantacijom bora. Kao baza služit će *n*-epitaksijalni otok, koji u *nnp*-strukturi služi kao kolektor. Ispod *n*-epitaksijalnog otoka ovdje nije ugrađen n^+ -potkolektorski sloj jer bi on stvorio ugrađeno električno polje (zašto ?) od *p*-podloge ka *n*-otoku i to bi polje djelovalo kočće na šupljine koje putuju od *p*-emitera kroz *n*-bazu prema *p*-podlozi. Ulogu *p*-kolektora ima ovdje zajednička podloga sklopa. Ta je podloga spojena na najviši po iznosu negativni napon sklopa pa je na fiksnoj istosmjernom potencijalu, što ograničava primjenu tog tranzistora.

Karakteristike supstratnog *pnp*-tranzistora lošije su od karakteristika *nnp*-tranzistora ponajprije zbog veće širine baze, što rezultira u nižem iznosu faktora strujnog pojačanja i u nižem frekvencijskom dometu.

Lateralni ili bočni *pnp*-tranzistor. Izvedba tog tranzistora prikazana je na slici 9.29. Kao *p*-emiter i *p*-kolektor služe područja dobivena istodobno sa bazama *nnp*-tranzistora. Kao *n*-baza služi izolacijski *n*-otok. Taj tip tranzistora zove se lateralni ili bočni zato što šupljine koje od emitera putuju kroz bazu mogu stići do kolektora samo ako putuju lateralno, odnosno paralelno s površinom pločice. Šupljine ubačene iz emitera u bazu u vertikalnom smjeru neće stići do kolektora pa će vertikalna komponenta struje emitera smanjivati faktor strujnog pojačanja tog tranzistora. S povećanjem opsega emitera s obzirom na njegovu površinu raste omjer lateralne i vertikalne komponente struje emitera, a time i iznos faktora strujnog pojačanja. Smanjenju vertikalne komponente struje šupljina emitera pridonosi n^+ -potkolektorski sloj jer ugrađeno električno polje koje on stvara prema površini pločice djeluje kočće na šupljine koje emiter injektira u vertikalnu bazu.

Taj tip tranzistora u pravilu je loš pojačavački element. Najčešće se upotrebljava kao izvor stalne struje i kao aktivni potrošač. Primjenom modernih planarnih metoda razvijenih u VLSI i ULSI području mogu se unaprijediti i karakteristike tog tranzistora.



Slika 9.29. Lateralni ili bočni *pnp*-tranzistor

9.4. Pojave i efekti u realnim tranzistorima. Modeli i nadomjesni sklopovi

Svojstva realnih tranzistora uvelike ovise o njihovoj građi, dimenzijama i načinu primjene pojedinih tehnoloških postupaka. Ta se svojstva više ili manje razlikuju od svojstava opisanih u osmom poglavlju radi idealizacija koje su tamo učinjene kako bi se olakšala matematička analiza rada tranzistora. Ovdje će se radi cjelovitijeg opisa svojstava realnih tranzistora, posebno tranzistora opisanih u ovom poglavlju, detaljnije prikazati pojave i efekti u njima.

9.4.1. *Serijski otpor emitera*

Serijski otpor emitera djeluje između metalnog emitterskog priključka i ruba emitera uz pn -spoj emiter-baza kroz koji teče struja emitera. U strukturi na slici 9.8. te u SICOS (slika 9.23) i SICOSOI (slika 9.25) strukturi serijski otpor emitera određen je koncentracijom donora u n^+ -emiteru i njegovim geometrijskim dimenzijama, te specifičnim kontaktnim otporom spoja metal-poluvodič. Taj otpor ima tipičan iznos $5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{cm}^2$. Kako je koncentracija donora u emiteru vrlo visoka, a emiter transparentan, otpor tijela emitera redovito je vrlo malen pa je njegov serijski otpor određen specifičnim kontaktnim otporom.

U varijantama tranzistora s polisilicijskim kontaktom emitera znatno raste iznos serijskog otpora emitera zbog dvaju faktora. Prvi je omski otpor polisilicija između monokristalnog dijela emitera i metalnog priključka, a drugi je otpor tankog oksidnog sloja između monokristalnog i polikristalnog dijela emitera. Serijski otpor emitera raste s porastom debljine oksida i opada s porastom koncentracija primjesa u polisilicijskom kontaktu. Kada se debljina oksidnog sloja povećava u granicama od 0,1 do 2 nm uz presjek polisilicijskog kontakta na površini monokristalnog dijela emitera $6 \times 6 \mu\text{m}^2$, dobiva se porast otpora od 1 do 60 Ω . Taj je porast eksponencijalna funkcija debljine oksida, pa se debljine veće od 1,5 nm ne preporučuju. Polisilicijski kontakt uz koncentraciju donora reda 10^{20}cm^{-3} daje serijski otpor emitera reda 5 do 15 Ω . Tipičan iznos serijskog otpora emitera u strukturama s polisilicijskim emiterom je oko 35 Ω .

Utjecaj serijskog otpora emitera na rad tranzistora očituje se u pojavi pada napona na tom otporu pri protjecanju struje emitera, što smanjuje napon koji djeluje na pn -spoju emiter-baza s obzirom na izvana dovedeni napon između emitterskog i baznog priključka. Rezultat je manji iznos emitterske struje od iznosa koji bi po Ebers-Mollovoj jednadžbi za struju emitera odgovarao zadanom iznosu napona U_{EB} .

9.4.2. *Serijski otpor baze*

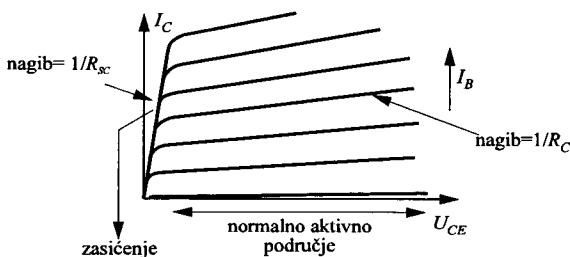
Serijski otpor baze djeluje između vanjskog metalnog priključka baze i ruba baze uz pn -spoj s emiterom. Taj otpor određen je koncentracijom akceptora u intrinzičnoj i ekstrinzičnoj bazi, topološkom i geometrijskom konfiguracijom baze i kontaktnim specifičnim otporom baznog priključka. Pad napona što ga izaziva struja baze svojim protjecanjem kroz taj otpor smanjuje napon propusne polarizacije spoja baza-emiter pri radu u normalnom aktivnom području s obzirom na vanjski napon između baze i emitera. To smanjuje struju baze u odnosu na iznos te struje u idealnom tranzistoru, posebno pri višim njezinim iznosima. Serijski otpor baze obično iznosi 10 do 100 Ω i strogo ovisi o radnim uvjetima tranzistora. Ekstrinzični dio serijskog otpora baze praktički ne ovisi o struji i određen je slojnim otporom ekstrinzične

baze i specifičnim kontaktnim otporom. Međutim, dio otpora baze određen intrinzičnom ili aktivnom bazom je izrazita funkcija radnih uvjeta i brzo opada pri porastu struje kolektora. Pad intrinzičnog baznog otpora pri porastu struje kolektora određen je pojavom **gomilanja struje** (engl. *current crowding*) uzrokovanom lateralnim tokom struje baze ispod područja emitera. Rezultat je omski pad napona duž emitera, što dovodi do promjene napona U_{BE} od točke do točke spoja između baze i emitera. Polaritet omskog pada napona je takav da U_{BE} ima najviši iznos na rubu emitera koji je najbliži baznom priključku. Kako struja emitera ovisi eksponencijalno o U_{BE} , mali lateralni pad napona daje veliku promjenu struje emitera duž emitera. Zapravo, emitera struja se »gomila« prema baznom priključku. U mnogim realnim tranzistorima gomilanjem struje pada iznos serijskog otpora baze za faktor 2 pri višim strujnim iznosima. Gomilanje struje nije prisutno u svim bipolarnim tranzistorima jer ono ovisi o većem broju faktora, kao što je topologija cjelokupnog tranzistora i emitterski slojni otpor. Ako je npr. lateralni pad napona duž emitera veći nego duž baze, neće doći do gomilanja struje. To je moguće u tranzistorskim strukturama, gdje metalni ili polisilicijski kontakt emitera ne prekriva cijelu gornju površinu emitera, već njezin manji dio. Točno modeliranje pojave gomilanja struje zahtijeva dvodimenzionalnu analizu. Međutim, postojeći programi za dvodimenzionalnu analizu zahtijevaju mnogo računarskog vremena. Zato se obično upotrebljavaju jednostavni empirijski izrazi za modeliranje serijskog otpora baze u programima za modeliranje sklopova.

Serijski otpor baze znatno utječe na brzinu rada tranzistora koji radi u režimu sklopke jer zajedno s ulaznim kapacitetom tranzistora između baze i emitera određuje vremensku konstantu ulaznoga kruga.

9.4.3. Serijski otpor kolektora

To je otpor između spoja baza-kolektor i vanjskog priključka kolektora. Sastoji se od otpora kolektorskog n -epitaksijalnog sloja intrinzičnog tranzistora, otpora n^+ -potkolektorskog sloja i otpora sloja između potkolektorskog sloja i metalnog priključka. Pridonosi mu i specifični kontaktni otpor metalnog priključka kolektora. Serijski otpor kolektora određuje nagib izlaznih karakteristika tranzistora. Kako je nagib izlaznih karakteristika najveći u području zasićenja, serijski otpor kolektora je tu najmanji što je posljedica propusne polarizacije spoja kolektor-baza. U normalnom aktivnom području je nagib izlaznih karakteristika mnogo manji, što je znak znatno većeg iznosa serijskog otpora kolektora. Posljedica je to reverzne polarizacije spoja kolektor-baza (slika 9.30). Serijski otpor kolektora u zasićenju označen je sa R_{SC} , a u normalnom aktivnom području sa R_C .



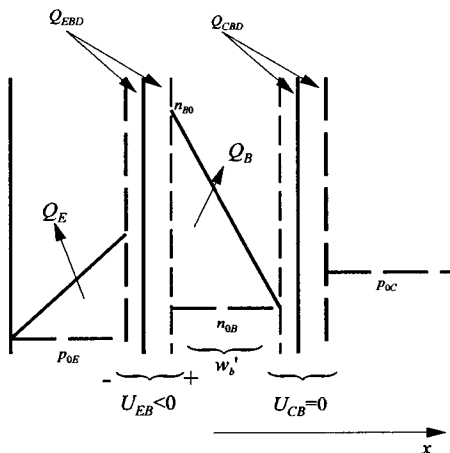
Slika 9.30. Serijski otpor kolektora u zasićenju R_{SC} i u normalnom aktivnom području R_C

9.4.4. Kapaciteti osiromašenih područja

U tranzistorskoj strukturi postoje tri osiromašena područja pridružena pn -spojevima emiter-baza, kolektor-baza i kolektor-podloga. Kako naboj u svakom od tih osiromašenih područja izravno ovisi o naponu, rezultira kapacitivno svojstvo pn -spoja. Spoju emiter-baza odgovara kapacitet C_{jE} , spoju baza-kolektor kapacitet C_{jC} , a spoju kolektor-podloga kapacitet C_{jCS} . Ti su kapaciteti određeni relacijama (5.131) i (5.137) za skokoviti, odnosno linearno-postupni pn -spoj. Iznosi tih kapaciteta ovise o tehnološkim, topološkim i geometrijskim veličinama tranzistora, te o polaritetu i iznosu napona na pn -spoju. Pri radu tranzistora u normalnom aktivnom području spoj emiter-baza je propusno polariziran, a spoj kolektor-baza nepropusno. Spoj kolektor-podloga uvijek je nepropusno polariziran. Tipične vrijednosti pripadnih kapaciteta osiromašenih područja su za spoj emiter-baza reda $10^{-7} \text{ F cm}^{-2}$, za spoj kolektor-baza reda $10^{-8} \text{ F cm}^{-2}$, a za spoj kolektor-podloga reda također $10^{-8} \text{ F cm}^{-2}$. Uobičajeni su iznosi kapaciteta pn -spojeva u rangu od 1 pF do 1 fF.

9.4.5. Difuzijski kapaciteti

Za razliku od naboja nepokretnih iona u osiromašenim područjima pridruženim pn -spojevima koji rezultiraju u kapacitetima osiromašenih područja, pokretni naboji slobodnih nosilaca u pojedinim dijelovima tranzistora rezultiraju u difuzijskim kapacitetima pn -spojeva. Pokretni naboji mogu se prikazati kao zbroj naboja generiranih propusno polariziranim spojem emiter-baza i propusno polariziranim spojem kolektor-baza. Pokretni naboj izazvan propusno polariziranim spojem emiter-baza može se odrediti uz propusni polaritet emiskog spoja, pri čemu je spoj kolektor-baza kratko spojen. Tipična raspodjela manjinskih nosilaca u režimu niske injekcije u emiteru i bazi tranzistora prikazana je u ovom slučaju slikom 9.31. Uz pretpostavku da su emiter i baza homogeno dopirani, postoji samo difuzijsko gibanje manjinskih nosilaca u neutralnom emiteru i bazi, dok je gibanje manjinskih nosilaca kroz osiromašeno područje driftno zbog djelovanja jakih ugrađenih polja u tim područjima. Ukupni ekscresni naboj manjinskih nosilaca zbroj je individualnih ekscresnih naboja u pojedinim područjima tranzistora. Ako se taj ukupni ekscresni naboj označi sa Q_{DE} , bit će:



Slika 9.31. Raspodjela manjinskih nosilaca u emiteru i bazi uz spoj emiter-baza propusno polariziran, pri kratkom spoju između baze i kolektora

$$Q_{DE} = Q_E + Q_{EBD} + Q_B + Q_{CBD}, \quad (9.2)$$

gdje je Q_E naboj manjinskih šupljina u neutralnom emiteru, Q_{EBD} naboj manjinskih nosilaca u osiromašenom području emiter-baza, Q_B naboj manjinskih elektrona u neutralnoj bazi, a Q_{CBD} naboj manjinskih nosilaca u osiromašenom području kolektor-baza. Ako se zanemari struja baze s obzirom na struju emitera, tada kroz tranzistor teče transportna struja I_T , koja pri kratkom spoju između kolektora i baze iznosi prema relaciji (8.141):

$$I_T = I_S \left(\exp \frac{-U_{EB}}{U_T} - 1 \right), \quad (9.3)$$

gdje je $I_S = \alpha_{ES} = \alpha_{RS} I_{CS}$. Ekscesni naboji na desnoj strani relacije (9.2) podržavani su transportnom strujom tranzistora i mogu se izraziti pomoću te struje i odgovarajućih vremena prolaska manjinskih nosilaca kojem su ti nosioci pridruženi. Dobiva se:

$$Q_E = \tau_E I_T, \quad Q_{EBD} = \tau_{EBD} I_T, \quad Q_B = \tau_B I_T, \quad Q_{CBD} = \tau_{CBD} I_T, \quad (9.4)$$

gdje je:

- τ_E vrijeme prolaska kroz emiter ili vremenska konstanta emitera,
- τ_{EBD} vrijeme prolaska kroz osiromašeno područje između emitera i baze,
- τ_B vrijeme prolaska kroz bazu ili vremenska konstanta baze,
- τ_{CBD} vrijeme prolaska kroz osiromašeno područje između baze i kolektora.

Pomoću relacija (9.3) i (9.4) relacija (9.2) prelazi u:

$$Q_{DE} = (\tau_E + \tau_{EBD} + \tau_B + \tau_{CBD}) I_T \quad (9.5)$$

Uvođenjem veličine τ određene relacijom:

$$\tau = \tau_E + \tau_{EBD} + \tau_B + \tau_{CBD} \quad (9.6)$$

relacija (9.5) dobiva konačan oblik:

$$Q_{DE} = \tau I_T. \quad (9.7)$$

Veličina τ zove se **vrijeme prolaska u normalnom aktivnom području** (engl. *forward transit time*). To vrijeme uključuje prema relaciji (9.6) vremena prolaska manjinskih nosilaca kroz sva područja tranzistora u kojima postoje njihove ekscesne koncentracije. Prema relaciji (9.7) pisanoj u obliku:

$$\tau = \frac{Q_{DE}}{I_T} \quad (9.8)$$

vrijeme prolaska je omjer ukupnog ekscesnog naboja manjinskih nosilaca u normalnom aktivnom području i struje koja taj naboj podržava.

Sličnim načinom definira se **vrijeme prolaska u inverznom aktivnom području** (engl. *reverse transit time*) τ_R relacijom:

$$\tau = \frac{Q_{DC}}{-I_{TR}}, \quad (9.9)$$

gdje je Q_{DC} zbroj naboja ekscesnih manjinskih nosilaca u neutralnom kolektoru, osiromašenom području kolektor-baza, bazi i osiromašenom području emiter-baza kada je spoj kolektor-baza polariziran propusno, a spoj emiter-baza kratko spojen. Struja I_{TR} je transportna struja tranzistora u inverznom aktivnom području. Prema relaciji (8.141) ona iznosi:

$$I_{TR} = -I_S \left(\exp \frac{-U_{CB}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.10)$$

Kada se tranzistor nalazi u području zasićenja, oba su pn -spoja propusno polarizirana i ukupni ekscesni naboj manjinskih nosilaca dobiva se kao zbroj naboja u normalnom i inverznom aktivnom području, tj. $Q_{DE} + Q_{DC}$. Ekscesni naboji Q_{DE} i Q_{DC} mogu se iskazati pomoću **nelinearnih** difuzijskih kapaciteta C_{DE} i C_{DC} preko relacija:

$$C_{DE} = \frac{Q_{DE}}{U_{E'B'}}, \quad C_{DC} = \frac{Q_{DC}}{U_{C'B'}}, \quad (9.11)$$

gdje su E' , C' i B' oznake za tzv. interne čvorove emitera, kolektora i baze između kojih i vanjskih metalnih priključaka djeluju serijski otpori emitera, baze i kolektora. Kako su u normalnom i inverznom aktivnom području naponi $U_{E'B'}$ i $U_{C'B'}$ kod $nnpn$ -tranzistora negativni, u relacijama (9.11) treba uzeti apsolutni iznos tih napona. Kapaciteti C_{DE} i C_{DC} su difuzijski kapaciteti emitorskog i kolektorskog spoja. Osim pomoću ekscesnih naboja oni se mogu izraziti i vremenom prolaska τ i τ_R ako se primijene relacije (9.7) i (9.9):

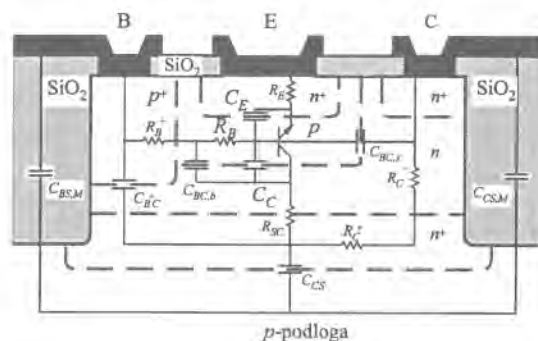
$$C_{DE} = \tau \frac{I_T}{U_{E'B'}}, \quad C_{DC} = \tau_R \frac{-I_T}{U_{C'B'}}. \quad (9.12)$$

Kod današnjih VLSI i ULSI bipolarnih tranzistora, zbog submikrometarskih dimenzija, postižu se vrlo niski iznosi vremena prolaska manjinskih nosilaca kroz pojedina područja tranzistora. Ta su vremena obično reda veličine 10 ps, dok su difuzijski kapaciteti reda 10 fF⁶. Relacije (9.12) daju difuzijske kapacitete tranzistora u režimu velikog signala. Ako je to rad u režimu malog signala, tada odnose naboja i napona u relacijama (9.11) treba zamijeniti diferencijalnim kvocijentima istih veličina.

9.4.6. Potpuni nelinearni hibridni- π nadomjesni Ebers-Mollov sklop

Na slici 9.32. prikazan je presjek bipolarnog tranzistora s bočnom oksidnom izolacijom, s potkolektorskim slojem i s metalnim kontaktima emitera, baze i kolektora. Na slici su naznačeni parazitni elementi koji djeluju na statičke i dinamičke karakteristike tranzistora. Značenja pojedinih parazitnih elemenata, odnosno parametara jesu:

⁶ Više o određivanju i modeliranju difuzijskih kapaciteta i vremena proleta vidjeti u [9.45] i [9.46].



Slika 9.32. Prikaz parazitenih elemenata u tranzistoru s bočnom oksidnom izolacijom. Nije uključen paraziteni *pnp*-tranzistor koji djeluje između baze i podloge. Također nije naznačen kapacitet $C_{ES,M}$ između metalnog emitterskog priključka i podloge sklopa

- R_B serijski otpor baze intrinzičnog ili aktivnog tranzistora,
 R_B^+ serijski otpor ekstrinzične baze, odnosno njezina p^+ -dijela u području ispod baznog priključka,
 R_C lateralni kolektorski otpor, odnosno otpor n^+ -potkolektorskog sloja,
 R_C^- otpor kolektorskog epitaksijalnog sloja uz uračunat otpor n^+ -sloja ispod kolektorskog kontakta i otpor kolektorskog kontakta,
 R_{SC} otpor kolektora u zasićenju (u zasićenju je spoj kolektor-baza propusno polariziran, aktivira se paraziteni *pnp*-tranzistor kojem je *p*-intrinzična baza *nnp*-tranzistora emiter, *n*-epitaksijalni sloj s n^+ -potkolektorskim slojem baza, a *p*-podloga sklopa kolektor, pa struja koja teče kroz R_{SC} odlazi izravno u podlogu ili rekombinira u potkolektorskom sloju mimoilazeći otpore R_C^+ i R_C^-),
 R_E serijski otpor emitera,
 $C_{BC,b}$ kapacitet *pn*-spoja između ekstrinzične baze i kolektora na donjoj strani baze,
 $C_{BC,s}$ kapacitet *pn*-spoja između bočnog dijela ekstrinzične baze i kolektora,
 C_C kapacitet *pn*-spoja kolektor-baza intrinzičnog tranzistora koji uključuje kapacitet osiromašenog područja i difuzijski kapacitet,
 C_E kapacitet *pn*-spoja emiter-baza koji uključuje kapacitet osiromašenog područja i difuzijski kapacitet,
 C_{B^+C} kapacitet *pn*-spoja između p^+ -ekstrinzične baze i epitaksijalnog sloja,
 $C_{BS,M}$ kapacitet strukture koju čine metal baznog priključka i podloga sklopa,
 C_{CS} kapacitet *pn*-spoja između potkolektorskog sloja i podloge sklopa,
 $C_{CS,M}$ kapacitet strukture koju čine metal kolektorskog priključka i podloga sklopa,
 $C_{ES,M}$ kapacitet strukture koju čine metal emitterskog priključka i podloga sklopa (nije naznačen na slici 9.32).

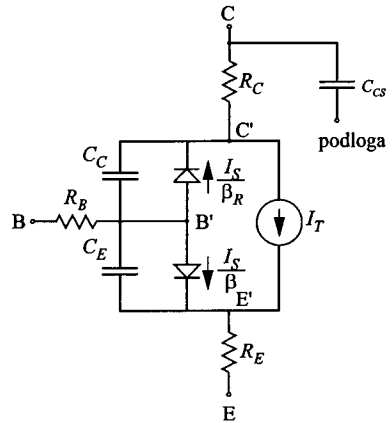
Paraziteni elementi koji određuju brzinu rada tranzistora u digitalnim sklopovima ponajprije su otpori baze R_B i R_B^+ , te kapaciteti $C_{BC,b}$, C_C , C_{CS} i manje C_E . Ukupni otpor baze u kombinaciji s različitim kapacitivnim parazitnim elementima pridruženim ekstrinzičnim i intrinzičnim dijelovima baze stvara *RC* vremensku konstantu koja usporava prolazak signala kroz ulazni krug tranzistora. Paraziteni kapacitivni elementi koji djeluju između kolektora i baze također utječu na brzinu prolaska signala kroz tranzistor zbog djelovanja **Millerova efekta**⁷. Millerov efekt prividno povećava iznos parazitenih kapaciteta

⁷ O ovom važnom efektu više u [9.47].

koji djeluju između kolektora i baze za više od reda veličine s obzirom na njihov stvarni iznos kada se ti kapaciteti preslikavaju u ulazni krug tranzistora. Zato je utjecaj tih parazitnih kapaciteta na brzinu rada tranzistora znatan. Stoga se primjenjuju različite tehnološke metode koje smanjuju iznos ukupnog parazitnog kapaciteta između kolektora i baze. Parazitni kapacitet C_{CS} između potkolektorskog spoja i podloge može biti važan dio ukupnog kolektorskog kapaciteta.

Pri korištenju tranzistorskih modela u analizi rada elektroničkih sklopova u dinamičkim uvjetima primjenjuje se između ostalih i **potpuni nelinearni hibridni- π nadomjesni Ebers-Mollov sklop** na slici 9.33. Taj se sklop dobiva iz hibridnog- π sklopa na slici 8.34. dodavanjem parazitnih elemenata - otpornih i kapacitivnih. U tom slučaju razlikuju se vanjski priključci emitera, baze i kolektora E , B i C od internih čvorova E' , B' i C' , do kojih se dolazi preko serijskih otpora emitera R_E , baze R_B i kolektora R_C . Kapaciteti C_C i C_E su ukupni kapaciteti između kolektora i baze odnosno emitera i baze koji uključuju kapacitete osiromašenih područja i difuzijske kapacitete. Kapacitet C_{CS} je kapacitet između potkolektorskog sloja i podloge sklopa. Struje I_S i I_T te faktori strujnog pojačanja β i β_R imaju značenja opisana u odjeljku 8.12.1.

Nadomjesni hibridni- π sklop na slici 9.33. vrijedi neovisno o području rada tranzistora i veličini signala. Većina elemenata nadomjesnog sklopa su nelinearni, što analizu rada sklopa na temelju tih nadomjesnih sklopova bez primjene računala čini nemogućom. Međutim, u režimu malih izmjeničnih signala mogu se u okolini statičke radne točke nelinearni elementi linearizirati. Tako se dobivaju nadomjesni sklopovi za mali izmjenični signal koji vrijede za zadani tranzistor, a on radi u zadanoj statičkoj radnoj točki, obično u ograničenom području frekvencija. Na taj se način mogu dosta jednostavno računati dinamičke karakteristike linearnih analognih sklopova, ponajprije pojačala. Ako su to, međutim, digitalni sklopovi, tada radna točka tranzistora ide iz područja zasićenja u područje zapiranja i obrnuto, što rad tranzistora čini izrazito nelinearnim. U tom se slučaju mora iskoristiti potpuni nelinearni nadomjesni sklop tranzistora.



Slika 9.33. Potpuni nelinearni hibridni- π nadomjesni Ebers-Mollov sklop tranzistora. Vanjski priključci su B , E i C , a interni B' , E' i C'

9.4.7. Linearni hibridni- π nadomjesni sklop za mali izmjenični signal

Nelinearni hibridni- π nadomjesni sklop na slici 9.33. može se linearizirati za potrebe analize rada tranzistora u režimu malih izmjeničnih signala. Pretpostavit ćemo da tranzistor radi u spoju zajedničkog emitera kao u tipičnom pojačavačkom spoju, te da se radna točka tranzistora nalazi u normalnom aktivnom području kao uobičajenom području rada pojačavačkog elementa. Zbog propusne polarizacije emitterskog spoja dioda spojena između točaka E' i B' na slici 9.33. polarizirana je propusno, dok je dioda spojena između točaka B' i C' blokirana zbog nepropusne polarizacije kolektorskog spoja. U tom slučaju nelinearni hibridni- π nadomjesni sklop na slici 9.33. koji vrijedi neovisno o području rada tranzistora prelazi u nelinearni hibridni- π nadomjesni sklop za normalno aktivno područje na

slici 9.34. Taj se sklop može linearizirati, odnosno prilagoditi radu tranzistora u režimu malog signala ako se lineariziraju njegovi elementi i strujni izvor u izlaznom krugu. Otpor R_B je serijski otpor tijela baze između vanjskog metalnog priključka baze B i pn -spoja emiter baza u intrinzičnom dijelu baze. Taj otpor je isti za istosmjerni i izmjenični signal. Označit ćemo ga se $r_{bb'}$ da naglasimo njegovu pripadnost radu u režimu malog signala, pri čemu je $r_{bb'} = R_B$. Propusno polariziranu diodu između baze i emitera možemo u linearnom prikazu nadomjestiti njezinim dinamičkim otporom. Taj otpor jednak je derivaciji napona $U_{B'E'}$ između interne baze B' i internog emitera E' po struji baze I_B . Struja baze dobiva se pomoću relacija (8.142) i (8.143) ako se te relacije prilagode radu u normalnom aktivnom području i ako se napon $-U_{EB}$ zamijeni naponom $U_{B'E'}$ jer su relacije (8.142) i (8.143) pisane za idealni tranzistor, gdje je $R_E = R_B = R_C = 0$. Dobiva se:

$$I_B = \frac{I_S}{\beta} \exp \frac{U_{B'E'}}{U_T}, \quad (9.13)$$

pri čemu je zanemarena jedinica s obzirom na eksponencijalni član. Dinamički otpor diode za mali izmjenični signal označit ćemo s $r_{b'e'}$ jer on djeluje između interne baze i internog emitera. Njegov je iznos:

$$\frac{1}{r_{b'e'}} = \frac{dI_B}{dU_{B'E'}} = \frac{I_S}{\beta} \cdot \frac{1}{U_T} \exp \frac{U_{B'E'}}{U_T} = \frac{I_B}{U_T}, \quad (9.14)$$

odnosno:

$$r_{b'e'} = \frac{U_T}{I_B}. \quad (9.15)$$

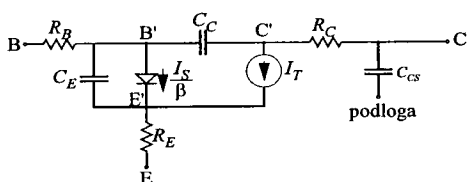
Strujni izvor I_T na slici 9.34. može se linearizirati deriviranjem te struje po naponu između interne baze B' i internog emitera E' . Struja I_T u normalnom aktivnom području prema relaciji (8.141) iznosi:

$$I_T = I_S \exp \frac{U_{B'E'}}{U_T} \cong I_C, \quad (9.16)$$

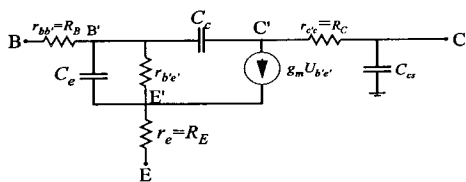
pri čemu je napon $-U_{EB}$ nadomješten naponom $U_{B'E'}$. Derivacija struje I_T , praktički jednake struji kolektora I_C , po ulaznom naponu $U_{B'E'}$ definirana je kao **strmina tranzistora** g_m (engl. *transconductance*):

$$g_m = \frac{dI_T}{dU_{B'E'}} \cong \frac{dI_C}{dU_{B'E'}} = I_S \frac{1}{U_T} \exp \frac{U_{B'E'}}{U_T} = \frac{I_T}{U_T} \cong \frac{I_C}{U_T}. \quad (9.17)$$

Ako se infinitezimalno male promjene veličina I_T , I_C i $U_{B'E'}$ shvate kao vrlo mali, ali konačni prirasti tih veličina, tada je opet moguće te vrlo male konačne priraste shvatiti izmjeničnim signalom vrlo male amplitude, pa je:



Slika 9.34. Nelinearni hibridni- π nadomjesni sklop tranzistora u normalnom aktivnom području



Slika 9.35. Linearizirani hibridni- π nadomjesni sklop tranzistora za analizu rada u režimu malih izmjeničnih signala

$$dI_T \cong i_t$$

$$dI_C \cong i_c \quad (9.18)$$

$$dU_{B'E'} \cong u_{b'e'},$$

pri čemu malo slovo za struje i napone uz malo slovo u indeksu označava čiste izmjenične veličine koje se superponiraju na istosmjerne veličine u normalnom aktivnom području. Pomoću relacija (9.18) i (9.17) dobiva se:

$$i_t \cong i_c \cong g_m u_{b'e'}. \quad (9.19)$$

Ako se umjesto trenutnih vrijednosti čistih izmjeničnih veličina pišu njihove efektivne vrijednosti, dobiva se:

$$I_t \cong I_c = g_m U_{b'e'}. \quad (9.20)$$

Na temelju te relacije strujni izvor I_T na slici 9.34. prelazi u strujni izvor $g_m U_{b'e'}$ u lineariziranom hibridnom- π nadomjesnom sklopu za mali izmjenični signal.

Nelinearni kapacitet C_E između interne baze i internog emitera na slici 9.34 može se linearizirati u kapacitet C_e kao suma kapaciteta osiromašenog područja C_{je} i difuzijskog kapaciteta C_{De} . Difuzijski kapacitet može se linearizirati pomoću relacija (9.11) i (9.12):

$$C_{De} = \frac{dQ_{DE}}{dU_{BE}} = \frac{d(\tau I_T)}{dU_{BE}} = \tau \frac{dI_T}{dU_{BE}} + I_T \frac{d\tau}{dU_{BE}}, \quad (9.21)$$

pri čemu je zbog spoja zajedničkog emitera napon $U_{E'B'}$ zamijenjen naponom $U_{B'E'}$. U realnim tranzistorima vrijeme prolaska τ u normalnom aktivnom području mnogo slabije ovisi o naponu $U_{B'E'}$ nego transportna struja I_T pa se drugi pribrojnik u gornjoj relaciji može zanemariti. Ako se za strminu primjenjuje definicijski izraz, dobiva se:

$$C_{De} = \tau g_m. \quad (9.22)$$

Kapacitet C_e dakle iznosi:

$$C_e = C_{je} + \tau g_m. \quad (9.23)$$

Kapacitet osiromašenog područja C_{je} određuje se pomoću relacija iz poglavlja 5.

Kapacitet C_C koji je u nelinearnom hibridnom- π nadomjesnom sklopu ukupni nelinearni kapacitet između interne baze B' i internog kolektora C' prelazi u lineariziranom hibridnom- π nadomjesnom sklopu u kapacitet osiromašenog područja između interne baze i internog kolektora i bit će označen s C_c .

Otpor R_C između vanjskog i internog priključka kolektora isti je kao u nelinearnom hibridnom- π nadomjesnom sklopu i označit ćemo ga s $r_{c'c} = R_C$. Serijski otpor emitera u lineariziranom nadomjesnom sklopu r_e isti je kao u nelinearnom, pa je $r_e = R_E$. Nelinearni kapacitet C_{CS} između potkolektorskog sloja i podloge prelazi u kapacitet osiromašenog područja C_{cs} . Kako je podloga za izmjenični signal uzemljena, C_{cs} je spojen između kolektora i uzemljenja.

Na temelju tih razmatranja moguće je nelinearni hibridni- π sklop na slici 9.34. linearizirati za potrebe analize rada tranzistora u režimu malih signala prema slici 9.35. Ta varijanta linearnog hibridnog- π sklopa odnosi se na tranzistor u integriranom sklopu. No ona vrijedi i za diskretni tranzistor ako se zanemari postojanje kapaciteta C_{cs} . U analizi diskretnih tranzistora često zanemarujemo i djelovanje serijskih otpora R_E i R_C .

9.4.8. Komponente vremena prolaska u normalnom aktivnom području

Prema relaciji (9.6) vrijeme prolaska u normalnom aktivnom području može se izraziti zbrojem vremena prolaska manjinskih nosilaca kroz različita područja tranzistora:

$$\tau = \tau_E + \tau_{EBD} + \tau_B + \tau_{CBD}. \quad (9.24)$$

Vrijeme prolaska kroz neutralni emiter τ_E i osiromašeno područje između emitera i baze τ_{EBD} općenito se može zanemariti s obzirom na $\tau_B + \tau_{CBD}$. Međutim, u najbržim tranzistorima može se dogoditi da τ_E i τ_{EBD} znatno pridonose vremenu τ . Vrijeme τ_B , koje se često zove i **vremenska konstanta baze**, određeno je ekscesnim nabojem manjinskih nosilaca u bazi i strujom I_T kroz tranzistor kojom je taj naboj podržavan. Kada tranzistor ima propusno polarizirani spoj emiter-baza uz kratki spoj između kolektora i baze, uz pretpostavku da je baza uniformno dopirana, dobiva se raspodjela manjinskih elektrona u bazi prema slici 9.31. Naboj ekscesnih slobodnih elektrona Q_B određen je površinom trokuta označenog na slici 9.31. Taj naboj iznosi:

$$Q_B = \frac{1}{2} q S w'_b (n_{B0} - n_{0B}), \quad (9.25)$$

gdje je S površina presjeka baze, a w'_b efektivna širina baze, koja je od tehnološke širine baze w_b manja za širinu osiromašenog područja na emitterskom i kolektorskom spoju. Transportna struja I_T praktički je jednaka difuzijskoj struji elektrona u bazi. Ta struja prema slici 9.31. iznosi:

$$-I_T = q S D_{nB} \frac{dn}{dx} = -q S D_{nB} \frac{n_{B0} - n_{0B}}{w'_b}, \quad (9.26)$$

gdje je D_{nB} difuzijska konstanta elektrona u bazi. Pomoću tih relacija za Q_B i I_T dobiva se vrijeme prolaska kroz bazu, odnosno vremenska konstanta baze:

$$\tau_B = \frac{Q_B}{I_T} = \frac{w_b^2}{2D_{nB}}. \quad (9.27)$$

Vrijeme prolaska kroz bazu raste s kvadratom efektivne širine baze, a opada s difuzijskom konstantom manjinskih nosilaca. Relacija (9.27) kazuje zašto su *nnp*-tranzistori »brži« od *pnp*-tranzistora. Kod *pnp*-tranzistora u relaciji (9.27) umjesto difuzijske konstante elektrona dolazi difuzijska konstanta šupljina. Kako je difuzijska konstanta šupljina uvijek manja od difuzijske konstante elektrona, vrijeme prolaska kroz bazu je duže kod *pnp*-tranzistora.

Ako baza tranzistora nije uniformno dopirana, tada dolazi do izražaja i utjecaj električnog polja u bazi na vrijeme prolaska. U tom slučaju dobiva se opća relacija:

$$\tau_B = \frac{w_b^2}{\eta D_{nB}}, \quad (9.28)$$

gdje je η faktor koji uzima u obzir djelovanje polja. Kada je baza uniformno dopirana, tada je $\eta = 2$ i dobiva se relacija (9.27). Kod baze dobivene implantacijom ili difuzijom akceptora, koncentracija akceptora opada od emiserskog ruba baze prema kolektorskom, što izaziva pojavu ugrađenog električnog polja koje djeluje od kolektora prema emiteru pomažući transport elektrona kroz bazu. To rezultira faktorom η većim nego kod homogene baze. Tipične vrijednosti za η su od 2 do 6. Tipični iznosi τ_B su oko 1 ps. Današnji tranzistori za digitalnu primjenu, da bi radili sa što većim brzinama, teže strukturama s ekstremno uskom bazom, jer τ_B opada s kvadratom širine efektivne baze. Tranzistorske strukture na slikama 9.22 - 9.27. imaju ekstremno usku bazu tako da vrijeme prolaska kroz osiromašeno područje između baze i kolektora τ_{CBD} postaje važan faktor u određivanju brzine rada tranzistora. Polazeći od naboja smještenih u osiromašenom području između baze i kolektora, uz pretpostavku da je ugrađeno električno polje u osiromašenom području dovoljno jako da slobodnim elektronima daje brzine jednake **brzini raspršenja**⁸ (engl. *scattering limited velocity*), za vrijeme prolaska kroz osiromašeno područje između baze i kolektora τ_{CBD} dobiva se izraz [9.48]:

$$\tau_{CBD} = \frac{d_{BC}}{2v_{SC}}, \quad (9.29)$$

gdje je d_{BC} širina osiromašenog područja, a v_{SC} brzina raspršenja u tom području. Brzina raspršenja u siliciju na sobnoj temperaturi iznosi oko 10^7 cm s⁻¹. U galij-arsenidu taj iznos je nešto manji. Širina osiromašenog područja opada s porastom koncentracije primjesa u bazi i kolektoru. Kako se baza dobiva difuzijom ili implantacijom bora u epitaksijalni sloj, koncentracija primjesa u kolektoru uvijek je osjetno manja nego u bazi, pa se osiromašeno područje širi na stranu kolektora. Da bi se smanjilo vrijeme prolaska kroz osiromašeno područje treba smanjiti širinu tog područja, a to znači povećati koncentraciju donora u kolektoru.

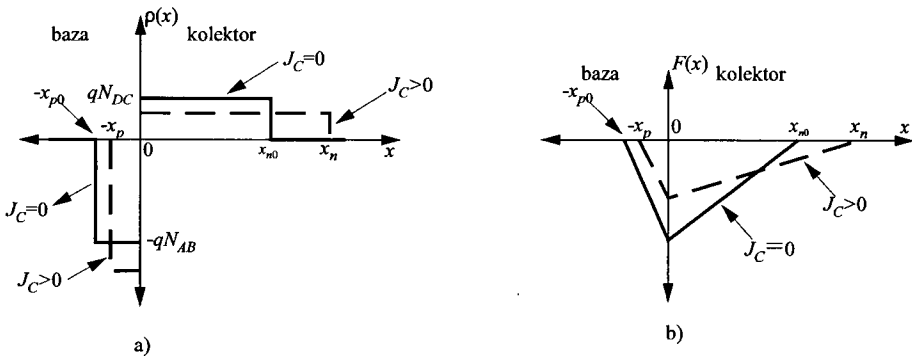
Kod struktura VLSI i ULSI tipičan iznos τ_{CBD} je reda veličine 1 ps i obično je veći od iznosa τ_B .

⁸ Brzina raspršenja na slici 3.4. odgovara horizontalnom dijelu krivulje ovisnosti $v_d = f(E)$.

9.4.9. Efekt širenja baze [9.7]

Prema relaciji (9.28) vrijeme prolaska kroz bazu τ_B , kao i vrijeme prolaska kroz tranzistor τ , ne ovisi o transportnoj struji tranzistora. To je točno pri niskim iznosima transportne struje. Pri visokim iznosima struje slobodni elektroni koji prolaze kroz osiromašeno područje reverzno polariziranog kolektorskog spoja stvaraju prostorni naboj usporediv s prostornim nabojem ioniziranih primjesa, što modificira širinu osiromašenog područja, a time i širinu baze. Prema relaciji (9.28) time se mijenja i τ_B i τ , a isto tako i bazni transportni faktor. Taj efekt zove se **efekt širenja baze** (engl. *Base-widening Effect*) ili **Kirkov efekt**. Utjecaj tog efekta na karakteristike tranzistora posebno je važan kod vrlo brzih elemenata s ekstremno uskom bazom jer vodi k proširenju baze i smanjenju brzine rada tranzistora. Također izaziva pad iznosa faktora strujnog pojačanja jer povećava iznos Gummelova broja baze.

Kirkov efekt može se ilustrirati pomoću slike 9.36. koja prikazuje ovisnost gustoće prostornog naboja u osiromašenom području kolektorskog spoja o x -u za najjednostavniji slučaj uniformno dopiranog kolektora i baze. Kada je struja kolektora jednaka nuli ili toliko mala da slobodni elektroni koji prolaze kroz osiromašeno područje kolektorskog spoja ne mijenjaju prostorni naboj stvoren djelovanjem ioniziranih primjesa, vrijedit će ista raspodjela prostornog naboja kao u slučaju $J_C = 0$. Kod dovoljno visokih iznosa kolektorske struje ($J_C > 0$) prostorni naboj stvoren slobodnim elektronima koji prolaze kroz osiromašeno područje nije zanemariv s obzirom na prostorni naboj ioniziranih primjesa, pa se mijenja iznos prostornog naboja na strani baze i kolektora s obzirom na slučaj $J_C = 0$. To je prikazano na slici 9.36.a. Punom crtom prikazana je raspodjela prostornog naboja za $J_C = 0$, a isprekidanom za $J_C > 0$. Kako slobodni elektroni stvaraju negativni prostorni naboj, na strani baze oni se dodaju negativnim akceptorskim ionima povećavajući negativni prostorni naboj. Na strani kolektora negativni prostorni naboj slobodnih elektrona oduzima se od pozitivnog prostornog naboja donorskih iona smanjujući pozitivni prostorni naboj. Ta promjena gustoće prostornog naboja na strani baze i strani kolektora zbog protjecanja struje kroz osiromašeno područje izaziva pomak granice osiromašenog područja na obje strane pn -spoja. Porast gustoće negativnog prostornog naboja na strani baze smanjuje širinu osiromašenog područja



Slika 9.36. Ilustracija Kirkova efekta u spoju baza-kolektor: a) raspodjela prostornog naboja u osiromašenom području kada je gustoća kolektorske struje $J_C = 0$ i $J_C > 0$; b) raspodjela električnog polja za $J_C = 0$ i $J_C > 0$ (N_{AB} = neto-koncentracija akceptora u bazi, N_{DC} = neto-koncentracija donora u epitaksijalnom kolektoru)

na toj strani s iznosa x_{p0} u slučaju $J_C = 0$ na iznos $x_p < x_{p0}$ u slučaju $J_C > 0$. Smanjenjem gustoće pozitivnog prostornog naboja na strani kolektora raste širina osiromašenog područja na toj strani s iznosa x_{n0} u slučaju $J_C = 0$ na iznos $x_n > x_{n0}$ u slučaju $J_C > 0$. Pri tome su x_{n0} i x_{p0} određeni relacijama (5.113) i (5.114), pri čemu treba N_A zamijeniti s N_{AB} , a N_D s N_{DC} . Također U_R treba zamijeniti s naponom reverzne polarizacije spoja baza-kolektor U_{BC} .

Raspodjela električnog polja u opisanim uvjetima prikazana je na slici 9.36.b. Struju kolektora uz konstantan iznos napona na spoju baza-kolektor mijenjamo s promjenom struje baze, odnosno napona između baze i emitera. U tom slučaju raspodjela električnog polja u osiromašenom području na slici 9.36.b mora biti takva da površine između pravaca $F(x)$ i osi x u slučaju $J_C = 0$ i $J_C > 0$ budu međusobno jednake, jer su te površine određene jednakim naponima na spoju baza-kolektor.

Uz pretpostavku da je transportna struja tranzistora praktički jednaka struji kolektora što je pri radu tranzistora u normalnom aktivnom području uvijek ispunjeno, za koncentraciju slobodnih elektrona koji prolaze kroz osiromašeno područje vrijedi relacija:

$$n(x) = \frac{J_C(x)}{qv(x)}, \quad (9.30)$$

gdje je $v(x)$ brzina slobodnih elektrona u osiromašenom području. Kada je $n(x)$ usporediv s $N_{DC}(x)$ i $N_{AB}(x)$, tada Poissonova jednadžba u osiromašenom području između baze i kolektora prelazi u:

$$\frac{dF}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \left[N_{DC}(x) - N_{AB}(x) - \frac{J_C(x)}{qv(x)} \right]. \quad (9.31)$$

U općem slučaju proizvoljnog profila primjese na strani baze i kolektora dobivaju se komplicirani numerički izrazi kao rješenje gornje jednadžbe. Jednostavnije analitičko rješenje dobiva se kod uniformno dopirane baze i kolektora, gdje je:

$$\begin{aligned} N_{DC}(x) - N_{AB}(x) &= -N_{AB}, & x < 0 \\ N_{DC}(x) - N_{AB}(x) &= N_{DC}, & x > 0, \end{aligned} \quad (9.32)$$

što odgovara slici 9.36.a. Pretpostavit ćemo da je rekombinacija u osiromašenom području između baze i kolektora zanemariva. Također ćemo pretpostaviti da električno polje u osiromašenom području ubrzava slobodne elektrone do njihove brzine raspršenja v_{SC} i da kroz cijelo osiromašeno područje elektroni putuju tom brzinom. Uz te pretpostavke, polazeći od Poissonove jednadžbe, dobiva se za širinu osiromašenog područja na strani baze izraz:

$$x_p = \left[\frac{2\epsilon}{q} \frac{U_K + U_{CB}}{N_{AB} + N_{DC}} \frac{N_{DC} - \frac{J_C}{qv_{SC}}}{N_{AB} + \frac{J_C}{qv_{SC}}} \right]^{1/2}, \quad (9.33)$$

gdje su U_K i U_{CB} pozitivni. Za $J_C = 0$ veličina x_p prelazi u x_{p0} :

$$x_{p0} = \left[\frac{2\varepsilon}{q} \frac{U_K + U_{CB}}{N_{AB} + N_{DC}} \frac{N_{DC}}{N_{AB}} \right]^{1/2}, \quad (9.34)$$

što je ekvivalentno relaciji (5.114). Pomoću relacije (9.34) relacija (9.33) prelazi u:

$$x_p = x_{p0} \left[\frac{1 - \frac{J_C}{J_1}}{1 + \frac{J_C}{J_1 R}} \right]^{1/2}, \quad J_C \leq J_1, \quad (9.35)$$

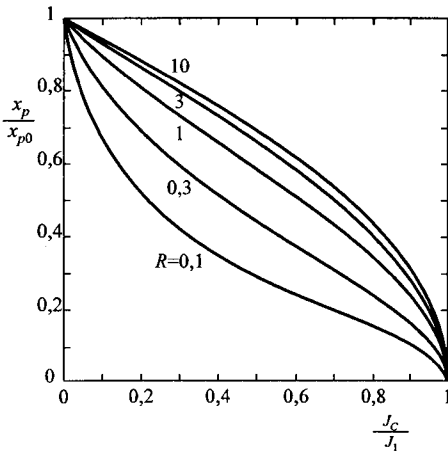
gdje je:

$$J_1 = qv_{SC}N_{DC}, \quad R = \frac{N_{AB}}{N_{DC}}. \quad (9.36)$$

Kada je $J_C \ll J_1$, tada x_p teži prema x_{p0} . Kada J_C teži prema J_1 tada x_p teži nuli. Ovisnost x_p/x_{p0} o omjeru J_C/J_1 uz R kao parametar prikazana je na slici 9.37.

Efektivna širina baze na slici 8.6 označena je sa w_b' i manja je od tehnološke širine baze za širine osiromašenih područja na strani emitera i kolektora. Kako Kirkov efekt djeluje samo na kolektorski spoj, efektivna širina baze bit će zbog tog efekta veća za iznos $x_p - x_{p0}$, odnosno:

$$\Delta x_p = x_{p0} \left\{ 1 - \left[\frac{1 - \frac{J_C}{J_1}}{1 + \frac{J_C}{J_1 R}} \right]^{1/2} \right\}. \quad (9.37)$$



Slika 9.37. Ovisnost omjera širine osiromašenog područja na strani baze x_p pri gustoći struje kolektora $J_C > 0$ i pri gustoći struje kolektora $J_C = 0$ o omjeru J_C/J_1 uz $R = N_{AB}/N_{DC}$ kao parametar. Pretpostavlja se uniformno dopirana baza i kolektor

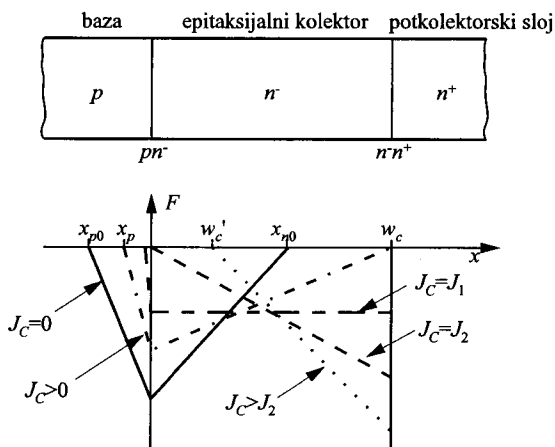
U tom slučaju vrijeme prolaska kroz bazu u skladu s izrazima (9.28) i (9.37) iznosi:

$$\tau_B = \frac{(w'_b + \Delta x_p)^2}{\eta D_{nB}} = \tau_{B0} \left[1 + \frac{\Delta x_p}{w'_b} \right]^2, \quad (9.38)$$

gdje je τ_{B0} vrijeme prolaska kroz bazu kada nema Kirkova efekta ($J_C = 0$). Kirkov efekt dakle povećava iznos vremena prolaska kroz bazu.

Sada ćemo razmotriti pojave koje nastaju kada gustoća struje kolektora premaši iznos J_1 . U tu svrhu analizirat ćemo raspodjelu električnog polja u području kolektora za različite iznose gustoće struje J_C uz konstantan napon U_{CB} . Radi jednostavnosti pretpostavit ćemo skokovit pn -prijelaz između nisko dopiranog epitaksijalnog kolektora i visoko dopiranog potkolektorskog sloja. Na slici 9.38. prikazana je raspodjela električnog polja u bazi, epitaksijalnom kolektoru i potkolektorskom sloju pri različitim gustoćama struje kolektora, uz konstantan napon U_{CB} . Zato površina između $F(x)$ i osi x u svakom slučaju mora biti ista. Raspodjela električnog polja za $J_C = 0$ odgovara širinama osiromašenog područja na strani baze i kolektora x_{p0} i x_{n0} . Tu prostorni naboj određuju samo nekompenzirani ioni akceptora i donora. Kod $J_C > 0$ dolazi do promjene prostornog naboja u osiromašenom području tako da se širina osiromašenog područja na strani baze smanjuje na x_p , a na strani kolektora povećava do širine epitaksijalnog kolektora w_c . Kod gustoće struje kolektora $J_C = J_1$ poništava se pozitivni prostorni naboj ioniziranih donora u epitaksijalnom kolektoru negativnim prostornim nabojem slobodnih elektrona pa je desna strana Poissonove jednadžbe (9.31) jednaka nuli, što znači da je električno polje u epitaksijalnom kolektoru konstantno. Kada je $J_C > J_1$, prostorni naboj u epitaksijalnom kolektoru je negativan jer ima više slobodnih elektrona nego pozitivnih donorskih iona. Posljedica je »guranje« čitavog područja prostornog naboja, koje je pri $J_C = 0$ smješteno oko pn -spoja baza-epitaksijalni kolektor prema n^-n^+ -spoju između epitaksijalnog kolektora i potkolektorskog sloja.

Kada je $J_C = J_2$, jakost električnog polja na pn -spoju između baze i epitaksijalnog sloja pada na nulu, pa struju određuje prostorni naboj. Rješenjem Poissonove jednadžbe u tom slučaju dobiva se:



Slika 9.38. Raspodjela jakosti električnog polja kao funkcija od x za različite gustoće struje kolektora J_C

$$J_2 = qv_{SC} \left[N_{DC} + \frac{2\epsilon}{qw_c^2} (U_K + U_{CB}) \right]. \quad (9.39)$$

Za gustoće struje kolektora veće od J_2 struja je određena gustoćom prostornog naboja.

Kada je $J_C > J_2$, javlja se sve veći negativni prostorni naboj u području $w'_c \leq x \leq w_c$. Prostorni naboj jednak je nuli u području $0 \leq x \leq w'_c$, pa se efektivna širina baze proteže do w'_c . Veličina w'_c može se odrediti integriranjem profila električnog polja u području $w'_c \leq x \leq w_c$. Dobiva se:

$$w'_c = w_c \left[1 - \left(\frac{J_2 - J_1}{J_C - J_1} \right)^{1/2} \right]. \quad (9.40)$$

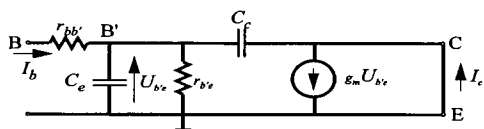
Pri visokim strujama, kada J_C znatno nadmašuje J_2 , $w'_c \rightarrow w_c$, pa se baza tranzistora proširuje sve do n^+ -potkolektorskog sloja kroz cijeli epitaksijalni kolektor. To dovodi do daljeg pada iznosa faktora strujnog pojačanja i do porasta vremena prolaska kroz bazu.

9.4.10. Ovisnost faktora strujnog pojačanja o frekvenciji

Da bismo odredili ovisnost faktora strujnog pojačanja o frekvenciji za tranzistor koji radi u normalnom aktivnom području, primjenjujemo linearizirani hibridni- π nadomjesni sklop za analizu u režimu malih izmjeničnih signala na slici 9.35. Bitno je pri tome poznavati svojstva intrinzičnog tranzistora pa ćemo ispustiti serijske i parazitne elemente r_e , $r_{c'c}$, C_{cs} . Serijski otpor baze $r_{bb'}$ zadržat ćemo jer pretpostavljamo da se u krug baze dovodi bazna struja iz izvora konstantne struje na koju $r_{bb'}$ ne utječe. Tako se dobiva hibridni- π sklop na slici 9.39. Pri tome ćemo izlazne stezaljke tranzistora kratko spojiti jer se u tim uvjetima definira i određuje jedan važan faktor tranzistora poznat kao **frekvencija jediničnog strujnog pojačanja** f_T ili **produkt pojačanje - širina pojasa** ω_T (engl. *gain-bandwidth product*). Ovdje treba napomenuti da se kratki spoj na izlazu tranzistora na slici 9.39. odnosi samo na mali izmjenični signal, a nikako na istosmjernu struju kolektora koja mora teći krugom kolektora pri naponu U_{CE} koji istosmjerno polarizira tranzistor za rad u normalnom aktivnom području. Kratki spoj na izlazu između kolektora i emitera može se osigurati za izmjenični mali signal spajanjem kondenzatora što većeg kapaciteta između kolektora i emitera. Ako su efektivne vrijednosti struje baze i kolektora I_b i I_c , a efektivna vrijednost napona između interne baze i kolektora $U_{b'e}$, strujne jednadžbe za sklop na slici 9.39. glase:

$$I_c = g_m U_{b'e} - j\omega C_c U_{b'e}, \quad (9.41)$$

$$I_b = [g_{b'e} + j\omega(C_e + C_c)] U_{b'e}, \quad (9.42)$$



Slika 9.39. Linearizirani hibridni- π nadomjesni sklop za analizu ovisnosti faktora strujnog pojačanja o frekvenciji

gdje je $g_{b'e} = r_{b'e}^{-1}$. **Faktor strujnog pojačanja za mali izmjenični signal** u spoju zajedničkog emitera definira se omjerom struja I_c i I_b kada tranzistor radi u normalnom aktivnom području, uz kratko spojeni izlaz. Označava se h_{fe} i prema relacijama (9.41) i (9.42) iznosi:

$$h_{fe} = \frac{I_c}{I_b} \Big|_{U_{CE}=\text{konst.}} = \frac{g_m - j\omega C_c}{g_{b'e} + j\omega(C_e + C_c)}. \quad (9.43)$$

Pri većini praktički zanimljivih frekvencija ispunjen je uvjet:

$$g_m \gg \omega C_c, \quad (9.44)$$

pa je:

$$h_{fe} = \frac{g_m}{g_{b'e} + j\omega(C_e + C_c)} \quad (9.45)$$

Ta se relacija može pisati i u obliku:

$$h_{fe} = \frac{g_m r_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e}(C_e + C_c)}. \quad (9.46)$$

Pomoću relacija (9.15) i (9.17), uz zanemarenje otpora R_E emitera, odnosno uz $r_{b'e'} = r_{b'e}$, dobiva se umnožak:

$$g_m r_{b'e} = \frac{I_c}{I_B} = \beta, \quad (9.47)$$

pa je umnožak strmine i dinamičkog otpora pn -spoja između interne baze i emitera jednak istosmjernom faktoru strujnog pojačanja tranzistora u spoju zajedničkog emitera β . Za h_{fe} dobiva se sada izraz:

$$h_{fe} = \frac{\beta}{1 + j\omega r_{b'e}(C_e + C_c)}. \quad (9.47a)$$

Apsolutni iznos h_{fe} je:

$$|h_{fe}| = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \omega^2 r_{b'e}^2 (C_e + C_c)^2}}. \quad (9.48)$$

Kada $\omega \rightarrow 0$, tada $|h_{fe}| \rightarrow \beta$. S porastom frekvencije $|h_{fe}|$ opada (Slika 9.40). Na visokim frekvencijama može se zanemariti jedinica u nazivniku gornjeg izraza pa se može pisati:

$$|h_{fe}| = \frac{\beta}{\omega r_{b'e}(C_e + C_c)}. \quad (9.49)$$

Uvrštenjem iznosa $|h_{fe}| = 1$ dobiva se frekvencija jediničnog strujnog pojačanja f_T u obliku:

$$f_T = \frac{\beta}{2\pi r_{b'e}(C_e + C_c)} = \frac{g_m}{2\pi(C_e + C_c)}. \quad (9.50)$$

Tranzistor će biti sposoban raditi na to višim frekvencijama što mu je veća strmina i manji kapaciteti pridruženi emiteru i kolektoru. Porast strmine moguć je s porastom istosmjerne struje kolektora. Kapaciteti C_e i C_c mogu se smanjiti smanjivanjem površine tranzistora jer se time smanjuju i kapaciteti pn -spojeva. Moderni tranzistori u integriranim sklopovima redovito imaju f_T od nekoliko desetaka GHz. Uz frekvenciju f_T definira se još i **gornja granična frekvencija faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera** f_β kao ona frekvencija kod koje h_{fe} pada na iznos $\sqrt{2}$ puta manji od iznosa na niskim frekvencijama. Uvrštenjem:

$$|h_{fe}| = \frac{|h_{fe}(0)|}{\sqrt{2}} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \quad (9.51)$$

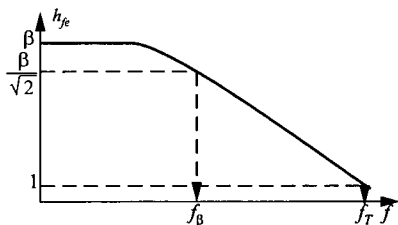
u relaciju (9.48) dobiva se:

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi r_{b'e}(C_e + C_c)}. \quad (9.52)$$

Iz relacija (9.50) i (9.52) izravno proizlazi:

$$f_T = \beta f_\beta, \quad (9.53)$$

što znači da je frekvencija jediničnog strujnog pojačanja β puta veća od gornje granične frekvencije u spoju zajedničkog emitera. Gornja granična frekvencija obično se zove i **širinom pojasa** (engl. *bandwidth*) frekvencija koje tranzistor može pojačavati (nakon te frekvencije strujno pojačanje brzo opada). U tom pojasu pojačanje praktički iznosi β pa frekvencija f_T ima zapravo značenje umnoška pojačanja i širine pojasa, odakle proizlazi i naziv umnožak pojačanje-širina pojasa za tu frekvenciju.



Slika 9.40. Ovisnost faktora strujnog pojačanja za mali izmjenični signal za tranzistor u spoju zajedničkog emitera o frekvenciji signala. Definiranje frekvencija f_T i f_β

Relacija (9.53) pokazuje i mogućnosti mjerenja frekvencije f_T koja obično leži u teško mjerljivom području frekvencija. Kako je β reda veličine 100, proizlazi da je f_β za dva reda veličine manja frekvencija od f_T . Zato je pogodnije mjerenje f_β i β i dobivanje iznosa f_T njihovim umnoškom od izravnog mjerenja f_T .

Frekvencije f_β i f_T definiraju se i mjere uz pretpostavku kratkog spoja između kolektora i baze za mali izmjenični signal. To ne odgovara realnom režimu rada tranzistora koji u izlaznom krugu uvijek ima potrošač konačne impedancije. U tom slučaju granične frekvencije imaju druge

iznose. Zato su f_β i f_T pogodni samo pri usporedbi frekvencijskih dometa tranzistora u relativnom međusobnom odnosu, ali ne i u procjeni frekvencijskog dometa tranzistora s realnim potrošačem.

Za karakteriziranje frekvencijskog dometa tranzistora ponekad se koristi i **maksimalna frekvencija osciliranja** (engl. *maximum frequency of oscillation*) definirana kao ona frekvencija na kojoj pojačanje snage što ga daje tranzistor padne na jedinicu. Ta se frekvencija označava sa f_M i iznosi:

$$f_M = \left[\frac{f_T}{8\tau_{bb'}C_c} \right]^{1/2}. \quad (9.54)$$

Za razliku od f_T i f_β koji ne ovise o serijskom otporu baze, ta frekvencija izravno ovisi o tom otporu i opada pri njegovu porastu. U realnim tranzistorima f_M je obično blizak frekvenciji f_T .

Relacije za f_T , f_β i f_M pokazuju da brzina rada tranzistora bitno ovisi o strmini tranzistora, kapacitivnostima emitorskog i kolektorskog spoja, a frekvencija f_M dodatno još o serijskom otporu baze. Zato se tim veličinama pri projektiranju i izboru tehnološke realizacije tranzistora obraća najveća pažnja.

9.4.11. Veza vremena prolaska kroz tranzistor τ i frekvencije f_T

Između vremena prolaska kroz tranzistor i frekvencije jediničnog strujnog pojačanja f_T postoji čvrsta međusobna veza temeljena na relacijama (9.22), (9.23) i (9.50). Pomoću tih relacija dobiva se:

$$2\pi f_T = \left[\tau + \frac{U_T}{I_C} (C_{je} + C_{jc}) \right]^{-1}, \quad (9.55)$$

pri čemu je kapacitet C_c zamijenjen kapacitetom C_{jc} da se naglasi kako je u pitanju kapacitet osiromašenog područja kolektorskog spoja.

U izvodu relacije (9.55) zanemaren je serijski otpor kolektora $r_{c'c} = R_C$. Ako se i on uzme u obzir, tada se desnoj strani relacije (9.55) mora dodati vremenska konstanta $r_{c'c}C_{jc}$ pa relacija (9.55) prelazi u:

$$2\pi f_T = \left[\tau + r_{c'c}C_{jc} + \frac{U_T}{I_C} (C_{je} + C_{jc}) \right]^{-1}. \quad (9.56)$$

Doprinos »kolektorskog člana« $r_{c'c}C_{jc}$ vremenu prolaska može se smanjiti primjenom vrlo tankog epitaksijalnog sloja iznad potkolektorskog sloja jer se tako smanjuje serijski otpor kolektora. Iz istog razloga primjenjuje se n^+ -kolektorska difuzija koja potkolektorski sloj spaja s metalnim priključkom kolektora (slika 9.22).

Frekvencija jediničnoga strujnog pojačanja f_T ne ulazi izravno u nadomjesne sklopove tranzistora za mali izmjenični signal pa s tog stajališta nema posebnu važnost. Međutim,

ona se primjenjuje kao pomoćna veličina u određivanju vremena prolaska τ . Način određivanja vremena τ pomoću f_T može se opisati relacijom (9.56) i slikom 9.41. koja prikazuje ovisnost f_T o istosmjernoj struji kolektora I_C . Ta je ovisnost ovdje dana općenito za tipičan tranzistor. Na niskim iznosima struje kolektora I_C član ovisan o kapacitetima osiromašenih područja emitera i kolektora C_{je} i C_{jc} u relaciji (9.56) znatno je većeg iznosa od prva dva člana pa f_T raste s porastom I_C . Kod srednjih iznosa struje I_C član ovisan o C_{je} i C_{jc} postaje zanemariv prema τ i $r_{c'e}C_{jc}$ pa f_T ne ovisi o I_C . U tom dijelu f_T – I_C karakteristike f_T ima maksimalni iznos f_{TMAX} određen relacijom:

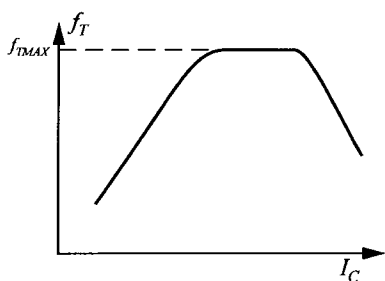
$$2\pi f_{TMAX} = [\tau + r_{c'e}C_{jc}]^{-1}, \quad (9.57)$$

odakle proizlazi:

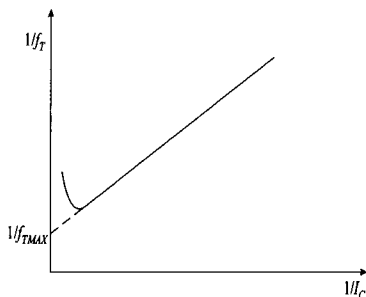
$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{TMAX}} - r_{c'e}C_{jc}. \quad (9.58)$$

Kod visokih iznosa I_C frekvencija f_T brzo opada s porastom I_C zbog efekta širenja baze opisanog u prethodnom odjeljku.

Kod pojedinih tranzistora područje u kojem f_T ne ovisi od I_C nije jasno uočljivo. U tom se slučaju za određivanje f_{TMAX} primjenjuje grafički prikaz $f_T^{-1} = f(I_C^{-1})$ prema slici 9.42. Prema relaciji (9.56), kada I_C^{-1} teži nuli, tada f_T teži iznosu f_{TMAX} , što prema slici 9.42. vodi na zaključak da je f_{TMAX} određen presjekom pravca koji ekstrapolira linearni dio $f_T^{-1} - I_C^{-1}$ karakteristike do točke presjeka s ordinatom. Razlika u metodi određivanja f_{TMAX} iz prikaza na slici 9.41. i 9.42. je u tome što se pomoću slike 9.41. sa I_C mora doći do iznosa koji odgovaraju frekvenciji f_{TMAX} . Ako se primjenjuje prikaz na slici 9.42., to nije slučaj, već se o iznosu f_{TMAX} zaključuje iz ovisnosti f_T o I_C u dijelu krivulje gdje f_T raste s I_C , što znači da se radi s manjim odnosno dostupnijim iznosima I_C nego na slici 9.41.



Slika 9.41. Kvalitativni prikaz ovisnosti frekvencije jediničnog strujnog pojačanja f_T o istosmjernoj struji kolektora I_C



Slika 9.42. Način određivanja maksimalne frekvencije jediničnog strujnog pojačanja f_{TMAX}

9.4.12. Gummel-Poonov model

Taj model zapravo je poboljšana varijanta Ebers-Mollova modela. Za razliku od Ebers-Mollova modela koji pretpostavlja idealni tranzistor, Gummel-Poonov model računa i efekte višeg reda pa vjernije opisuje tranzistorske karakteristike. Gummel-Poonov model temelji se na ekstenziji Moll-Rossove relacije (8.69) koja vodi izravno na koncept transportne struje tranzistora I_T određene relacijom (8.141). No dok je u relaciji (8.141) za transportnu struju veličina I_S konstantna, u Gummel-Poonovu modelu ona ovisi o radnom režimu tranzistora, čime se omogućuje uključanje efekata višeg reda u opis tranzistorskih karakteristika. Ti su efekti sljedeći:

- pojave pri niskim iznosima struje kolektora,
- kompletan opis modulacije širine baze,
- pojave pri visokoj injekciji.

Osnovna strujna relacija Gummel-Poonova modela proizlazi iz relacije (8.141) koja dobiva oblik:

$$I_T = \frac{I_S}{Q_B} \left[\left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) - \left(\exp \frac{U_{BC}}{U_T} - 1 \right) \right], \quad (9.59)$$

pri čemu je U_{BE} uvršteno umjesto $-U_{EB}$ i U_{BC} umjesto $-U_{CB}$. Veličina I_S zamijenjena je veličinom I_S/Q_B , gdje je Q_B normirani naboj većinskih nosilaca u bazi. Taj se naboj normira s obzirom na svoju vrijednost u ravnotežnom slučaju. U ravnotežnom je slučaju $Q_B = 1$ pa se Gummel-Poonova relacija (9.59) reducira u transportnu relaciju (8.141). U neravnotežnim uvjetima Q_B je različit od jedinice, i to ostavlja mogućnost modeliranja efekata višeg reda.

Normirani naboj većinskih nosilaca Q_B određen je relacijom⁹:

$$Q_B = \frac{Q_1}{2} + \left[\left(\frac{Q_1}{2} \right)^2 + Q_2 \right]^{1/2}, \quad (9.60)$$

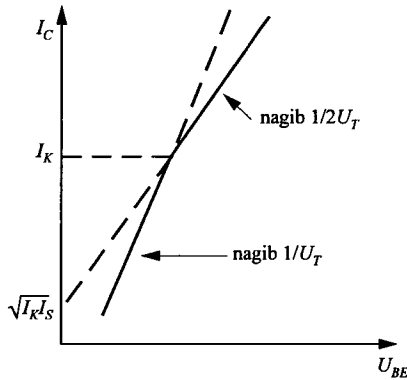
gdje je:

$$Q_1 = \left(1 - \frac{U_{BC}}{U_A} - \frac{U_{BE}}{U_{AR}} \right)^{-1}, \quad (9.61)$$

$$Q_2 = \frac{BI_S}{I_K} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) + \frac{I_S}{I_{KR}} \left(\exp \frac{U_{BC}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.62)$$

Veličina U_A je Earlyjev napon u normalnom, a U_{AR} u inverznom smjeru. Earlyjev napon definiran je u odjeljku 8.12.6. i prikazan na slici 8.43. pri radu tranzistora u normalnom smjeru. Na analogni način definira se i U_{AR} . Struja I_K je granična struja kolektora između

⁹ Detaljniji izvod vidjeti u [9.45], [9.50] i [9.51].



Slika 9.43. Gummelov prikaz struje kolektora i definiranje granične struje I_K između područja niske i visoke injekcije pri radu tranzistora u normalnom smjeru

područja niske i visoke injekcije, pri radu tranzistora u normalnom smjeru. Ako tranzistor radi u inverznom smjeru ista struja je I_{KR} . Za određivanje struje I_K primjenjuje se Gummelov prikaz struje I_C na slici 9.43. Iz sličnog Gummelova prikaza za inverzni smjer rada određuje se I_{KR} . Parametar B uveden je da bi se modelirao efekt širenja baze pri visokim iznosima struje kolektora. Taj se član modelira pomoću relacija iz odjeljka 9.4.9. i ovdje se time nećemo posebno baviti. Radi jednostavnosti pretpostavit ćemo da je $B = 1$.

Fizikalni smisao relacija (9.59) do (9.62) može se pokazati primjenom tih relacija na rad u normalnom aktivnom području. Uz $U_{BE} > 0$ i $U_{BC} = 0$ dobiva se:

$$I_T \cong I_C = \frac{I_S}{Q_B} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right) \quad (9.63)$$

$$Q_1 = \left[1 - \frac{U_{BE}}{U_{AR}} \right]^{-1} \quad (9.64)$$

$$Q_2 = \frac{I_S}{I_K} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.65)$$

Kao poseban slučaj pogledajmo rad u području visoke injekcije. U tom je području:

$$Q_2 \gg \frac{Q_1^2}{4}, \quad (9.66)$$

što daje:

$$Q_B = \sqrt{Q_2}. \quad (9.67)$$

Uvrštenjem (9.65) i (9.67) u (9.63) dobiva se transportna struja koja je praktički jednaka struji kolektora:

$$I_T = I_C = \sqrt{I_K I_S} \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right)^{1/2} \quad (9.68)$$

Kako je u režimu visoke injekcije jedinica u zagradi na desnoj strani mnogo manja od eksponencijalnog člana, dobiva se:

$$I_C = \sqrt{I_K I_S} \exp \frac{U_{BE}}{2U_T}. \quad (9.69)$$

Ta relacija potvrđuje prije dobivenu ovisnost struje I_C o naponu U_{BE} prema slici 8.42. i relaciji (8.119). Ekstrapolacijom Gummelove krivulje za I_C na slici 9.43. do strujne osi može se iz točke presjeka s ordinatom odčitati $\sqrt{I_K I_S}$. Kako je I_K određen granicom područja niske i visoke injekcije, moguće je na taj način odrediti struju I_S . To vrijedi uz pretpostavku da je $B = 1$.

U režimu niske injekcije je:

$$Q_2 \ll \frac{Q_1^2}{4}, \quad (9.70)$$

pa je:

$$Q_B = Q_1. \quad (9.71)$$

Pomoću relacija (9.61) i (9.71), uz pretpostavku rada u normalnom aktivnom području ($U_{BC} < 0$, $U_{BE} > 0$), relacija (9.59) daje:

$$I_T = I_C = I_S \left(1 - \frac{U_{BC}}{U_A} - \frac{U_{BE}}{U_{AR}} \right) \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.72)$$

Kako je U_{BE} mnogo manji po apsolutnom iznosu od U_{BC} , vrijedi približno:

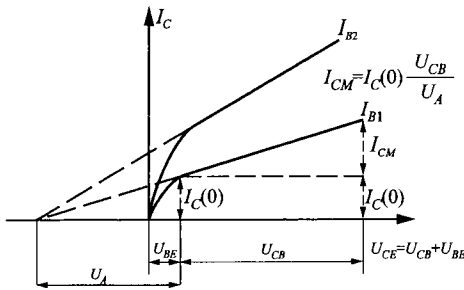
$$I_C \cong I_S \left(1 - \frac{U_{BC}}{U_A} \right) \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.73)$$

Član u prvoj zagradi iza I_S modelira modulaciju širine baze. Fizikalni smisao tog dodatnog člana ilustriran je slikom 9.44. Struja kolektora pri zadanom naponu između kolektora i emitera U_{CE} je zbroj struje kolektora $I_C(0)$ pri $U_{CB} = 0$ i struje kolektora I_{CM} izazvane modulacijom širine baze. Iz slike 9.44. izravno proizlazi da je:

$$I_C = I_C(0) + I_{CM} = I_C(0) + I_C(0) \frac{U_{CB}}{U_A} = I_C(0) \left(1 - \frac{U_{BC}}{U_A} \right), \quad (9.74)$$

jer je $U_{CB} = -U_{BC}$. Pri tome je $I_C(0)$ struja kolektora kada se zanemari modulacija širine baze:

$$I_C(0) = I_S \left(\exp \frac{U_{BE}}{U_T} - 1 \right). \quad (9.75)$$



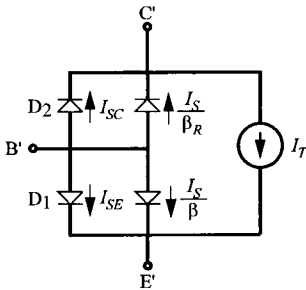
Slika 9.44. Utjecaj modulacije širine baze (Earlyjeva efekta) na modeliranje izlazne struje tranzistora

Kirkov efekt. On se modelira različitim izrazima primjerenim za primjenu u programima za modeliranje tranzistora pomoću računala. O tome više u [9.45] i [9.50].

9.4.13. Modeliranje pojava na niskim strujama

Prilikom prikaza Gummel-Poonova modela pretpostavljeno je da tranzistor radi ili u području niske injekcije, gdje su struje eksponencijalne funkcije argumenta oblika U/U_T , ili u području visoke injekcije, gdje su iste struje funkcije argumenta oblika $U/2U_T$. Tim modelom nije obuhvaćen slučaj vrlo niskih iznosa struja kroz tranzistor kada uz difuzijsku

komponentu postoji rekombinacijska komponenta struje koja nije zanemariva na tim strujnim nivoima s obzirom na difuzijsku komponentu. Iz razmatranja u dijelu 8.11. proizlazi da u području vrlo niskih struja prevladava ovisnost eksponencijalnog člana s argumentom U/mU_T , gdje faktor m leži u granicama od $m = 2$ na najnižim iznosima struje do $m = 1$ pri prelasku u idealno područje gdje vrijedi ovisnost o argumentu U/U_T . Gummel-Poonov model ne uzima u obzir taj dio karakteristike i radi s eksponencijalnim funkcijama argumenta U/U_T i pri najnižim strujama. Kako rekombinacijska struja ne ovisi o difuzijskoj, može se jednostavno modelirati dodavanjem posebnih neidealnih pn -dioda u Ebers-Mollov i Gummel-Poonov model. To je empirijska korekcija jednadžbi modela, pri čemu ona ima jasnu fizikalnu podlogu.



Slika 9.45. Nelinearni hibridni- π nadomjesni Ebers-Mollov sklop intrinzičnog tranzistora na niskim iznosima struja uz uključene neidealne pn -diode D_1 i D_2

Na slici 9.45. prikazan je nelinearni hibridni- π Ebers-Mollov nadomjesni sklop za niske iznose struja za intrinzični tranzistor. Taj nadomjesni sklop uključuje rekombinaciju u osiromašenom području emitorskog i kolektorskog spoja. Neidealne pn -diode D_1 i D_2 koje mode-

liraju rekombinacijske struje osiromašenih područja označene su reverznim strujama zasićenja I_{SE} i I_{SC} , gdje struja I_{SE} odgovara emitorskom, a struja I_{SC} kolektorskom spoju. Struja diode D_1 opisana je relacijom:

$$I_{rGE} = I_{SE} \left(\exp \frac{U_{B'E'}}{N_E U_T} - 1 \right), \quad (9.76)$$

gdje je N_E vrijednost faktora m za emiserski spoj. Slično je struja diode D_2 opisana relacijom:

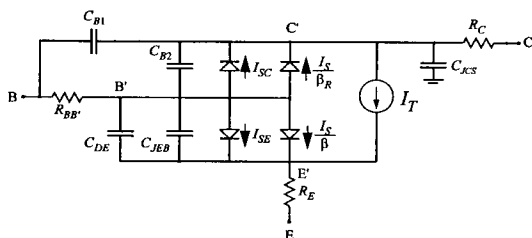
$$I_{rGC} = I_{SC} \left(\exp \frac{U_{B'C'}}{N_C U_T} - 1 \right), \quad (9.77)$$

gdje je N_C vrijednost faktora m za kolektorski spoj. Iz tih relacija i slike 9.45. proizlazi da su za opis pojava na vrlo niskim strujama potrebna dodatna četiri parametra u odnosu na Gummel-Poonov model. To su I_{SE} , I_{SC} , N_E i N_C .

9.4.14. Model bipolarnog tranzistora za program SPICE

Za simulaciju elektroničkih sklopova primjenom računala danas se najčešće primjenjuje program **SPICE** (kratica od engleskog naziva *Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*). Datira iz 1973. godine, a razvili su ga na sveučilištu u Berkleyu u SAD D.O. Pederson i L. W. Nagel. Program uključuje modele *pn*-dioda i Schottkyjevih dioda, bipolarnih i unipolarnih tranzistora. Ovdje ćemo se zadržati na modelu bipolarnog tranzistora. Model se u osnovi temelji na primjeni Gummel-Poonova modela. U opisu SPICE modela i nadomjesnog sklopa bipolarnog tranzistora ovdje će se koristiti način označavanja pojedinih veličina u SPICE-u, koji je različit od uobičajenog označavanja u ovoj knjizi. SPICE model bipolarnog tranzistora može se predložiti nadomjesnim sklopom na slici 9.46. koja nastaje sažimanjem nelinearnog hibridnog- π nadomjesnog Ebers-Mollova sklopa na slikama 9.33. i 9.45. Struje baze i kolektora nadomjesnog sklopa na slici 9.46. mogu se opisati relacijama:

$$I_C = \frac{I_S}{Q_B} \left[\left(\exp \frac{V_{B'E'}}{N_F V_T} - 1 \right) - \left(\exp \frac{V_{B'C'}}{N_R V_T} - 1 \right) \right] - \frac{I_S}{\beta_R} \left(\exp \frac{V_{B'C'}}{N_R V_T} - 1 \right) - I_{SC} \left(\exp \frac{V_{B'C'}}{N_C V_T} - 1 \right), \quad (9.78)$$



Slika 9.46. Nadomjesni sklop bipolarnog tranzistora za program SPICE

$$\begin{aligned}
 I_B = & \frac{I_S}{\beta} \left(\exp \frac{V_{BE'}}{N_F V_T} - 1 \right) + \frac{I_S}{\beta_R} \left(\exp \frac{V_{BC'}}{N_R V_T} - 1 \right) + \\
 & + I_{SE} \left(\exp \frac{V_{BE'}}{N_E V_T} - 1 \right) + I_{SC} \left(\exp \frac{V_{BC'}}{N_C V_T} - 1 \right), \quad (9.79)
 \end{aligned}$$

gdje je Q_B definiran relacijama (9.60) do (9.62) dok veličine V označuju napone. U tim relacijama uvedena su dva nova faktora N_F i N_R koji omogućuju vjerniji opis eksponencijalnih karakteristika »idealnih« dioda emiter-baza i kolektor-baza. U većine realnih tranzistora ne dolazi do znatnije pogreške ako se pretpostavi da je $N_F = N_R = 1$. Također je pretpostavljeno da je veličina B koja u Gummel-Poonovu modelu opisuje Kirkov efekt jednaka jedinici, pa SPICE nadomjesni sklop na slici 9.46. taj efekt ne računa.

Otpor $R_{BB'}$ je otpor između vanjskog priključka baze B i interne baze B'. Prikazuje se serijskim spojem otpora ekstrinzičnog i intrinzičnog dijela baze. Ekstrinzični dio otpora ima konstantan iznos i lako se modelira, za razliku od intrinzičnog dijela koji izrazito ovisi o struji baze. Intrinzični dio otpora brzo opada na visokim iznosima struje kolektora. To je posljedica već ranije navedenog efekta **gomilanja struje** (engl. *current crowding*) izazvanog lateralnim protjecanjem struje emitera kroz intrinzičnu bazu zbog čega napon U_{BE} mijenja iznos duž periferije emitera. Pri tome je U_{BE} najveći tamo gdje je emiter najbliži baznom priključku B. Kako emitorska struja eksponencijalno ovisi o naponu U_{BE} , gomila se emitorska struja na dijelu emitera koji je najbliži baznom priključku. To dovodi do pada ekstrinzičnog dijela otpora za faktor 2 ili više s obzirom na niske struje kolektora kada taj efekt ne postoji.

Efekt gomilanja struje ne postoji u svim tranzistorima i može se reducirati, pa čak i eliminirati izborom odgovarajuće topologije tranzistora i emitorskog slojnog otpora. Ako je lateralni pad napona u emiteru izazvan slojnim otporom emitera veći od lateralnog pada napona u bazi, neće doći do efekta gomilanja struje. Kako je emitorska struja β puta veća od bazne, lateralni pad napona u emiteru može pri tome biti dosta visok. Točno modeliranje efekta gomilanja struje podrazumijeva dvodimenzionalnu analizu, međutim ona zahtijeva mnogo računarskog vremena, pa se za modeliranje otpora $R_{BB'}$ primjenjuju jednostavniji empirijski izrazi. Jedan od tih izraza je :

$$R_{BB'} = R_{BM} + \frac{R_B - R_{BM}}{Q_B}, \quad (9.80)$$

gdje je Q_B normirani naboj većinskih nosilaca u bazi (rel. 9.60). Kada je Q_B vrlo visok, tada $R_{BB'}$ teži R_{BM} , pa je otpor R_{BM} vrijednost otpora $R_{BB'}$ na visokim strujama, što odgovara otporu ekstrinzičnog dijela baze. Na niskim iznosima struja kroz tranzistor Q_B teži jedinici ako se zanemari efekt modulacije širine baze. Tada je $R_{BB'} = R_B$ pa je R_B iznos otpora baze na niskim strujama, odnosno zbroj ekstrinzičnog i intrinzičnog dijela otpora baze. Kapacitet osiromašenog područja između baze i emitera C_{JEB} modelira se relacijom koja nastaje generalizacijom relacije za kapacitet osiromašenog područja *pn*-spoja:

$$C_{JEB} = C_{JE} \left(1 - \frac{V_{B'E'}}{V_{JE}} \right)^{-M_{JE}}, \quad (9.81)$$

gdje je C_{JE} vrijednost toga kapaciteta kada je $U_{B'E'} = 0$. Veličina V_{JE} je kontaktni potencijal spoja, dok je M_{JE} faktor ovisan o vrsti pn -prijelaza. Kod skokovitog pn -spoja je $M_{JE} = 0,5$, a kod linearno-postupnog $0,33$. Kod realnih pn -spojeva M_{JE} redovito leži između tih dviju vrijednosti. Na identičan se način modelira i kapacitet osiromašenog područja C_{JCB} između kolektora i baze i kapacitet osiromašenog područja C_{JCS} između kolektora i zajedničke podloge sklopa. Difuzijski kapacitet emitera C_{DE} modelira se relacijom:

$$C_{DE} = \frac{d}{dU_{B'E'}} \left[\frac{T_{FF} I_S}{Q_B} \left(\exp \frac{V_{B'E'}}{N_F V_T} - 1 \right) \right], \quad (9.82)$$

pri čemu N_F ima isto značenje kao N u relacijama (9.78) i (9.79). Veličina T_{FF} određena je relacijom:

$$T_{FF} = T_F \left[1 + X_{TF} \left(\frac{I_F}{I_F + I_{TF}} \right)^2 \exp \frac{V_{B'C'}}{1,44V_{TF}} \right], \quad (9.83)$$

dok je:

$$I_F = I_S \left(\exp \frac{V_{B'E'}}{N_F V_T} - 1 \right). \quad (9.84)$$

Relacija (9.83) daje empirijski izraz za modeliranje porasta vremena prolaska kroz tranzistor i zapravo predstavlja u relaciji (9.24) veličinu τ . Relacija (9.83) modelira porast τ na visokim strujama, a za to su potrebna tri dodatna parametra X_{TF} , I_{TF} i V_{TF} . Relacija (9.83) zapravo zamjenjuje parametar B u Gummel-Poonovu modelu. Na niskim nivoima struje relacija (9.83) prelazi u $T_{FF} = T_F$ pri čemu je T_F jednak τ , odnosno vremenu prolaska u normalnom smjeru pri niskim strujama.

Kapacitet osiromašenog područja spoja baza-kolektor i difuzijski kapacitet toga spoja mogu se u programu SPICE modelirati ukupnim kapacitetom C_{BC} pomoću relacije:

$$C_{BC} = C_{JC} \left(1 - \frac{V_{B'C'}}{V_{JC}} \right)^{-M_{JC}} + T_R \left(\frac{I_S}{N_R V_T} \exp \frac{V_{B'C'}}{V_T} \right). \quad (9.85)$$

Pomoću kapaciteta C_{BC} mogu se modelirati kapaciteti C_{B1} i C_{B2} na slici 9.46. pomoću izraza:

$$C_{B1} = C_{BC} (1 - X_{CJC}), \quad (9.86)$$

$$C_{B2} = C_{BC} X_{CJC}. \quad (9.87)$$

Parametar X_{CJC} omogućava modeliranje distribuirane prirode serijskog otpora baze i kapaciteta spoja baza-kolektor. Ako se uzme da je $X_{CJC} = 1$, tada C_{B2} prelazi u ukupni kapacitet spoja baza-kolektor C_{BC} . U tom je slučaju modeliranje kapaciteta spoja baza-kolektor na slici 9.46. identično modeliranju na slici 9.33. Ako je $X_{CJC} < 1$, kapacitet kolektorskog spoja dijeli se na intrinzični i ekstrinzični dio. U tom se slučaju bira iznos X_{CJC} tako da C_{B1} bude jednak ekstrinzičnom dijelu kolektorskog kapaciteta, a C_{B2} intrinzičnom.

Pri propusnom polaritetu pn -spoja suzuje se osiromašeno područje s obzirom na ravnotežni slučaj i brzo raste kapacitet osiromašenog područja. Relacija (9.81) pri $V_{BE} = V_{JE}$ daje neizmjereno velik iznos kapaciteta C_{JEB} , što ne odgovara stvarnosti. Da se izbjegnu računarski problemi pri upotrebi te relacije, C_{JEB} se modelira relacijom:

$$C_{JEB} = \frac{C_{JE}}{(1 - F_C)^{M_{JE}}} \left[1 + \frac{M_{JE}(V_{BE} - F_C V_{JE})}{V_{JE}(1 - F_C)} \right]. \quad (9.88)$$

Ta se relacija primjenjuje kada je $V_{BE} > F_C V_{JE}$, pri čemu je F_C parametar koji ima iznos između 0 i 1. Analogne relacije primjenjuju se pri modeliranju kapaciteta osiromašenih područja spoja baza-kolektor i kolektor-podloga pri njihovoj propusnoj polarizaciji.

Pregled parametara kojim se opisuje model tranzistora u programu SPICE dan je u tablici 9.1. Ti se parametri odnose na opis statičkih svojstava, dinamičkih svojstava i Gummel-Poonova modela. Kompletan tablica sadrži još neke dodatne parametre, no oni nisu navedeni jer ne ulaze izravno u nadomjesni sklop na slici 9.46.

9.4.15. Tranzistor kao sklopka

Do sada razmotreni modeli i nadomjesni sklopovi odnose se na rad tranzistora u režimu velikih signala kao općem slučaju i režimu malih izmjeničnih signala kao posebnom slučaju karakterističnom za opis pojačavačkih svojstava tranzistora. U režimu velikih signala tranzistor, posebno u digitalnim sklopovima, radi kao **prekidački element** ili **sklopka**. Rad tranzistora kao sklopke moguć je zahvaljujući postojanju zapornog područja i područja zasićenja. Kada se tranzistor nalazi u zapornom području, struja kroz tranzistor je zanemarivo mala i strujni krug kolektor-emiter je praktički prekinut. Tada je sklopka otvorena. Kada se tranzistor nalazi u području zasićenja, pad napona između kolektora i emitera je vrlo malen, tipično oko 0,2 V, a struja kroz tranzistor visoka, što odgovara zatvorenoj sklopki. U idealnom slučaju pri otvorenoj sklopki struja kroz sklopku trebala bi biti jednaka nuli (što odgovara visokoj naponskoj razlici između stezaljki sklopke), dok bi pri zatvorenoj sklopki struja kroz sklopku trebala biti visoka (što odgovara kratkom spoju između stezaljki sklopke).

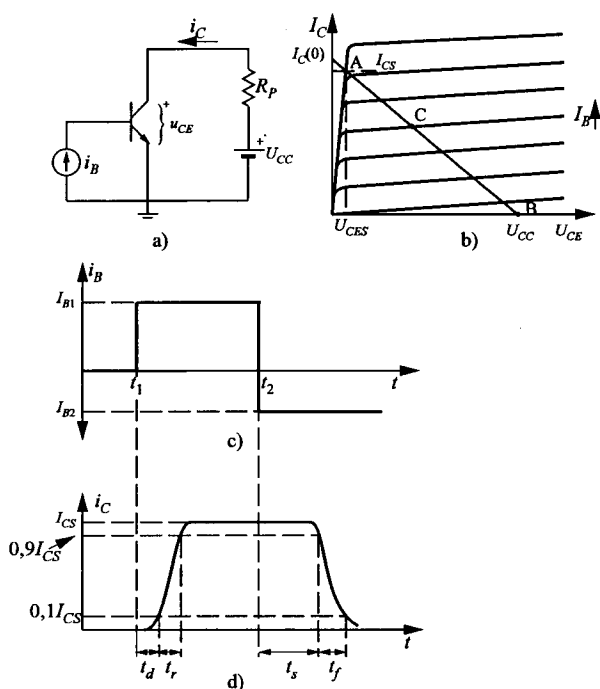
Rad tranzistora kao sklopke može se u elementarnom obliku opisati pomoću spoja tranzistora na slici 9.47.a. U ulaznom krugu tranzistora nalazi se strujni izvor koji generira struju baze trenutnog iznosa i_B . U izlaznom krugu nalazi se otpornik otpora R_P i izvor konstantnog napona U_{CC} . Trenutna vrijednost izlazne struje je i_C . Ako zamislimo da je ulazna struja vremenski neovisna, tj. da je $i_B = I_B$, isto će vrijediti i za izlaznu struju, pa je $i_C = I_C$. Tada se iz izlaznog kruga dobiva jednadžba:

$$U_{CC} = U_{CE} + I_C R_P, \quad (9.89)$$

gdje je U_{CE} istosmjerni napon između kolektora i emitera. Jednadžba (9.89) zove se

Tablica 9.1 Parametri modela bipolarnog tranzistora

Osnovni istosmjerni parametri	
<i>IS</i>	reverzna struja zasićenja
<i>BF</i>	maksimalni faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera u normalnom smjeru
<i>BR</i>	kao gore, u inverznom smjeru
<i>NF</i>	faktor m (faktor idealnosti) u normalnom smjeru
<i>NR</i>	kao gore, u inverznom smjeru
Osnovni izmjenični parametri	
<i>RC</i>	serijski otpor kolektora
<i>RE</i>	serijski otpor emitera
<i>RB</i>	serijski otpor baze na niskim strujama
<i>IRB</i>	struja kod koje serijski otpor baze pada na polovicu maksimalnog iznosa
<i>RBM</i>	serijski otpor baze pri visokim strujama
<i>CJE</i>	kapacitet osiromašenog područja pn -spoja između emitera i baze, u ravnotežnom stanju
<i>VJE</i>	kontaktni potencijal spoja emiter-baza
<i>MJE</i>	faktor određen strminom profila primjesa u pn -prijelazu između emitera i baze
<i>CJC</i>	kapacitet osiromašenog područja pn -spoja između baze i kolektora, u ravnotežnom stanju
<i>VJC</i>	kontaktni potencijal spoja baza-kolektor
<i>MJC</i>	faktor određen strminom profila primjesa u pn -prijelazu između baze i kolektora
<i>XCJC</i>	dio kapaciteta osiromašenog područja pn -spoja između baze i kolektora spojen na interni priključak baze B'
<i>CJS</i>	kapacitet osiromašenog područja pn -spoja između kolektora i podloge u ravnotežnom stanju
<i>VJS</i>	kontaktni potencijal pn -spoja između kolektora i podloge
<i>MJS</i>	faktor određen strminom profila primjesa u pn -prijelazu između kolektora i podloge
<i>FC</i>	koeficijent koji modelira kapacitete osiromašenih područja pn -spojeva uz propusni polaritet
<i>TF</i>	vrijeme prolaska u normalnom smjeru
<i>TR</i>	vrijeme prolaska u inverznom smjeru
Gummel-Poonovi parametri	
<i>IKF</i>	granična struja između područja niske i visoke injekcije u normalnom smjeru
<i>IKR</i>	kao gore, u inverznom smjeru
<i>VAE</i>	Earlyjev napon u normalnom smjeru
<i>VAR</i>	Earlyjev napon u inverznom smjeru
<i>XTF</i>	koeficijent za određivanje ovisnosti TF o struji
<i>VTF</i>	napon koji opisuje ovisnost TF o VBC
<i>ITF</i>	parametar koji opisuje utjecaj visokih struja na TF
<i>ISE</i>	reverzna struja zasićenja neidealne diode između interne baze i internog emitera
<i>NE</i>	faktor m (faktor idealnosti) na niskim strujama u normalnom smjeru
<i>ISC</i>	reverzna struja zasićenja neidealne diode između interne baze i internog kolektora
<i>NC</i>	faktor m (faktor idealnosti) na niskim strujama u inverznom smjeru



Slika 9.47. Rad tranzistora kao sklopke; a) način spajanja tranzistora; b) izlazne tranzistorske karakteristike; c) valni oblik struje baze i_B kao pobudne veličine; d) valni oblik struje kolektora i_C kao odzivne veličine

jednadžba **radnog pravca** (engl. *load line*). Radni pravac prikazuje se grafički u polju izlaznih karakteristika odsječkom na apscisi U_{CC} i na ordinati $I_C(0) = U_{CC}/R_P$ prema slici 9.47.b. Iz relacije (9.89) proizlazi da je nagib radnog pravca prema apscisi $-R_P^{-1}$. Svakom diskretnom iznosu struje baze i_B odgovara posebna točka presjeka radnog pravca i odgovarajuće izlazne karakteristike i ta se točka zove **radna točka** (engl. *operating point*) tranzistora. Na slici 9.47.b prikazane su tri takve karakteristične radne točke A, B i C. Točki A pripada visoki iznos struje baze koji tranzistor dovodi u područje zasićenja karakterizirano kolektorskom strujom I_{CS} i naponom između kolektora i emitera U_{CES} . Kako je napon U_{CES} u zasićenju vrlo malen (tipično oko 0,2 V), a struja I_{CS} visoka i vrlo bliska maksimalno mogućoj struji $I_C(0)$, točka A pripada tranzistoru kao zatvorenoj sklopki. Iz relacije (9.89) izravno proizlazi da je:

$$I_{CS} = \frac{U_{CC} - U_{CES}}{R_P} \approx \frac{U_{CC}}{R_P} \approx I_C(0). \quad (9.90)$$

Točki B pripada nulti iznos struje baze koji tranzistor dovodi u zaporno područje, pri čemu je $U_{CE} = U_{CC}$ i $I_C = 0$ ako se zanemari reverzna struja izlaznog kruga. Točka B pripada dakle tranzistoru kao otvorenoj sklopki. Proizlazi da se rad tranzistora kao sklopke može opisati pomoću dviju radnih točaka A i B, od kojih prva definira zatvorenu, a druga otvorenu sklopku.

Treća radna točka C leži u normalnom aktivnom području. Njoj pripada struja baze koja tranzistor dovodi u normalno aktivno područje, zatim napon U_{CE} manji od U_{CC} i veći od U_{CES} i struja kolektora I_C veća od nule i manja od I_{CS} . Ta radna točka pripada tranzistoru

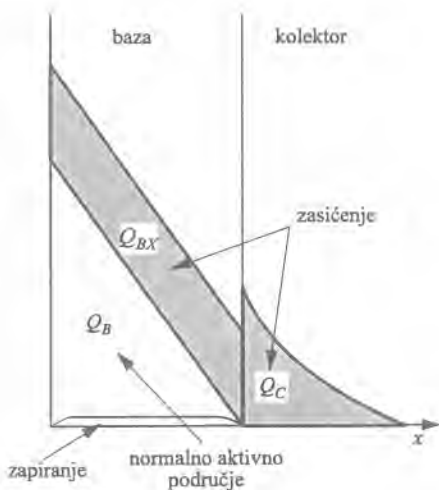
kao linearnom pojačavačkom elementu ako se i_B sastoji od istosmjerne komponente na koju je superponiran mali izmjenični signal uz zadovoljavanje uvjeta za rad u režimu malih izmjeničnih signala.¹⁰

Da bi tranzistor kao sklopka došao u područje zasićenja, odnosno u radnu točku A, struja baze mora biti dovoljna da tranzistor stigne do zasićenja. Minimalna struja baze u zasićenju je:

$$I_{BS} = \frac{I_{CS}}{\beta} \approx \frac{U_{CC}}{\beta R_p}, \quad (9.91)$$

pri čemu je iskorištena relacija (9.90) uz zanemarenje U_{CES} .

Kao što je iz opisa rada tranzistora poznato, u području zasićenja oba pn -spoja tranzistora su polarizirana propusno, dok su u zapornom području oba pn -spoja polarizirana nepropusno. Radu tranzistora u području zasićenja odgovara raspodjela naboja manjinskih nosilaca u bazi i kolektoru na slici 9.48. Kako nas ovdje ponajprije zanima kvalitativna strana pojava pri radu tranzistora kao sklopke, učinit ćemo drastična pojednostavljenja. Zanemarit ćemo naboje u osiromašenim područjima oko spoja emiter-baza i baza-kolektor i pretpostavit ćemo homogenu bazu i kolektor. Također ćemo zanemariti i naboj manjinskih nosilaca u epitaksijalnom kolektoru u odnosu na naboj manjinskih nosilaca u bazi. Naboj manjinskih nosilaca u bazi u području zasićenja može se prikazati zbrojem naboja Q_B na granici normalnog aktivnog područja i područja zasićenja i naboja Q_{BX} koji je višak naboja u području zasićenja u odnosu na naboj Q_B . Ukupni naboj manjinskih nosilaca u bazi u području zasićenja dakle je $Q_B + Q_{BX}$. Naboj manjinskih nosilaca u kolektoru u području zasićenja je Q_C , i za njega ćemo pretpostaviti da je zanemariv prema $Q_B + Q_{BX}$. U zapornom području naboj manjinskih nosilaca u bazi može se zanemariti jer su oba pn -spoja nepropusno polarizirana. Da bi tranzistor kao sklopka stigao iz točke A u točku B, treba praktički odstraniti čitav naboj manjinskih nosilaca u području zasićenja $Q_B + Q_{BX}$. To se ne može postići trenutno jer prijelaz iz zasićenja u zapiranje zahtijeva konačno vrijeme odstranjivanja nagomilanog naboja. Isto tako nije moguće pri prijelazu iz zapiranja u zasićenje trenutno uspostaviti naboj $Q_B + Q_{BX}$ u bazi. Prijelazu iz zasićenja u zapiranje i obrnuto pripadaju dakle odgovarajući vremenski intervali poznati kao **vremena prekapčanja** (engl. *switching time*). Da se opiše rad tranzistora kao sklopke primjenjuju se četiri karakteristična vremena definirana prema slici 9.47.c i 9.47.d. Ako se na bazu tranzistora kao sklopke dovede struja baze definirana slikom 9.47.c, tada izlazna struja kolektora dobiva oblik na slici 9.47.d. Uz



Slika 9.48. Naboji manjinskih nosilaca u bazi i kolektoru u području zasićenja. Prikazani su i naboji u normalnom aktivnom području i u zapornom području

¹⁰ Opširno o tome u [9.47].

pretpostavku da je i_B za interval vremena $t < t_1$ jednaka nuli, u bazi i kolektoru nema akumuliranog naboja manjinskih nosilaca, pa je $i_C = 0$. U $t = t_1$ i_B skokovito skače na iznos $i_B = I_{B1}$, pri čemu je $I_{B1} > I_{BS}$, pa tranzistor dolazi u zasićenje. Da bi tranzistor stigao do zasićenja, potrebno je da se u bazi uspostavi naboj manjinskih nosilaca $Q_B + Q_{BX}$, a u kolektoru naboj Q_C . Iznos kolektorske struje u zasićenju je I_{CS} . Međutim, da bi se uspostavila struja I_{CS} , potrebno je prije svega u osiromašenim područjima pn -spojeva emiter-baza i baza-kolektor uspostaviti naboje koji odgovaraju njihovim propusnim polarizacijama. Kako je u $t < t_1$ zbog $i_B = 0$ tranzistor bio u zapiranju, oba pn -spoja bila su nepropusno polarizirana. Da bi tranzistor iz zapiranja stigao na donji rub normalnog aktivnog područja, potrebno je u oba osiromašena područja dovesti odgovarajući naboj većinskih nosilaca. Dok se taj naboj dovodi, neće biti naboja koji bi stvarao transportnu struju, pa je u tom vremenu $i_C = 0$ iako je $i_B = I_{B1} > I_{BS}$. Vrijeme potrebno za dovođenje potrebnih naboja u osiromašena područja zove se **vrijeme zakašnjenja** (engl. *delay time*) i obilježava se sa t_d . U praksi se t_d definira kao vrijeme potrebno da pri baznoj struji na slici 9.47.c struja kolektora dostigne iznos $0,1 I_{CS}$. Vrijeme zakašnjenja osim vremena potrebnih za dovođenje osiromašenih područja iz zapiranja na granicu aktivnog područja uključuje još i vrijeme prolaska pokretnih nosilaca kroz bazu tranzistora.

Kada tranzistor dođe na granicu normalnog aktivnog područja, počinje uspostavljanje naboja manjinskih nosilaca u bazi Q_B . Pri tome raste struja kolektora. Vrijeme potrebno da ta struja naraste od iznosa $0,1 I_{CS}$ do iznosa $0,9 I_{CS}$ (slika 9.47.d) zove se **vrijeme porasta** (engl. *rise time*). Na vrijeme porasta djeluje vremenska konstanta izlaznog kruga tranzistora $C_c R_P$ koju čine kapacitet C_c na slici 9.39. i otpor R_P na slici 9.47.a. Vrijeme porasta na slici 9.47.d označeno je sa t_r . Vrlo brzo nakon vremena t_r , računajući od početka uspostave naboja Q_B , tranzistor dolazi do područja zasićenja. Struja kolektora zadržava stalni iznos I_{CS} . Kako je pri tome $i_B > I_{BS}$, u bazi se akumulira naboj manjinskih elektrona za Q_{BX} veći od naboja na granici normalnog aktivnog područja i područja zasićenja. Višak naboja Q_{BX} iznad Q_B dovodi do propusnog polariteta kolektorskog spoja i do akumulacije naboja manjinskih nosilaca Q_C u kolektoru. Kada struja $i_B = I_{B1} > I_{BS}$ prestane djelovati, u trenutku $t = t_2$ skokovito se mijenja struja baze na iznos $i_B = I_{B2}$ koja tranzistor iz zasićenja »tjera« u zapiranje. Pri tome tranzistor mora najprije stići do gornjeg ruba aktivnog područja, gdje je $Q_{BX} = 0$, a tek potom kroz aktivno područje stiže do zapiranja. Tako dugo dok Q_{BX} ne padne na nulu, tranzistor će još uvijek biti u zasićenju i oba pn -spoja bit će propusno polarizirana iako je $i_B = I_{B2}$. Kako je otpor propusno polariziranog kolektorskog spoja mnogo manji od R_P kod uobičajenih iznosa R_P , struja kolektora zadržava konstantni iznos $i_C = I_{CS}$ određen relacijom (9.50). Vrijeme konstantnog iznosa struje kolektora u opisanom slučaju zove se **vrijeme zadržavanja** (engl. *storage time*). Ono je na slici 9.47.d označeno sa t_s . Uobičajena je definicija tog parametra da je to vrijeme potrebno da se odstrani naboj Q_{BX} , što je približno jednako vremenu potrebnom da i_C s iznosa I_{CS} padne na iznos $0,9 I_{CS}$ pri povratku iz zasićenja u zaporno područje. Kada tranzistor stigne na gornji rub aktivnog područja, struja i_C počinje padati zbog odstranjivanja naboja Q_B . Vrijeme potrebno da se taj naboj odstrani i tranzistor dovede do zapiranja zove se **vrijeme opadanja** (engl. *fall-time*). Ono se definira kao vrijeme potrebno da struja kolektora s iznosa $0,9 I_{CS}$ padne na iznos $0,1 I_{CS}$ i obilježava se sa t_f .

U sklopovskim primjenama često se umjesto gornja četiri karakteristična vremena koja opisuju rad tranzistora kao sklopke primjenjuju dva parametra: **vrijeme uključivanja** (engl. *turn-on time*) i **vrijeme isključivanja** (engl. *turn-off time*). Vrijeme uključivanja je zbroj vremena zakašnjenja i vremena porasta $t_d + t_r$, dok je vrijeme isključivanja zbroj vremena zadržavanja i vremena opadanja $t_s + t_f$.

9.4.16. Analiza rada tranzistora kao sklopke

Analiza rada tranzistora kao sklopke temelji se na primjeni nekog od modela tranzistora za rad u režimu velikog signala. Jedan od takvih modela je Ebers-Mollov model. Međutim, uobičajeno je da se ta analiza obavlja metodom **upravljanja nabojem** opisanom u dijelu 6.5. pri analizi rada *pn*-diode kao sklopke. Ovdje ćemo tu metodu primijeniti u određivanju vremena zadržavanja tranzistora kao najvažnijeg od četiri vremenska parametra tranzistora kao sklopke, jer taj parametar najviše djeluje na brzinu prekapčanja tranzistora. Da bi tranzistor došao u područje zasićenja, najprije se mora uspostaviti naboj manjinskih slobodnih elektrona u bazi Q_B u normalnom aktivnom području. Po analogiji s nabojском једнадžбом (6.95) dobiva se:

$$i_B = \frac{dQ_B}{dt} + \frac{Q_B}{\tau_n}, \quad (9.91a)$$

gdje je τ_n vrijeme života slobodnih elektrona u bazi. U statističkim uvjetima vremenski ovisan član jednak je nuli, dok je struja baze konstantna pa je:

$$i_B = I_B = \frac{Q_B}{\tau_n}. \quad (9.92)$$

Kada tranzistor dođe do ruba područja zasićenja, struja baze ima iznos I_{BS} prema relaciji (9.91). Ako je $i_B > I_{BS}$ tranzistor ulazi to dublje u zasićenje i naboj Q_{BX} na slici 9.48. to je veći što je razlika $i_B - I_{BS}$ veća. Razlika iznosa struja baze u području zasićenja i struje baze I_{BS} na granici aktivnog područja i zasićenja zove se **ekscresna struja baze** (engl. *excess base current*), dok se naboj Q_{BX} podržan tom strujom po analogiji zove **ekscresni naboj u bazi** (engl. *excess base charge*).

Kada tranzistor dođe u područje zasićenja, uz pretpostavku da se naboj manjinskih šupljina u epitaksijalnom kolektoru Q_C može zanemariti, veza struje baze i_B , naboja Q_B i ekscresnog naboja Q_{BX} može se opisati nabojском једнадžбом koja je izravno proširenje једнадžбе (9.91.a):

$$i_B = \frac{dQ_B}{dt} + \frac{dQ_{BX}}{dt} + \frac{Q_B}{\tau_n} + \frac{Q_{BX}}{\tau_s}, \quad (9.93)$$

gdje je τ_s **vremenska konstanta zasićenja** (engl. *saturation time constant*). Vrijeme zadržavanja može se odrediti ako se riješi једнадžба (9.93) u uvjetima nestajanja ekscresnog naboja Q_{BX} kada tranzistor prelazi iz zasićenja ka granici s normalnim aktivnim područjem. U tom intervalu vremena naboj Q_B je vremenski neovisan pa je $dQ_B/dt = 0$. U tom slučaju једнадžба (9.93) prelazi u:

$$i_B = \frac{dQ_{BX}}{dt} + \frac{Q_B}{\tau_n} + \frac{Q_{BX}}{\tau_s}. \quad (9.94)$$

Naboj Q_{BX} do trenutka $t = t_2$ (sl 9.47.c) kada je $i_B = I_{B1}$ je konstantan, pa je:

$$\frac{dQ_{BX}}{dt} \equiv 0. \quad (9.95)$$

U tom je slučaju:

$$i_B = I_{B1} = \frac{Q_B}{\tau_n} + \frac{Q_{BX}}{\tau_s}. \quad (9.96)$$

Član Q_B/τ_n je struja baze koja podržava tranzistor na granici područja zasićenja i normalnog aktivnog područja, odnosno:

$$\frac{Q_B}{\tau_n} = I_{BS}, \quad (9.97)$$

što je identično relaciji (9.92) u tom posebnom slučaju. Relacija (9.96) prelazi sada u:

$$Q_{BX}(t_2) = \tau_s(I_{B1} - I_{BS}). \quad (9.97a)$$

Relacija (9.97.a) kazuje da je ekscresni naboj manjinskih nosilaca u bazi u području zasićenja proporcionalan ekscresnoj struji baze uz vremensku konstantu područja zasićenja kao faktor proporcionalnosti između struje i naboja.

Proces odstranjivanja naboja Q_{BX} pri povratku tranzistora iz zasićenja u aktivno područje opisan je jednačbom (9.94), koju pišemo u obliku:

$$\frac{dQ_{BX}}{dt} + \frac{Q_{BX}}{\tau_s} = i_B - I_{BS}. \quad (9.98)$$

Za $t > t_2$ je $i_B = I_{B2}$, pa ta jednačba prelazi u:

$$\frac{dQ_{BX}}{dt} + \frac{Q_{BX}}{\tau_s} = I_{B2} - I_{BS}. \quad (9.99)$$

Rješenje gornje diferencijalne jednačbe je u općem slučaju:

$$Q_{BX} = \tau_s(I_{B2} - I_{BS}) + C \exp \frac{-(t-t_2)}{\tau_s}, \quad (9.100)$$

gdje je C integracijska konstanta. Pomoću (9.97.a) i (9.100) dobiva se uvrštenjem $t = t_2$ integracijska konstanta:

$$C = \tau_s(I_{B1} - I_{B2}), \quad (9.101)$$

pa jednačba (9.100) dobiva konačan oblik:

$$Q_{BX} = \tau_s(I_{B2} - I_{BS}) + \tau_s(I_{B1} - I_{B2}) \exp \frac{-(t-t_2)}{\tau_s}. \quad (9.102)$$

Vrijeme zadržavanja približno je jednako vremenu potrebnom da Q_{BX} padne na nulti iznos. Ako se pri određivanju vremena zadržavanja t_s kao referentno početno vrijeme odabere $t = t_2$, tada iz relacije (9.102) za t_s proizlazi:

$$t_s = \tau_s \ln \frac{I_{B1} - I_{B2}}{I_{BS} - I_{B2}}. \quad (9.103)$$

U toj je relaciji prema slici 9.47.c $I_{B1} > 0$ i $I_{B2} < 0$. Vrijeme zadržavanja određeno je vremenskom konstantom zasićenja koja je **svojstvo tranzistora** i logaritamskim članom ovisnim o strujama baze koje tranzistor »tjeraju« u zasićenje i iz zasićenja. To znači da se na brzinu izlaska iz područja zasićenja može djelovati izborom tranzistora sa što kraćom vremenskom konstantom zasićenja i izborom iznosa struja I_{B1} i I_{B2} koje daju što manji iznos logaritamskog člana. Utjecaj logaritamskog člana može se najbolje opisati uvođenjem **faktora preuzbude uključivanja** n i **faktora preuzbude isključivanja** m definiranih izrazima:

$$n = \frac{I_{B1}}{I_{BS}}, \quad m = -\frac{I_{B2}}{I_{BS}}. \quad (9.104)$$

Pomoću faktora preuzbude relacija (9.103) može se pisati u normiranom obliku:

$$\frac{t_s}{\tau_s} = \ln \frac{n+m}{1+m}. \quad (9.105)$$

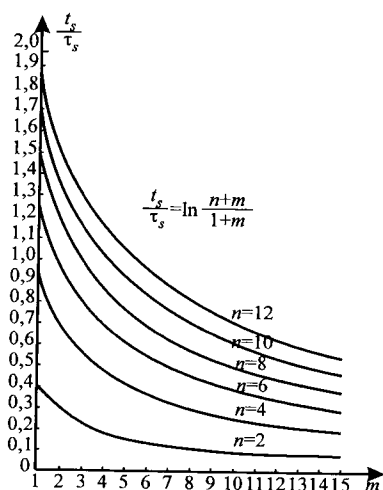
Vrijeme zadržavanja bit će to kraće što je faktor preuzbude uključivanja n manji, a faktor preuzbude isključivanja m veći. To je posve u skladu s činjenicom da manji n znači i manji ekscesni naboj Q_{BX} , a veći m znači veću brzinu odvođenja tog naboja iz baze.

Ovisnost normiranog vremena zadržavanja t_s/τ_s o faktoru preuzbude isključivanja m za različite vrijednosti faktora preuzbude uključivanja n prikazana je grafički na slici 9.49. na temelju relacije (9.105).

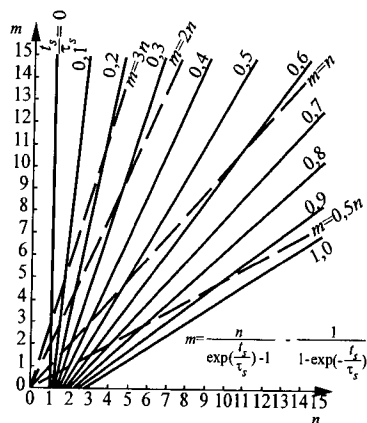
Na slici 9.50. prikazana je ovisnost faktora preuzbude isključivanja m o faktoru preuzbude uključivanja n za različite vrijednosti normiranog vremena zadržavanja kao parametra. Dijagram je pogodan za određivanje iznosa faktora m za svaki zadani faktor n kada se želi postići određeni iznos vremena zadržavanja. Do dijagrama se dolazi ako se jednadžba (9.105) riješi po m . Dobiva se linearna veza između m i n u obliku:

$$m = \frac{n}{\exp \frac{t_s}{\tau_s} - 1} + \frac{1}{\exp \frac{-t_s}{\tau_s} - 1}. \quad (9.106)$$

Geometrijska mjesta konstantnog t_s/τ_s su pravci kojima je nagib prema apscisi to manji



Slika 9.49. Ovisnost normiranog vremena zadržavanja t_s/τ_s tranzistora o faktoru preuzbude isključivanja m uz faktor preuzbude uključivanja n kao parametar



Slika 9.50. Ovisnost faktora preuzbude isključivanja m o faktoru preuzbude uključivanja n za različita vremena zadržavanja kao parametar [9.56]

što je t_s/τ_s veći. Isti iznosi vremena zadržavanja mogu se osigurati različitim parovima vrijednosti m i n , pri čemu promjena faktora m linearno ovisi o promjeni faktora n . U isti dijagram ucrtani su i pravci $m = kn$ za iznose $k = 0,5, 1, 2$ i 3 . Točke presjeka pravca $m = kn$ i pravca konstantnog t_s/τ_s pokazuju koji su iznosi vremena zadržavanja mogući pri zadanom čvrstom odnosu faktora m i n . Ako je npr. $m = 3n$, dijagram pokazuje da je moguće postići iznose $t_s/\tau_s = 0,1$ uz $m = 5$ i $n = 1,67$; $t_s/\tau_s = 0,2$ uz $m = 11$ i $n = 3,66$, ali da uopće nije moguće postići $t_s/\tau_s = 0,3$ jer se pravci konstantnog $t_s/\tau_s = 0,3$ i konstantnog $m/n = 3$ ne sijeku. Iznos $t_s/\tau_s = 0,3$ može se međutim postići uz $m/n = 2$ ili uz još manju vrijednost tog omjera. Dijagram na slici 9.50. može korisno poslužiti za procjenu faktora preuzbude isključivanja m uz zadane iznose t_s/τ_s i n , kao i za procjenu vrijednosti t_s/τ_s koje su uopće moguće pri zadanim vrijednostima $m/n = k$. Kako su faktori m i n normirane veličine, a veličina t_s/τ_s je također normirana, proizlazi da su dijagrami na slikama 9.49. i 9.50. univerzalni i sasvim općenito upotrebljivi.

Sličnom analizom dobiva se izraz za vrijeme porasta u obliku:

$$t_r = \tau_n \ln \frac{n}{n-1}, \quad (9.107)$$

gdje n i τ_n imaju isto značenje kao u prethodnom razmatranju. Vrijeme porasta je to kraće što je faktor preuzbude uključivanja n veći jer se tada brže akumulira naboj Q_B pri prolasku tranzistora kroz aktivno područje prema zasićenju. Za vrijeme opadanja dobiva se izraz:

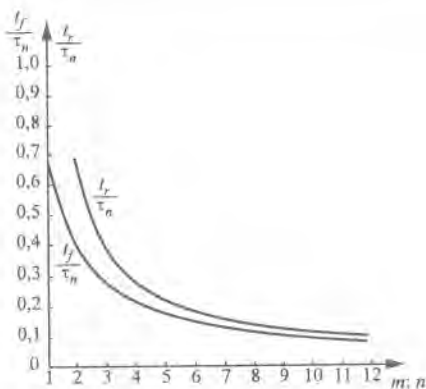
$$t_f = \tau_n \ln \left(1 + \frac{1}{m} \right). \quad (9.108)$$

Vrijeme opadanja je to kraće što je faktor preuzbude isključivanja veći jer se tada brže odvodi naboj akumuliran u bazi, pa se tranzistor brže vraća u zaporno područje.

Ovisnost t_f/τ_n o n i t_f/τ_n o m prikazana je na slici 9.51.

9.4.17. Schottkyjev tranzistor

Vrijeme zadržavanja tranzistora može se, pri zadanim faktorima preuzbude, reducirati tehnološkim putem ako se smanji iznos vremenske konstante zasićenja τ_s . Vremena porasta i opadanja mogu se reducirati smanjivanjem vremena života manjinskih nosilaca u bazi. Isto vrijedi i za vrijeme života manjinskih nosilaca u epitaksijalnom kolektoru. Međutim, ako je baza ekstremno uska, što je kod tranzistora za vrlo velike brzine rada slučaj, može se dogoditi da naboj Q_C na slici 9.48. više ne bude zanemariv u odnosu na Q_{BX} . U tom slučaju i Q_C utječe na vrijeme zadržavanja čineći ga dužim od vremena zadržavanja po relaciji (9.105). Da bi se vrijeme zadržavanja skratilo, potrebno je smanjiti iznose τ_s i τ_n . To se može postići difundiranjem atoma zlata u područja baze i kolektora. Atomi zlata djeluju kao rekombinacijski centri smanjujući vremena života manjinskih nosilaca. Međutim, nepovoljno djeluju na pouzdanost tranzistora. Zato se danas za smanjivanje vremena zadržavanja primjenjuje struktura tranzistora poznata kao Schottkyjev tranzistor. Bit djelovanja te strukture već je opisana u odjeljku 9.3.8. prilikom opisa koncepta tranzistora s horizontalnim tokom struje. No kako tranzistor s horizontalnim tokom struje nije standardna tranzistorska struktura, ovdje navodimo standardnu strukturu. Principijelno, Schottkyjev tranzistor sastavljen je od standardnog *n**p**n*-tranzistora i Schottkyjeve diode spojene između baze i kolektora prema slici 9.52.a. Ta dioda ne postoji kao izdvojeni element naknadno spojen između baze i kolektora već je **stopljena** s tranzistorskom strukturom jednostavnim pomakom aluminijskog kontakta baze preko *pn*-spoja baza-kolektor prema slici 9.52.b. Pri tome je spoj metal-poluvodič između aluminijske baze i kolektora ispravljački. Ispravljački karakter osiguran je koncentracijom donora na površini *n*-epitaksijalnog kolektora manjom od $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Simbol Schottkyjeva tranzistora je na slici 9.52.c. Zahvaljujući djelovanju Schottkyjeva kontakta, Schottkyjev tranzistor uvijek je brži od istog tranzistora bez tog kontakta.

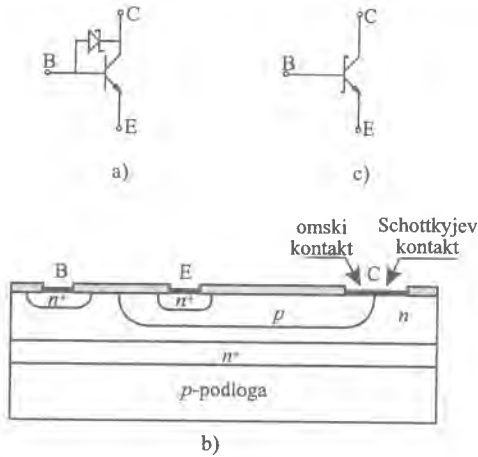


Slika 9.51. Ovisnost vremena porasta o faktoru preuzbude uključivanja i vremena opadanja o faktoru preuzbude isključivanja

9.4.18. Ograničenja u radu tranzistora

U radu tranzistora postoje naponska, strujna i toplinska ograničenja i ograničenja snage koja određuju uvjete pod kojim tranzistori rade u elektroničkim sklopovima. Svako preko-račenje dopuštenih iznosa radnih napona, struja i temperatura može oštetiti tranzistorsku strukturu, degradirati karakteristike, pa i uništiti tranzistor. Zato pri radu s tranzistorima, a i ostalim poluvodičkim elementima, treba poznavati ta ograničenja.

Naponska ograničenja. Osnovno naponsko ograničenje u bipolarnom tranzistoru isto je kao i kod *pn*-dioda. To je pojava proboja koji može biti lavinski ili Zenerov. Pri tome



Slika 9.52. Schottkyjev npn-tranzistor: a) Schottkyjeva dioda dodana paralelno pn-spoju baza-kolektor; b) presjek Schottkyjeva npn-tranzistora; c) simbol Schottkyjeva npn-tranzistora

proboj, odnosno radni napon kod kojeg nastupa proboj, ovisi ne samo o karakteristikama pn-spoja i njegovom geometrijskom obliku, već i o spoju tranzistora i o vanjskom krugu. Tako probojni napon nije isti za tranzistor koji radi u spoju zajedničke baze i u spoju zajedničkog emitera. Pored lavinskog i Zenerova proboja vezanih uz pn-spojeve postoji još jedna vrsta proboja koja se javlja samo u tranzistorima. To je **prohvat** (engl. *punch-through*). Ovdje ćemo se ukratko pozabaviti navedenim pojavama.

Kada tranzistor u spoju zajedničke baze radi u normalnom aktivnom području, tada je spoj kolektor-baza polariziran nepropusno naponom U_{CB} . Izlazne karakteristike za taj slučaj prikazane su na slici 8.38. Uz zadanu struju emitera prema relacijama (8.8) i (8.9) struja kolektora određena je izrazom:

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CB0} \quad (9.109)$$

U idealnom je slučaju $\alpha = \text{konst.}$ s obzirom na napon U_{CB} pa su izlazne karakteristike horizontalni pravci u $I_C - U_{CB}$ ravnini. To vrijedi tako dugo dok je napon U_{CB} koji nepropusno polarizira kolektorski spoj toliko malen da ne generira električno polje koje dovodi do lavinske multiplikacije. Kada U_{CB} dostigne iznos potreban za početak lavinske multiplikacije, struja I_C poraste prema relaciji:

$$I_C = M(-\alpha I_E + I_{CB0}), \quad (9.110)$$

gdje je M faktor multiplikacije određen izrazom (5.158). Taj se izraz može prilagoditi tranzistoru ako se piše:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CB}}{U_{CB0,B}} \right)^n}, \quad 2 \leq n \leq 6 \quad (9.111)$$

pri čemu je $U_{CB0,B}$ probojni napon spoja kolektor-baza uz $I_E = 0$. Faktor multiplikacije M

raste s porastom U_{CB} . Kada U_{CB} teži prema $U_{CB0,B}$, tada $M \rightarrow \infty$, a I_C uz $I_E = 0$ prema iznosu MI_{CB0} , odnosno također prema neizmjenjivo visokom iznosu. Izlazne karakteristike jednog tranzistora u području multiplikacije vide se na slici 9.53. Maksimalni napon koji se dopušta između kolektora i baze uvijek je manji od $U_{CB0,B}$ i obično se određuje prema kriteriju da MI_{CB0} ne smije prijeći neku propisanu vrijednost.

U tom smo razmatranju pošli od pretpostavke da u spoju između kolektora i baze dolazi do lavinskog, a ne do Zenerova proboja, što je posljedica činjenice da baza i kolektor imaju koncentracije primjesa koje mehanizam lavinskog proboja čine mnogo vjerojatnijim. Iznosi napona $U_{CB0,B}$ dobivenih mjerenjima na realnim tranzistorskim strukturama potpuno opravdavaju tu pretpostavku. Redovito su to iznosi probojnih napona reda nekoliko desetaka volti.

Pri radu tranzistora u spoju zajedničkog emitera, ako se polazi od relacija (9.110) uz pomoć relacije $I_E = -I_B - I_C$, dobiva se u području multiplikacije izraz za normalno aktivno područje:

$$I_C = \frac{M\alpha}{1-M\alpha} I_B + \frac{M}{1-M\alpha} I_{CB0} \quad (9.112)$$

Ta relacija pokazuje da $I_C \rightarrow \infty$ kada je ispunjen uvjet:

$$M\alpha = 1. \quad (9.113)$$

Stvarni proboj kolektorskog spoja nastupa kada $M \rightarrow \infty$. U slučaju $M\alpha = 1$ u pitanju je **prividni proboj**, međutim posljedice za tranzistor su iste kao pri stvarnom probou jer u oba slučaja $I_C \rightarrow \infty$. U oba će se slučaja uništiti tranzistor ako struja kolektora otporom u vanjskom krugu nije ograničena na dopušten iznos. Kako je α približno jednak jedinici, uvjet proboja (9.113) svodi se na zahtjev da faktor multiplikacije M bude tek neznatno veći od jedinice.

Ako se u relaciji (9.112) pretpostavi prekinut ulazni krug tranzistora ($I_B = 0$), bit će:

$$I_C = \frac{M}{1-M\alpha} I_{CB0} = I'_{CE0}. \quad (9.114)$$

Kada $M\alpha \rightarrow 1$, tada $I'_{CE0} \rightarrow \infty$. Napon U_{CE} pri kojem se to događa označit ćemo s $U_{CE0,B}$ i pri tome naponu naglo raste kolektorska struja pri prekinutom ulaznom krugu. Polazeći od relacije (9.111), napon $U_{CE0,B}$ može se odrediti ako se M zamijeni sa α^{-1} i U_{CB} sa $U_{CE0,B}$. Rezultat je:

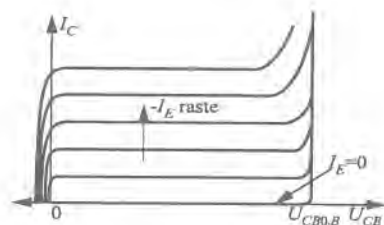
$$U_{CE0,B} = U_{CB0,B} (1 - \alpha)^{1/n}. \quad (9.115)$$

Kako je $1 - \alpha$ približno jednak β^{-1} , može se pisati:

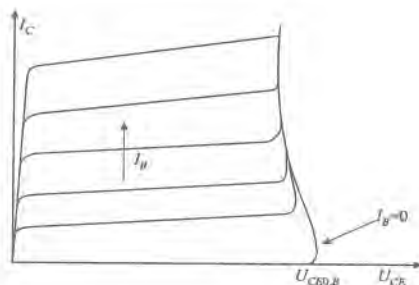
$$U_{CE0,B} \approx U_{CB0,B} \beta^{-1/n}, \quad 2 \leq n \leq 6. \quad (9.116)$$

Probojni napon tranzistora u spoju zajedničkog emitera pri prekinutom ulaznom krugu to je manji što je faktor strujnog pojačanja veći. Ako je npr. $U_{CB0,B} = 90$ V, $\beta = 150$ i $n = 2$, bit će $U_{CE0,B} = 7,35$ V.

Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera u normalnom aktivnom području pri lavinskoj multiplikaciji i probou prikazane su na slici 9.54. U većine tranzistora



Slika 9.53. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničke baze u normalnom aktivnom području pri lavinskoj multiplikaciji i probou



Slika 9.54. Izlazne karakteristike tranzistora u spoju zajedničkog emitera u normalnom aktivnom području pri lavinskoj multiplikaciji i probou

karakteristika probouja pri $I_B = 0$ pokazuje svojstvo negativnog dinamičkog otpora, odnosno smanjenje napona U_{CE} pri rastu struje I_C . To je posljedica malog iznosa faktora strujnog pojačanja β pri malim strujama pa je prema relaciji (9.116) potreban veći U_{CE} za probou. Kada I_C dovoljno naraste, β se poveća i napon U_{CE} u proboujnom području opada.

Treći mehanizam probouja je **prohvat** (engl. *punch-through*) koji je posljedica efekta modulacije širine baze, odnosno Earlyjeva efekta. Pri porastu napona nepropusne polarizacije spoja kolektor-baza raste osiromašeno područje. Kako je epitaksijalni kolektor redovito slabije dopiran nego baza, kolektorsko osiromašeno područje širi se pretežno na stranu kolektora. Međutim, kako je baza, posebno u vrlo brzih tranzistora, vrlo uska, može se dogoditi da se osiromašeno područje na strani baze proširi kroz cijelu bazu i stigne do emitera. Ta se pojava naziva prohvat, a napon $U_{CB,T}$ kod kojeg se to događa **napon prohвата** (engl. *punch-through voltage*). Ako se u relaciji za širinu osiromašenog područja na p -strani pn -spoja uvrsti $N_A \gg N_D$, $U_R = U_{CB,T}$ i pretpostavi da je $U_K \ll U_{CB,T}$, dobiva se uz $x_p = w_b$:

$$U_{CB,T} = \frac{qN_{AB}^2 w_b^2}{2\epsilon N_{DC}} \quad (9.117)$$

Napon prohвата je to veći što je veća koncentracija akceptora N_{AB} u bazi i manja koncentracija donora N_{DC} u kolektoru jer se tada osiromašeno područje slabije širi na stranu baze. Većem iznosu napona prohвата pridonosi i šira baza, ali to je u suprotnosti sa zahtjevom za većom brzinom rada.

Kada dođe do prohвата, emiter i kolektor međusobno su spojeni, struja emitera ne ovisi o naponu U_{BE} i tranzistorsko djelovanje prestaje. Injektirani elektroni u bazi više nisu neutralizirani šupljinama i zato je porast struje kroz tranzistor određen pojavama prostornog naboja. Efekt rasta struje identičan je probouju iako je mehanizam posve različit.

Kako moderni tranzistori rade s vrlo uskom bazom, osjetljivi su na pojavu prohвата. Zato je potrebno izuzetno pažljivo oblikovati tranzistor da do prohвата ne dođe u području uobičajenih radnih napona.

Strujna ograničenja. Za tranzistor se u njegovim specifikacijama obično navodi i maksimalno dopuštena struja kolektora. Pri tome se obično iznos te struje vezuje uz maksimalno dopuštenu snagu koju tranzistor može disipirati bez opasnosti od pregrijavanja.

Međutim, ne postoji apsolutno maksimalna dopuštena struja kolektora koja bi sama po sebi bila jednoznačno definirana. Ako se ne prekorači maksimalno dopuštena snaga, struja kolektora može rasti praktički bez ograničenja. Pri visokim iznosima struje kolektora mogu pregorjeti vanjske metalne veze. Međutim, te su struje redovito za red veličine veće od uobičajenih radnih struja tranzistora i nisu realno ograničenje. Ograničenje u iznosu struje kolektora nameće obično pojava pada faktora strujnog pojačanja β na visokim strujama kolektora, čime se ograničava i pojačavački kapacitet tranzistora.

Određena ograničenja u iznosu struje kolektora nameće i pojava efekta širenja baze pri visokim iznosima struje kolektora (Kirkov efekt) i gomilanje struje kolektora, o čemu je prije bilo više rečeno.

Ograničenje snage i temperature. Svaki tranzistor ima propisani maksimalni iznos snage koja se može u njemu disipirati. Ako tranzistor radi u normalnom aktivnom području, tada je $U_{CE} \gg U_{BE}$. Kako kroz spoj emiter-baza i baza-kolektor teče praktički ista struja $I_C \approx I_E$, sva snaga koja se u statičkim uvjetima troši na tranzistoru praktički je jednaka snazi kolektorskih gubitaka:

$$P_C = U_{CE} I_C. \quad (9.118)$$

Ako se maksimalna snaga kolektorskih gubitaka označi sa P_{CM} , tada je maksimalna struja kolektora određena relacijom:

$$I_{CM} = \frac{P_{CM}}{U_{CE}}. \quad (9.119)$$

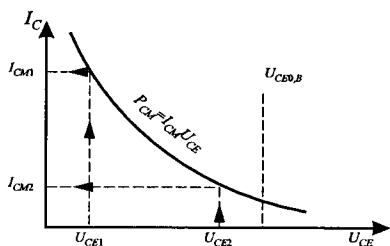
Krivulja opisana relacijom (9.119) zove se **hiperbola maksimalnih kolektorskih gubitaka**. Ta je hiperbola prikazana na slici 9.55. u $I_C - U_{CE}$ ravnini. Naponu U_{CE1} odgovara maksimalna struja I_{CM1} , a naponu U_{CE2} maksimalna struja I_{CM2} . Kako je $U_{CE2} > U_{CE1}$, mora biti $I_{CM2} < I_{CM1}$. Pri tome U_{CE} mora biti manji od probojnog napona $U_{CE0,B}$ i od napona dodira.

Maksimalno dopuštena snaga P_{CM} ograničena je maksimalno dopuštenom temperaturom kristala. Radna točka tranzistora u statičkim uvjetima ne smije ležati iznad hiperbole maksimalnih kolektorskih gubitaka jer bi to dovelo do toplinskih preopterećenja tranzistora. Međutim, u impulsnom režimu rada radna točka tranzistora u kratkim intervalima vremena može doći iznad te hiperbole bez opasnosti od toplinskog preopterećenja ako je trajanje toga intervala kraće od toplinske vremenske konstante tranzistora.

Teorijski najviša moguća radna temperatura tranzistora je intrinzična temperatura kod koje se ekstrinzični poluvodiči počinju ponašati kao intrinzični. Drugim riječima, i emiter i baza i kolektor ponašaju se poput intrinzičnog poluvodiča. U tom slučaju nestaje ispravljačkog djelovanja spojeva emiter-baza i baza-kolektor pa se čitav tranzistor ponaša kao intrinzični uzorak. Kako intrinzična temperatura raste s porastom koncentracija primjesa, najvišu intrinzičnu temperaturu ima emiter, a najnižu epitaksijalni kolektor.

O ograničenjima snage i temperature mnogo se više može naći u [9.58] i [9.47].

Ostale pojave i ograničenja. Osim opisanih postoje još neke pojave i ograničenja koja mogu djelovati na rad tranzistora u specifičnim primjenama. To su **sekundarni proboj** (engl. *secondary breakdown*), **elektromigracija** (engl. *electromigration*) i pojave spontanih fluktuacija u strujama tranzistora poznatih pod skupnim nazivom **šum** (engl. *noise*). Kako je elektromigracija opisana u dijelu 4.6., ovdje ćemo se pozabaviti samo sekundarnim probojem i šumom.



Slika 9.55. Hiperbola maksimalnih kolektorskih gubitaka u $I_C - U_{CE}$ ravlini

Sekundarni proboj nastaje zbog neuniformne raspodjele struje kroz pn -spojve tranzistora, što dovodi do njihova nejednolikog zagrijavanja i do pojave lokalnih **vrućih točaka** (engl. *hot spots*) na njima. Efikasnost emitera raste s temperaturom pa pojava vrućih točaka vodi ka još većoj neuniformnosti struje kroz tranzistor i dodatnom zagrijavanju kristala. Time je stvorena mogućnost oblikovanja lokalnih točaka s izrazito visokom temperaturom. Ako temperatura pn -spoja dostigne određeni kritični iznos, dolazi do sekundarnog proboja i prividnog kratkog spoja između kolektora i emitera.

Pojava sekundarnog proboja je složena funkcija struje kolektora i napona U_{CE} . Struja kolektora potrebna za sekundarni proboj mnogo je niža pri višim iznosima napona U_{CE} nego pri nižim. Tranzistor snage koji vodi struju $I_C = 3$ A pri $U_{CE} = 30$ V može voditi samo 1 A kod 50 V, a da pri tome ne dođe do sekundarnog proboja. Opasnost od pojave sekundarnog proboja može se smanjiti primjenom odgovarajuće topologije tranzistora. Poznato je da na visokim strujama dolazi do gomilanja struje emitera na lateralnim dijelovima emitera prema baznom priključku, što povećava opasnost od sekundarnog proboja. Ta se pojava može potisnuti izborom topologije emitera koja daje najpovoljniji odnos periferije i površine emitera. Zato se kod diskretnih i monolitnih tranzistora snage primjenjuju **međuprstaste** (engl. *interdigitated*) strukture emitera i baze.

Šum je pojava spontanih fluktuacija u iznosu struje koja teče kroz neki materijal, odnosno u iznosu napona između odgovarajućih točaka toga materijala. Elektronički elementi i sklopovi često se upotrebljavaju za mjerenje vrlo malih fizikalnih veličina i za pojačanje vrlo malih signala. U tim slučajevima spontane fluktuacije napona ili struja određuju donju granicu iznosa fizikalne veličine koja se može pojačati, mjeriti i dalje upotrebljavati. Drugim riječima, postoji inherentno ograničenje u sposobnosti elektroničkih elemenata i sklopova u mjerenju i obradi signala. Čim signal na ulazu tranzistora padne po amplitudi ispod nekog minimalnog iznosa, šum maskira signal i nikakvim povećanjem iznosa pojačanja ne može se izbjeći to maskirajuće djelovanje, jer se sa signalom pojačava i šum doveden na ulaz tranzistora.

Pojava šuma posljedica je **diskretne prirode** elektriciteta. Električni naboj nije kontinuirana veličina već se prenosi u strogo određenim diskretnim iznosima jednakim naboju elektrona. U tom smislu šum je rezultat temeljnih fizikalnih pojava u materijalima pa se ne može izbjeći konstrukcijom elemenata i sklopova. To međutim ne znači da se dobrom konstrukcijom i pažljivom izvedbom pojedini izvori šuma ne mogu znatno reducirati.

Šum se po podrijetlu može podijeliti u **šum sačme** (engl. *shot noise*), **termički šum** (engl. *thermal noise*), **fliker-šum** (engl. *flicker noise*), **lavinski šum** (engl. *avalanche noise*) i **pucketav šum** (engl. *popcorn noise*). Šum sačme pridružen je protjecanju istosmjerne struje kroz pn -spojve tranzistora. Prelazak slobodnih elektrona i šupljina kroz pn -spoj potpuno je slučajna događaj. Istosmjerna struja kroz pn -spoj sastavljena je od velikog broja nezavisnih, kaotički raspoređenih strujnih impulsa. Iznos istosmjerne struje srednja je vrijednost tih impulsa. Kada istosmjerna struja padne na nulu, nestaje fluktuacija i šuma sačme.

Termički ili Johnsonov šum izazvan je termičkim gibanjem slobodnih nosilaca zbog njihovih toplinskih energija. U svakom trenutku može se dogoditi da veći broj slobodnih

nosilaca bude usmjeren na jednu stranu nego na ostale, što će generirati potencijalnu razliku. Ta potencijalna razlika raste s temperaturom i zato se taj šum zove termički.

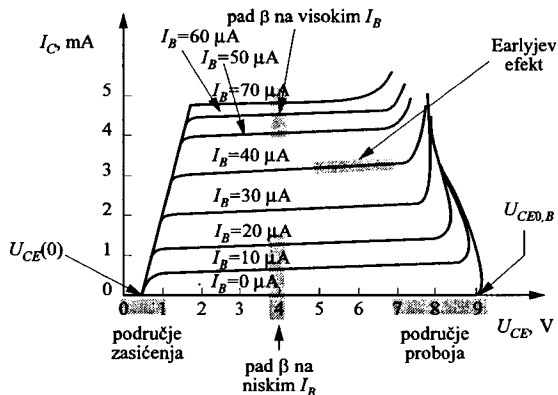
Lavinski šum nastaje zbog lavinskog proboja. Pri lavinskom probou slobodni nosioci stvaraju u osiromašenom području reverzno polariziranog pn -spoja nove parove slobodnih nosilaca, koji dalje ioniziraju atome silicija. Proces je kumulativan i rezultira u kaotički raspoređenoj seriji impulsa struje šuma.

Fliker-šum javlja se pri niskim frekvencijama. Izazvan je djelovanjem zamki i kristalnih defekata u pn -spoju emiter-baza. Taj šum uvijek je pridružen istosmjernoj struji kroz tranzistor.

Pucketav šum javlja se također pri niskim frekvencijama i rezultat je prisustva teških metalnih iona u siliciju.

9.4.19. Tipična izlazna karakteristika tranzistora u spoju zajedničkog emitera

Sva ograničenja i pojave koje su do sada opisane djeluju na ukupne statičke i dinamičke karakteristike tranzistora. Tipična izlazna karakteristika jednog nnp -tranzistora prikazana je na slici 9.56. U području zasićenja krivulje polaze iz točke na apscisi koja odgovara naponu $U_{CE(0)}$ prema relaciji (8.169). U normalnom aktivnom području uočljiv je nagib karakteristika prema apscisi izazvan Earlyjevim efektom. Karakteristike pri tome nisu ekvidistantne. S porastom struje baze vertikalni razmak među izlaznim karakteristikama raste, dostiže maksimum, a potom opada. To je posve u skladu s razmatranjima u dijelu 8.11. Kod određenih iznosa napona U_{CE} dolazi do probuja, pa je na slici 9.56. označeno probojno područje i napon $U_{CE0,B}$. Iako numerički iznosi pojedinih električnih veličina na slici 9.56. mogu znatno varirati od tranzistora do tranzistora ovisno o njegovim tehnološkim i geometrijskim parametrima, te o namjeni, karakteristike na slici 9.56. tipične su za sve tranzistore po obliku i ponašanju.



Slika 9.56. Izlazne karakteristike tipičnog nnp -tranzistora s oznakama tipičnih pojava

9.5. Heterospojni bipolarni tranzistor

Osnovna svojstva idealnog anizotropnog poluvodičkog heterospoja opisana su u dijelu 7.9. Iako su prednosti heterospoja s obzirom na homospojeve, bar u teorijskom pogledu, odavno poznate, vrlo mali napredak je učinjen do ranih sedamdesetih godina u njihovoj praktičnoj realizaciji i primjeni. Razlozi su, dakako, tehnološke naravi¹¹. Jednostavno nije bilo moguće tehnološki ostvariti dovoljno kvalitetne i dovoljno reproducibilne heterospojeve. Tek s pojavom epitaksijalnog rasta molekulskim snopom i metalno-organske kemijske depozicije iz parne faze došlo je do revolucionarnih promjena u tom području. Ti su postupci omogućili rast III.-V. i II.-VI. materijala gotovo idealnih kristalnih struktura bez veće gustoće defekata u ravninama heterospoja gdje se vežu kristalne strukture različitih materijala. Posebno je obećavajuća heterostruktura GaAlAs-GaAs zbog slaganja konstanti rešetke. Razlika konstanti rešetke ovdje je ispod 0,1 %. Slična je situacija i kod heterostruktura InP i GaInAsP koje imaju gotovo savršeno slaganje kristalnih rešetki. Dosadašnji razvoj tehnologije heterospoja pokazuje da je GaAlAs-GaAs danas najpogodniji materijal za proizvodnju elektroničkih i optoelektroničkih elemenata i sklopova.

W. Shockley je 1951. godine u svom US patentu br. 2569347 predložio koncept tranzistora sa spojem emiter-baza temeljenom na heterospoju, pri čemu je širina zabranjenog pojasa emitera veća od širine zabranjenog pojasa baze. Tu ideju najlakše je ostvariti depozicijom sloja GaAlAs iznad GaAs. Postoje ozbiljni pokušaji da se načine heterospojni tranzistori temeljeni na primjeni danas standardne planarne tehnologije na siliciju. Da bi se dobio emiter veće širine zabranjenog pojasa od baze, mora se upotrijebiti silicij po svojstvima blizak dielektričnom materijalu, jer upravo te materijale karakterizira velika širina zabranjenog pojasa. Silicij se može učiniti bliskim dielektričnom materijalu ako se silicij dopira kisikom, čime se dobiva poluizolirajući silicij ili kraće SIPOS, prema opisu u odjeljku 9.3.1. Druga je mogućnost dopiranje silicija ugljikom, čime se dobiva silicij-karbid kao emiter s velikom širinom zabranjenog pojasa. Na tom se području danas intenzivno radi i postoji vjerojatnost da planarna tehnologija na siliciju postane važan segment heterospojne tehnologije.

Osnovne prednosti primjene heterospoja emiter-baza je mogućnost velikog povećanja faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera. U praksi se od tranzistora redovito ne zahtijeva strujno pojačanje bitno veće od 100, međutim mogućnost bitno većih iznosa faktora strujnog pojačanja osigurava dodatnu fleksibilnost u poboljšanju tranzistorskih parametara. Kasnija teorijska razmatranja pokazat će da, zadržavajući faktor strujnog pojačanja u granicama iznosa tipičnih za homospojni silicijski tranzistor, možemo znatno smanjiti iznos serijskog otpora baze heterospojnog tranzistora. Pri tome je koncentracija akceptora u bazi iznad $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, a koncentracija donora u emiteru za nekoliko je redova veličina manja. Time se izravno smanjuje iznos kapaciteta osiromašenog područja spoja emiter-baza, što uz smanjeni iznos serijskog otpora baze izravno smanjuje iznos vremena prolaska kroz tranzistor i povećava frekvenciju jediničnog strujnog pojačanja f_T (v. rel. 9.50) i maksimalnu frekvenciju osciliranja f_M (v. rel. 9.54). Uz koncentraciju donora u emiteru $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i akceptora u bazi $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ moguće je dostići f_T oko 75 GHz. Gornje numeričke iznose ne treba smatrati ni u kojem slučaju konačnim, već samo orijentacijskim, kao ilustraciju mogućnosti današnje tehnologije.

¹¹ Jedan francuski autor je lijepo rekao: »U svijetu ideja nema ničega što već Aristotelu nije bilo poznato. Sve ostalo je tehnologija.«

9.5.1. Pojednostavljena teorija heterospojnog tranzistora

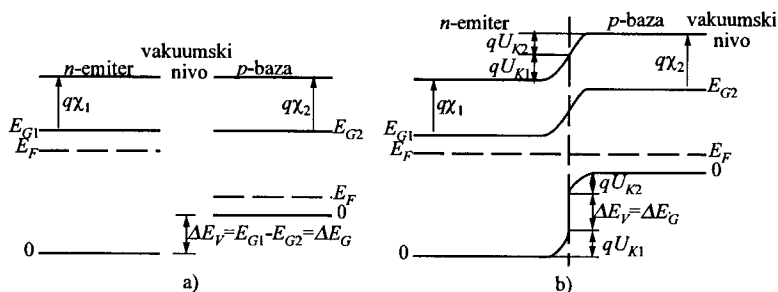
Teorija heterospojnog tranzistora osniva se na teoriji homospojnog tranzistora, pri čemu je prisutna dodatna varijabla - razlika širine zabranjenog pojasa emitera i baze. Pretpostavljamo k tome da je heterospoj emiter-baza idealan u smislu pretpostavki u dijelu 7.19. Učinit ćemo još jednu dodatnu pretpostavku: elektronski afiniteti $q\chi_1$ i $q\chi_2$ emitera i baze međusobno su jednaki, što nije bitno, ali olakšava analizu osnovnih svojstava heterospojnih tranzistora. U opisanim uvjetima heterospoj emiter-baza, kada emiter i baza nisu u kontaktu, prikazan je energetske dijagramom na slici 9.57.a. Iz slike je očito da se razlika širina zabranjenog pojasa pojavljuje u valentnom pojasu kao:

$$\Delta E_V = E_{G1} - E_{G2} = \Delta E_G. \quad (9.120)$$

Zbog jednakih elektronskih afiniteta nema razlike u vodljivom pojasu. Kako se pretpostavlja da je $E_{G1} > E_{G2}$, tj. da emiter ima širi zabranjeni pojas nego baza, ΔE_G je pozitivan.

Kada se poluvodiči dovedu u kontakt, u stanju termodinamičke ravnoteže (Slika 9.57.b), Fermijev nivo kroz strukturu heterospoja mora ostati konstantan. To izaziva krivljenje energetskih pojasa s obje strane ravnine heterospoja. Vakuumske nivo je kontinuiran i paralelan s dnom vodljivog pojasa kroz cijelu heterostrukturu. Potencijalna razlika p -strane i n -strane u vodljivom pojasu jednaka je kontaktnom potencijalu $U_K = U_{K1} + U_{K2}$. U valentnom pojasu je potencijalna razlika za $\Delta E_V = \Delta E_G$ veća nego u vodljivom pojasu. To znači da je potencijalna barijera za šupljine kada s p -strane prelaze na n -stranu za ΔE_G veća nego kod pn -homospoja, dok je potencijalna barijera za slobodne elektrone kada s n -strane prelaze na p -stranu ista kao kod pn -homospoja. Posljedica je znatno prigušenje iznosa šupljinske komponente emitterske struje s obzirom na homospojni tranzistor, što istodobno znači povećanje iznosa faktora strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera.

Da se procijeni iznos faktora strujnog pojačanja, mogu poslužiti relacije (5.213) i (5.214) ako se prilagode heterospoju. Pri tome pretpostavljamo da su emiter i baza transparentni i da je brzina površinske rekombinacije na emitterskom kontaktu neizmjenjivo visoka. Struja emitera pri propusnoj polarizaciji spoja emiter-baza naponom U_{BE} praktički je jednaka struji slobodnih elektrona u vodljivom pojasu, a ta je struja opet iznosom jednaka struji kolektora:



$$-I_E \cong I_C = qS \frac{D_{nB} n_{iB}^2}{w_b N_{AB}} \exp \frac{U_{BE}}{U_T}, \quad (9.121)$$

pri čemu je primijenjen zakon termodinamičke ravnoteže. Sve oznake u toj relaciji imaju isto značenje kao kod homospojnog tranzistora, pri čemu je n_{iB} intrinzična koncentracija u bazi. Slično se za struju šupljina emitera, praktički jednaku struji baze, pomoću relacije (5.213) dobiva:

$$-I_{pE} \cong I_B = qS \frac{D_{nE} n_{iE}^2}{w_e N_{DE}} \exp \frac{U_{BE}}{U_T}, \quad (9.122)$$

pri čemu je n_{iE} intrinzična koncentracija u emiteru. Ako se zanemare razlike u iznosima efektivnih masa slobodnih nosilaca u emiteru i bazi, može se primijeniti relacija (2.50) za odnos intrinzičnih koncentracija u emiteru i bazi u obliku:

$$\frac{n_{iB}}{n_{iE}} \cong \exp \frac{\Delta E_G}{2kT}. \quad (9.123)$$

Faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera pomoću relacija (9.121)...(9.123) dobiva oblik:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{w_e D_{nB} N_{DE}}{w_b D_{pE} N_{AB}} \exp \frac{\Delta E_G}{kT}. \quad (9.124)$$

Kod homospojnog tranzistora je $\Delta E_G \cong 0$, pa član ispred eksponencijalnog člana ima značenje faktora strujnog pojačanja homospojnog tranzistora. U heterospojnom tranzistoru je širina zabranjenog pojasa emitera veća od širine zabranjenog pojasa baze pa je $\Delta E_G > 0$ i β je veći nego kod homospojnog tranzistora. Porast iznosa β je to veći što je E_{G1} veći od E_{G2} , pa se izborom materijala emitera i baze može znatno utjecati na iznos faktora β . Ako je $\Delta E_G = 0,1$ eV, uz sobnu temperaturu, β je prema relaciji (9.124) oko 50 puta veći nego kod homospojnog tranzistora s istim iznosima ostalih parametara. Ako je $\Delta E_G = 0,2$ eV, β je oko 2300 puta veći, dok se uz $\Delta E_G = 0,3$ eV dobiva čak 10^5 puta veći β !

Relacija (9.124) zapravo je posve identična relaciji (8.107) za β homospojnog tranzistora s degeneriranim emiterom. Kod homospojnog tranzistora je međutim širina zabranjenog pojasa emitera u degeneriranom slučaju manja od širine zabranjenog pojasa baze što vodi smanjenju iznosa faktora β . Prema tome i homospoj emiter-baza pri degeneraciji emitera manifestira se po svojim svojstvima kao heterospoj. U skladu s rečenim i kod heterospojnog i kod homospojnog tranzistora može se faktor β opisati relacijom općeg oblika:

$$\beta = \beta_0 \exp \frac{\Delta E_G}{kT}, \quad (9.125)$$

gdje je β_0 faktor strujnog pojačanja »idealnog« homospojnog tranzistora s nedegeneriranim emiterom. Mogući su ovi slučajevi:

- a) homospojni tranzistor s nedegeneriranim emiterom: $E_{G1} = E_{G2}$, $\Delta E_G = 0$, $\beta = \beta_0$.
- b) homospojni tranzistor s degeneriranim emiterom: $E_{G1} < E_{G2}$, $\Delta E_G < 0$, $\beta < \beta_0$.
- c) heterospojni tranzistor: $E_{G1} > E_{G2}$, $\Delta E_G > 0$, $\beta > \beta_0$.

Moguć je i slučaj s heterospojnim tranzistorom, gdje je $E_{G1} < E_{G2}$, pa je također $\beta < \beta_0$, međutim ta se mogućnost ne primjenjuje jer vodi degradaciji iznosa faktora β .

U ovdje provedenoj analizi heterospojnog tranzistora pretpostavljeno je da emiter nije degeneriran. U većini realnih heterotranzistora ta je pretpostavka u skladu s realnim stanjem. Ako pak ta pretpostavka nije ispunjena, treba uzeti u obzir degeneraciju emitera na isti način kao kod homospojnog tranzistora.

9.5.2. Heterospojni tranzistor sa strukturom GaAlAs-GaAs

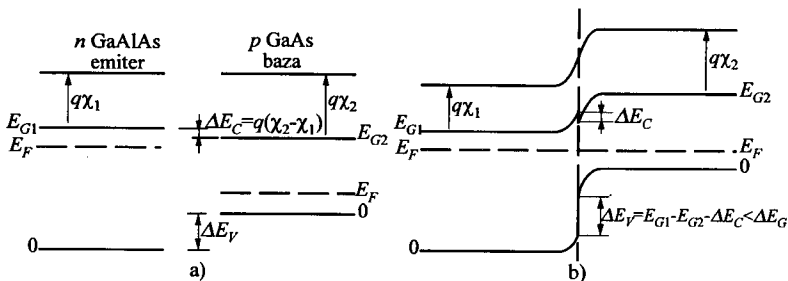
U realnim heterospojnim strukturama nije u općem slučaju zadovoljen uvjet jednakih iznosa elektronskih afiniteta p -strane i n -strane heterospoja emiter-baza. Zato su energetske dijagrami na slici 9.57. nerealni, iako kvalitativno dobro opisuju svojstva heterospojnog tranzistora. Realni heterospojni tranzistori najčešće se temelje na GaAlAs-GaAs heterospoju, pri čemu je emiter formiran od GaAlAs n -tipa, a baza od GaAs p -tipa. Širina zabranjenog pojasa GaAs iznosi 1,42 eV na sobnoj temperaturi. Kod GaAlAs širina zabranjenog pojasa ovisi o udjelu aluminija u GaAlAs. Kad je udio aluminija 20 %, širina zabranjenog pojasa je oko 1,7 eV. Kod udjela aluminija od 30 % širina zabranjenog pojasa je oko 1,8 eV. Pri udjelu aluminija od 60 % širina zabranjenog pojasa je 2 eV. Dodavanjem aluminija u strukturu GaAs raste širina zabranjenog pojasa, pa GaAlAs ima uvijek širi zabranjeni pojas nego GaAs.

Energetski dijagram heterospoja emiter-baza prikazan je u ovom slučaju na slici 9.58.a uz pretpostavku da strane n i p nisu u kontaktu. I ovdje je vakuumski nivo referentni nivo. Zbog različitih iznosa elektronskih afiniteta strana n i p javlja se u vodljivom pojasu energetska razlika ΔE_C , jednaka razlici iznosa elektronskih afiniteta:

$$\Delta E_C = q(\chi_2 - \chi_1). \quad (9.126)$$

Slično se u valentnom pojasu javlja energetska razlika ΔE_V .

$$\Delta E_V = E_{G1} - E_{G2} - \Delta E_C < \Delta E_G. \quad (9.127)$$



Slika 9.58. Energetski dijagram heterospoja emiter - baza s različitim elektronskim afinitetima emitera i baze: a) kada emiter i baza nisu u bliskom kontaktu; b) u stanju termodinamičke ravnoteže

Ovdje je potencijalna barijera za šupljine koje iz baze prelaze u emiter za ΔE_C manja nego kod jednakih iznosa elektronskih afiniteta, pa će i β biti niži, ali još uvijek osjetno viši nego u homospojnom tranzistoru sličnih tehnoloških i geometrijskih parametara.

Odnos $\Delta E_V/\Delta E_C$ može se odrediti eksperimentalno. Taj odnos izravno ovisi o udjelu aluminijskog u GaAlAs. Obično je udio aluminijskog oko 30 %, što daje $\Delta E_C = 0,21$ eV i $\Delta E_V = 0,16$ eV.

Heterospoj GaAlAs-GaAs u kontaktu, u uvjetima termodinamičke ravnoteže, prikazan je energetskim dijagramom na slici 9.58.b. U ravni heterospoja postoji diskontinuitet ΔE_C u vodljivom pojasu i ΔE_V u valentnom. Može se pokazati da se u tom slučaju [9.33] faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničkog emitera određuje relacijom:

$$\beta = \frac{w_e D_n B N_{DE}}{w_b D_p E N_{AB}} \exp \frac{\Delta E_V}{kT}, \quad (9.128)$$

gdje pojedini simboli imaju isto značenje kao u relaciji (9.124). Gornja relacija uz $\Delta E_V = 0,16$ eV daje na sobnoj temperaturi β koji je oko 500 puta veći nego kod homospojnog tranzistora.

Relacije (9.125) i (9.128) pokazuju mogućnost znatnog povećanja iznosa β heterospojnog tranzistora s obzirom na homospojni. Međutim, u primjenama nije potrebno znatnije povećanje iznosa β s obzirom na iznose koje daju homospojni tranzistori, pa se relacije (9.125) i (9.128) mogu drukčije iskoristiti. Ako se zadovoljimo da β bude isti kao kod homospojnog tranzistora, tada je moguće znatno reducirati koncentraciju donora u emiteru s obzirom na tu koncentraciju u homospojnom slučaju i time izbjeći degenerativne pojave u emiteru ili ih bar znatno ublažiti. Istodobno, može se povećati koncentracija akceptora u bazi i time smanjiti iznos njezina serijskog otpora. Time se istodobno ublažuje pojava gomilanja struje emitera (v. odjeljak 9.4.14) i povećava frekvencijski domet tranzistora (relacija 9.54).

Kod realnih heterospojnih tranzistora temeljenih na GaAlAs-GaAs tipična koncentracija donora u emiteru iznosi $5 \div 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, dok je tipična koncentracija akceptora u bazi $1 \div 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ uz 30 % aluminijskog u emiteru. Pri tome je dubina emitera reda $0,2 \text{ } \mu\text{m}$ uz širinu baze reda $0,1 \text{ } \mu\text{m}$. Emiter je u tom slučaju tek na početku degeneracije, dok je baza više degenerirana. Eksperimentalna istraživanja pokazuju da se suženje zabranjenog pojasa u GaAs tipova n i p može opisati empirijskom relacijom:

$$\Delta E_G = 1,6 \cdot 10^{-8} (n^{1/3} + p^{1/3}), \quad \text{eV}, \quad (9.129)$$

pri čemu se koncentracije elektrona i šupljina uvrštavaju u cm^{-3} . Kada se koncentracija akceptora u bazi mijenja u rasponu od 10^{18} do 10^{20} cm^{-3} , tada se ΔE_G mijenja od 16 meV do 74 meV. Utjecaj degeneracije baze može se uračunati u faktor β uvođenjem pojma efektivne koncentracije akceptora $N_{AB,ef}$ prema relaciji:

$$N_{AB,ef} = N_{AB} \exp \frac{-\Delta E_{G2}}{kT}, \quad (9.130)$$

gdje indeks 2 uz ΔE_G označava da je zabranjeni pojas u bazi sužen. U tome slučaju relacija (9.128) prelazi u:

$$\beta = \frac{w_e D_{nB} N_{DE}}{w_b D_{pE} N_{AB,ef}} \exp \frac{\Delta E_V}{kT}, \quad (9.131)$$

što pridonosi porastu iznosa β jer je $N_{AB,ef} < N_{AB}$.

Teorijske relacije za β , izvedene u ovom dijelu, samo su približno dobre jer zanemaruju utjecaj rekombinacije u osiromašenom području oko ravnine heterospoja emiter-baza na iznos struje baze. Rekombinacija u osiromašenom području može biti osobito važna zbog postojanja kristalnih defekata u ravnini heterospoja izazvanih neslaganjem konstanti rešetke materijala u kontaktu. Rekombinacijske pojave u osiromašenom području znatno utječu i na temperaturnu ovisnost faktora β . Za razliku od homospojnog tranzistora, gdje β raste s porastom temperature, kod GaAlAs-GaAs heterospojnog tranzistora β opada pri porastu temperature. Porast β s temperaturom kod homospojnog tranzistora proizlazi iz relacije (8.107) i posljedica je degenerativnih pojava u emiteru. Kod heterospojnog tranzistora pojave rekombinacije u osiromašenom području oko ravnine heterospoja i injekcija šupljina iz baze u emiter dovode do pada β s porastom temperature. Na to upućuje i teorijska relacija (9.131) koja pomoću relacije (9.130) daje:

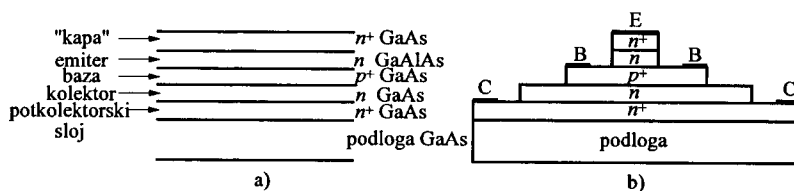
$$\beta = \frac{w_e D_{nB} N_{DE}}{w_b D_{pE} N_{AB}} \exp \frac{\Delta E_V + \Delta E_{G2}}{kT}. \quad (9.132)$$

S porastom temperature padaju iznos argumenta eksponencijalne funkcije i iznos β . Uz povoljniju temperaturnu ovisnost faktora β heterospojni tranzistor može raditi u širem rasponu temperatura, i to tipično od temperature tekućeg helija (4 K) do 350 K. To je posljedica veće širine zabranjenog pojasa nego kod homospojnog silicijskog tranzistora, a time i većeg iznosa intrinzične temperature, kao i postojanja plitkih energetske nivoa.

9.5.3. Heterospojni bipolarni proces

Tehnologija heterospojnih GaAlAs-GaAs tranzistora po mnogo čemu se razlikuje od planarne tehnologije na siliciju. Neke tehnološke metode međutim su zajedničke, npr. tehnika samopodešavanja. Polazni materijal pri formiranju GaAlAs-GaAs tranzistora je poluizolirajući sloj GaAs (Slika 9.59.a). Metodom epitaksijalnog rasta molekulskim snopom ili kemijskom depozicijom iz parne faze nanosi se tanki n^+ -sloj GaAs, koji ima ulogu potkolektorskog sloja. Tipična debljina mu je 0,5 μm uz donorsku koncentraciju $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Potom se deponira n -sloj GaAs koji služi kao aktivni kolektor. Debljina mu je 0,3 – 0,5 μm uz donorsku koncentraciju $3 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Iznad n -kolektora raste p^+ -baza od GaAs debljine oko 0,1 μm s koncentracijom akceptora $1 \cdot 10^{19} - 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Zbog visoke koncentracije akceptora u bazi nije potrebno dodatno dopiranje ekstrinzičnih dijelova baze kao u silicijskoj tehnologiji. Iznad p^+ -baznog sloja nanosi se n -sloj GaAlAs s približno 30 % aluminija uz donorsku koncentraciju $5 \cdot 10^{17} - 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, s debljinom sloja oko 0,2 μm . Taj n -sloj služi kao aktivni emiter. Iznad emitera nanosi se n^+ -sloj GaAs debljine 0,1 μm , s donorskom koncentracijom oko 10^{19} cm^{-3} , čime se osigurava niskoomski kontakt metala na površini emitera.

Presjek tranzistora, s metalnim kontaktima emitera, baze i kolektora shematski je dan na slici 9.59.b. Površina presjeka emitera tipično je $10 \mu\text{m}^2$, kolektora $100 \mu\text{m}^2$, a debljina



Slika 9.59. Prikaz nanošenja slojeva u formiranju heterospojnog GaAlAs - GaAs bipolarnog tranzistora (a) i presjek tranzistora (b)

podloge je $100\ \mu\text{m}$. S tim se tranzistorom mogu postići iznosi β reda 100. Gustoće kolektorske struje su $10\ \text{A cm}^{-2}$ do $5 \cdot 10^5\ \text{A cm}^{-2}$ uz gustoće struje baze od $1\ \text{A cm}^{-2}$ do $10^4\ \text{A cm}^{-2}$. Faktor β raste s porastom struje kolektora, dostiže maksimum i potom brzo opada, što je slično ponašanju β kod silicijskih tranzistora. Frekvencija jediničnog strujnog pojačanja također raste s porastom struje kolektora, dostiže maksimum i potom brzo opada. Pri tome su mogući iznosi te frekvencije od 1 do 50 GHz. Maksimalna frekvencija osciliranja slično se ponaša pri porastu struje kolektora dostižući iznose do 200 GHz.

Današnji razvoj heterospojnih tranzistora vrlo je intenzivan i s pravom se mogu očekivati veliki prodori u tom području poluvodičke elektronike. Osim heterospojnih tranzistora temeljenih na GaAlAs-GaAs istražuju se i heterostrukture GaInP-GaAs, SiGe i slične. U novije vrijeme susreće se termin »inženjerstvo širine zabranjenog pojasa« (engl. *bandgap engineering*) kao sinonim za različite kombinacije heterospojnih materijala koje daju željena svojstva tranzistora. Time se omogućuje postizanje čitavog niza željenih električnih svojstava nedostupnih silicijskoj homospojnoj tehnologiji. Između ostalog, postižu se visoke radne frekvencije, viši iznosi faktora strujnog pojačanja u reverznom smjeru, što je veoma važno za rad logičkih sklopova, šira temperaturna područja rada i slično. Od posebne je važnosti mogućnost integracije vrlo brzih bipolarnih sklopova s optoelektroničkim elementima. Ekstenzijom heterospojnog tranzistora dolazi se i do lasera. Ovisno o režimu rada heterostrukture GaAlAs-GaAs i InGaAsP-InP mogu raditi u režimu lasera i u režimu bipolarnog tranzistora.

LITERATURA

- 9.1. R. W. Keyes, »The Physics of VLSI Systems«, Addison-Wesley, Workingham, 1987.
- 9.2. B. El-Kareh, R. J. Bombard, »Introduction to VLSI Silicon Devices«, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1986.
- 9.3. D. J. Elliott, »Integrated Circuit Fabrication Technology«, McGraw-Hill, New York, 1989.
- 9.4. P. Gise, R. Blanchard, »Modern Semiconductor Fabrication Technology«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1986.
- 9.5. S. M. Sze, »VLSI Technology«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 9.6. R. S. Muller, T. I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, Joh Wiley, New York, 1986.
- 9.7. D. K. Ferry, L. A. Akers, E. W. Greeneich, »Ultra Large Scale Integrated Microelectronics«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.

- 9.8. T. Arnborg et al., »Process Engineering for MOS Circuits - Present State and Development Trends«, Ericsson Review, 66, 1989, 3, 78-120.
- 9.9. S. Wolf, »A Review of IC Isolation Technologies - Part 5«, Solid State Technology, 1992, 11, 47-48.
- 9.10. S. Wolf, »A Review of IC Isolation Technologies - Part 6«, Solid State Technology, 1992, 12, 39-41.
- 9.11. W. J. McClean (editor), »Status 1991- A Report on the Integrated Circuits Industry«, ICE, Scottsdale, 1991.
- 9.12. B. T. Murphy, »VLSI: Direction and Impact«, Fifth European Solid-State Circuits Conference - ESSCIRC 79, Southampton, 1979.
- 9.13. D. J. Elliott, »Integrated Circuit Mask Technology«, McGraw-Hill, New York, 1985.
- 9.14. W. Maly, »Atlas of IC Technologies: An Introduction to VLSI Processes«, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Menlo Park, 1987.
- 9.15. U. Peruško: »Digitalna elektronika - logičko i električko projektiranje«, Školska knjiga, Zagreb, 1991.
- 9.16. P. Biljanović, »Mikroelektronika - Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1990.
- 9.17. J. Vuković, »Oksidna izolacija u bipolarnim ćelijama s horizontalnim tokom struje«, magistarski rad, Elektrotehnički fakultet, Zagreb, 1989.
- 9.18. J. Hui et al., »Sealed Interface Local Oxidation Technology«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1982, 4, 554-561.
- 9.19. N. Matsukawa et al., »Selective Polysilicon Oxidation Technology for VLSI Isolation«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1982, 4, 561-567.
- 9.20. K. Yi Chiu et al., »A Bird's Beak Free Local Oxidation Technology Feasible for VLSI Circuits Fabrication«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1982, 4, 536-540.
- 9.21. »TIP BASE - Technology Integration Program Bipolar Advanced Silicon for Europe«, SGS-Thomson Microelectronics, 1991.
- 9.22. S. Ratanaphayarat et al., »A Self - Aligned Nitrogen Implantation Process (SNIP) to Minimize Field Oxide Thinning Effect in Submicrometer LOCOS«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-37, 1990, 9, 1948-1953.
- 9.23. N. D. Stojadinović, »Influence of Emitter Edge Dislocation on Reliability of Planar *n*pn Transistors«, Microelectronics and Reliability, 22, 1982, 6, 1113-1120.
- 9.24. A. Iranmanesh, B. Bastani, »BiCMOS Emerges for Gate-Arrays and Memories«, IEEE Circuits and Devices, 8, 1992, 3, 14-17.
- 9.25. Z. Huang, N. E. McGruer, »200 - nm Gated Field Emitters«, IEEE Electron Device Letters, 14, 1993, 3, 121-122.
- 9.26. N. Chau-Chun Lu et al., »Modeling and Optimization of Monolithic Polycrystalline Silicon Resistors«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-28, 1981, 7, 818-830.
- 9.27. M. M. Mandurah et al., »A Model for Conduction in Polycrystalline Silicon - Part I: Theory«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-28, 1981, 10, 1163-1171.
- 9.28. D. M. Kim et al., »Conduction in Polycrystalline Silicon: Diffusion Theory and Extended State Mobility Model«, IEEE Electron Devices Lett., 3, 1992, 5, 141-143.
- 9.29. A. N. Khondker et al., »Theory of Conduction in Polysilicon: Drift-Diffusion Approach in Crystalline-Amorphous-Crystalline Semiconductor System - Part II: General I-V Theory«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-31, 1984, 4, 493-500.
- 9.30. J.E. Suarez et al., »Thermal Stability of Polysilicon Resistors«, IEEE Trans. CHMT, 15, 1992, 6, 386-392.
- 9.31. J. Graul et al., »High-Performance Transistors with Arsenic-Implanted Polysil Emitters«, IEEE Journal of Solid-State Circuits, SC-11, 1976, 8, 491-495.
- 9.32. S. M. Sze, »High-Speed Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1990.
- 9.33. P. Ashburn, »Design and Realization on Bipolar Transistors«, John Wiley, New York, 1988.
- 9.34. R. S. Popović, »Generalized Thermionic-Emission Theory of Carrier Transport through Thin Base of Bipolar Transistor«, IEE Proc., 129, 1982, 6, 111-115.

- 9.35. K.Okada et al., »A New Polysilicon Proces for a Bipolar Device - PSA Technology«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-26, 1979, 4, 385-389.
- 9.36. T. H. Ning et al., »Self-Aligned Bipolar Transistors for High-Performance and Low-Power-Delay VLSI«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-28, 1981, 9, 1010-1013.
- 9.37. A. Cuthbertson, P. Ashburn, »Self-Aligned Transistors with Polysilicon Emitters for Bipolar VLSI«, IEEE Journal of Solid-State Circuits, 20, 1985, 2, 162-167.
- 9.38. T. Nakamura et al., »Self-Aligned Transistor with Sidewall Base Electrode«, IEEE Journal of Solid-State Circuits, SC-17, 1982, 4, 226-230.
- 9.39. Z. Bendeković, S. Muštra, Z. Turković, P. Biljanović, »Koncept nove bipolarne ćelije s horizontalnim tokom struje (HCT)«, Zbornik referata XV jugoslavenskog savjetovanja o mikroelektronici, Banja Luka, 1987, 163-168.
- 9.40. Z. Bendeković, M. Balša-Šribar, I. Gložinić, D. Ivček, »Prijedlog tehnologije nove bipolarne ćelije s horizontalnim tokom struje (HCT), ibid, 169-173.
- 9.41. G. Fuse et al., »Depth Profiles of Boron Atoms with Large Tilt Angle Implantations«, J. Electrochem. Soc., 113, 1986, 5, 996-997.
- 9.42. S. Konaka et al., »A 30-ps Si Bipolar IC Using Super Self-Aligned Process Technology«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-33, 1986, 4, 526-521.
- 9.43. J. Lindmayer, W. Schneider, »Theory of Lateral Transistors«, Solid-State Electronics, 9, 1967, 3, 235-239.
- 9.44. S. Chou, »An Investigation of Lateral Transistors - DC Characterstics«, Solid-State Electronics, 14, 1971, 9, 811-826.
- 9.45. I. Getreu, »Modeling the Bipolar Transistors«, Tektronix, Inc., Beaverton, Oregon, 1976
- 9.46. P. Antognetti, G. Massobrio, »Semiconductor Device Modeling with SPICE«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 9.47. P. Biljanović, »Elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1989.
- 9.48. R. G. Meyer, R. S. Muller, »Charge-Control Analysis of the Collector-Base Space-Charge-Region Contribution to Bipolar-Transistor Time Constant τ_T «, IEEE Trans. Electron Devices, ED-34, 1987, 2, 450-452.
- 9.49. S. Turk, L. Budin, »Analiza primjenom računala«, Školska knjiga, Zagreb, 1978.
- 9.50. F. Van De Wiele, W. L. Engl, P. G. Jespers, »Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design«, NATO Advanced Study Institutes Series, Noordhoff, Leyden, 1977.
- 9.51. H. C. de Graff, F. M. Klaassen, »Compact Transistor Modelling for Circuit Design«, Springer-Verlag, Wien - New York, 1990.
- 9.52. P. Biljanović, »Nabojska analiza i impulsni parametri tranzistora«, magistarski rad, Elektrotehnički fakultet, Zagreb, 1966.
- 9.53. R. Beaufoy, J. J. Sparkes, »The Junction Transistor as a Charge-Controlled Device«, ATE J., 13, 1957, 10, 310-327.
- 9.54. J.J. Sparkes, »A Study of the Charge Control Parameters of Transistors«, Proc. IRE, 48, 1960, 10, 1696-1705.
- 9.55. P. Biljanović, »Analiza rada bipolarnih tranzistora u području zasićenja«, Elektrotehnika, 11, 1968, 4, 205-213.
- 9.56. P. E. Gray et al., »Physical Electronics and Circuit Models of Transistors«, John Wiley, New York, 1964.
- 9.57. B. Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 9.58. R. D. Thorntorn et al., »Characteristics and Limitations of Transistors«, John Wiley, New York, 1966.
- 9.59. Z. Benčić, Z. Plenković, »Energetska elektronika«, Školska knjiga, Zagreb, 1978.
- 9.60. A. B. Grebene, »Analog Integrated Circuit Design«, Van Nostrand, New York, 1972.
- 9.61. W. S. Ruska, »Microelectronic Processing - An Introduction to the Manufacture of Integrated Circuits«, McGraw-Hill, New York, 1988.
- 9.62. Ž. Butković, »Model visokodopiranog emitera i primjena u numeričkoj analizi bipolarnog tranzistora«, doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet, Zagreb, 1992.
- 9.63. W. Liu et al., »Current Transport Mechanism in GaInP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-40, 1993, 8, 1378-1383.

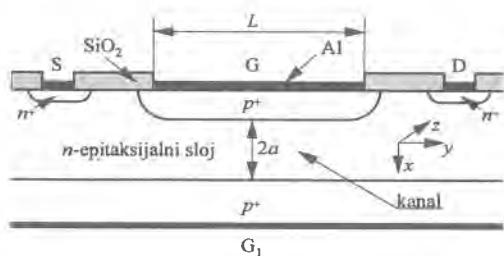
- 9.64. Kow-Ming Chang et al., »New Physical Formulation of the Thermionic Emission Current at the Heterojunction Interface«, IEEE Electron Device Lett. 14, 1993, 7, 338-341.
- 9.65. B. Pejčinović et al., »A Numerical Study of Performance Potential of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Pseudomorphic Heterojunction Bipolar Transistors«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-39, 1992, 9, 2021-2028.
- 9.66. J. J. Liou et al., »A Physics-Based, Analytical Heterojunction Bipolar Transistor Model Including Thermal and High-Current Effects«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-40, 1993, 9, 1570-1577.
- 9.67. Z. Bendeković, privatna komunikacija.
- 9.68. R. Popović, privatna komunikacija.

10. Spojni tranzistor s efektom polja

Spojni tranzistor s efektom polja koristi naponsku ovisnost širine osiromašenog područja reverzno polariziranog pn -spoja za modulaciju širine područja poluvodičkog kristala kroz koji teče struja većinskih nosilaca pod utjecajem električnog polja. Za taj poluvodički element obično se upotrebljava kratica **JFET** (potječe od engleskog naziva *Junction Field - Effect Transistor*). Za rad JFET-a bitno je gibanje samo većinskih nosilaca naboja. Manjinski nosioci također se gibaju kroz isti kristal, ali njihovo prisustvo nije neophodno pri radu elementa. Drugim riječima, element bi radio i bez manjinskih nosilaca. Zato se ta vrsta tranzistora još zove i **unipolarni tranzistor** (engl. *unipolar transistor*).

10.1. Izvedba spojnog tranzistora s efektom polja

Spojni tranzistor s efektom polja ili JFET izvodi se u dvije osnovne varijante: kao n -kanalni i kao p -kanalni JFET. U prvom slučaju struju kroz tranzistor vode slobodni elektroni kao većinski nosioci, a u drugom slučaju šupljine kao većinski nosioci. Pojednostavljen prikaz n -kanalnog JFET-a je na slici 10.1. Podloga tranzistora je visoko vodljiv



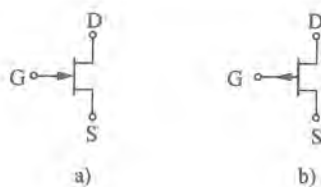
Slika 10.1 Pojednostavljen prikaz n -kanalnog JFET-a

p^+ -sloj. Postupkom epitaksijalnog rasta nanosi se n -epitaksijalni sloj tipične debljine reda $1\text{ }\mu\text{m}$. Koncentracija donora u tom sloju N_D tipično iznosi oko 10^{15} cm^{-3} . Slijedi difuzija ili ionska implantacija p^+ -područja, te difuzija ili ionska implantacija n^+ -područja s obje strane p^+ -područja. Postupkom metalizacije nanose se metalni kontakti iznad p^+ -područja i iznad oba n^+ -područja s gornje strane pločice. Metalizira se također donja p^+ -strana pločice. Priključci tranzisto-

ra na slici 10.1. označeni su slovima S, D, G i G_1 . Pri tome je S **uvod** (engl. *source*), D je **odvod** (engl. *drain*), dok je G i G_1 **upravljačka** ili **kontrolna** elektroda (engl. *gate*). Pri radu tranzistora redovito su G i G_1 na istom potencijalu prema uvodu, iako postoje primjene kada su ti potencijali različiti. U analizi svojstava JFET-a ovdje će se polaziti od pretpostavke da su G i G_1 na istom potencijalu pa će se i jednako označavati. Područje između dva p^+ -područja približne dužine L , širine u z smjeru W i širine x smjeru $2a$ zove se **kanal** (engl. *channel*).

Kada se između odvoda D i uvida S dovede napon U_{DS} s pozitivnom stezaljkom na odvodu, tada slobodni elektroni putuju od uvida kroz kanal u y -smjeru prema odvodu čineći struju I_D koja teče u suprotnom smjeru. Kako je ovdje kanal materijal n -tipa i kako struju odvoda čine većinski slobodni elektroni, radi se o n -kanalu i o n -kanalnom tranzistoru. Ako se kao podloga tranzistora koristi n^+ -područje, te ako se namjesto n -epitaksijalnog sloja koristi p -epitaksijalni sloj, a umjesto p^+ -područja upravljačke elektrode n^+ -područje, dobiva se kanal p -tipa, pa je to p -kanalni tranzistor. Pri tome postoji jedna razlika u izvedbi oba tipa tranzistora. Kod n -kanalnog tranzistora postoji ispod metalnog kontakta uvida i odvoda difundirano ili implantirano n^+ -područje potrebno radi osiguranja omskog kontakta s n -slojem. Kod p -kanalnog tranzistora nije potreban analogan p^+ -sloj jer aluminij na p -podlozi ne stvara ispravljački kontakt.

Električni simbol n -kanalnog JFET-a prikazan je na slici 10.2.a, a simbol p -kanalnog prikazan je na slici 10.2.b. Pri tome se oba simbola odnose na tranzistore s jednom upravljačkom elektrodom G. Jedina razlika između simbola n -kanalnog i p -kanalnog elementa je u smjeru strelice koja označava upravljačku elektrodu. Kod n -kanalnog elementa strelica ide iz vanjskog kruga u tranzistor, a kod p -kanalnog ide iz tranzistora u vanjski krug.



Slika 10.2. Električni simboli JFET-a: a) s n -kanalom, b) s p -kanalom

10.2. JFET kao naponom upravljani linearni otpornik

Pretpostavimo da je n -kanalni JFET polariziran prema slici 10.3. Između G-a i S-a djeluje istosmjerni napon U_{GS} s negativnom stezaljkom na G-u, čime se osigurava reverzna polarizacija p^+n -spoja između G-a i kanala. Istim naponom polariziran je i G_1 te je p^+n -spoj između p^+ -podloge i kanala također reverzno polariziran. Uz pretpostavku da se oba p^+n -spoja mogu aproksimirati skokovitim pn -prijelazom, širit će se osiromašena područja p^+n -spojeva praktički isključivo na stranu kanala jer je u njemu koncentracija donora N_D mnogo manja nego koncentracija akceptora u p^+ -područjima. U tim uvjetima kanal ima efektivnu širinu u smjeru x prema slici 10.3. jednaku $2a - 2x_n$ gdje je x_n širina osiromašenog područja p^+n -spoja na strani kanala s gornje i s donje strane kanala. Promjenom napona U_{GS} mijenja se širina osiromašenog područja x_n a time i efektivna širina kanala $2(a - x_n)$. Čim je U_{GS} iznosom veći, veći je i napon reverzne polarizacije na p^+n -spojevima, te je x_n veći, a $2(a - x_n)$ manji. Manjem iznosu $2(a - x_n)$ odgovara manja površina presjeka kanala, a time i veći otpor kanala u smjeru y . Kanal u smjeru y djeluje kao **otpornik promjenjivog iznosa otpora**. Pri tome se iznos toga otpora regulira ili upravlja iznosom napona U_{GS} . Kako je p^+n -spoj između upravljačke elektrode i kanala reverzno polariziran, struja upravljačke elektrode G jednaka je praktički nuli ($I_G = 0$), pa se iznosom otpora kanala upravlja praktički

bez utroška energije. Da bi kroz kanal prolazili slobodni elektroni, odnosno tekla struja odvoda I_D , potrebno je električno polje u smjeru $-y$ a njega osigurava napon U_{DS} između odvoda i uvoda. Ako pretpostavimo da je U_{DS} dovoljno mali, bit će i struja I_D mala, pa će njezino protjecanje kroz kanal stvarati tek neznatan pad napona duž kanala. Stoga će duž kanala praktički u svakoj točki p^+n -spoja između kanala i p^+ -područja napon reverzne polarizacije biti isti i jednak $U_K - U_{GS}$, gdje je U_K kontaktni potencijal p^+n -spoja. Stoga će i širina x_n osiromašenog područja duž osi y biti ista, kao što je na slici 10.3. i prikazano.

Kako je dužina kanala u y -smjeru L , širina kanala uz smjeru W i efektivna širina kanala u x smjeru $2(a - x_n)$, otpor kanala R u smjeru protjecanja struje odvoda iznosi:

$$R = \rho \frac{L}{2(a - x_n)W}. \quad (10.1)$$

Uz koncentraciju donora u kanalu N_D , te uz pokretljivost slobodnih elektrona μ_n , specifični otpor kanala ρ iznosi:

$$\rho = \frac{1}{qN_D\mu_n}, \quad (10.2)$$

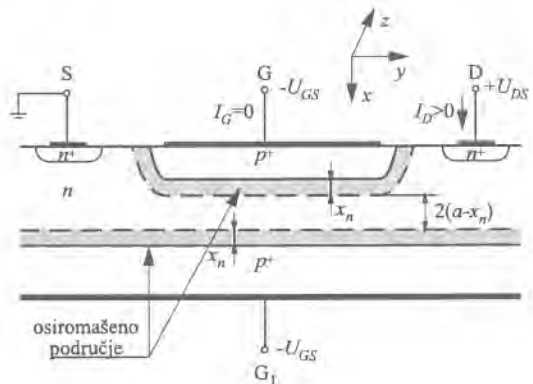
uz pretpostavku da vrijedi linearna ovisnost između driftne brzine slobodnih elektrona u kanalu i jakosti električkog polja u njemu. Ta je pretpostavka korektna jer je napon U_{DS} koji inducira to električno polje po pretpostavci mali.

Širina osiromašenog područja x_n određena je relacijom (5.113) koja uz pretpostavku mnogo veće koncentracije akceptora na p^+ -strani nego donora na n -strani p^+n -spoja prelazi u:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D}} (U_K - U_{GS}), \quad U_{GS} < 0. \quad (10.3)$$

Struja odvoda I_D dakle iznosi:

$$I_D = \frac{U_{DS}}{R}. \quad (10.4)$$



Slika 10.3. Način polariziranja n -kanalnog JFET-a u normalnom radnom režimu

Pomoću relacija (10.1) do (10.4) dobiva se veza između struje odvoda i napona odvoda prema uvodu u obliku:

$$I_D = G_0 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D a^2} (U_K - U_{GS})} \right\} U_{DS}, \quad (10.5)$$

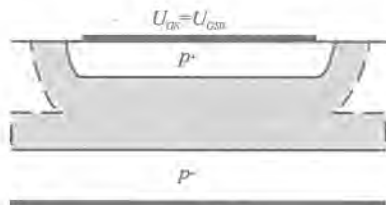
gdje je G_0 vodljivost otvorenog kanala:

$$G_0 = q\mu_n N_D \frac{2aW}{L}. \quad (10.6)$$

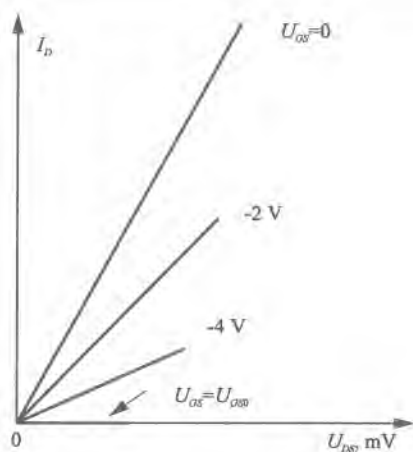
Vodljivost otvorenog kanala određena je tehnološkom širinom kanala $2a$ u smjeru x . Relacija (10.5) pokazuje linearnu vezu između napona U_{DS} i struje I_D kod malih iznosa toga napona. Kod konstantnog iznosa napona U_{DS} struja I_D to je manja što je negativni U_{GS} iznosom veći. To znači da se otpor tranzistora mjeran između odvoda D i uvoda S pri konstantnom U_{DS} mijenja s promjenom napona U_{GS} . To potvrđuje prije iznesenu tvrdnju da je riječ o linearnom otporniku promjenjivog iznosa otpora. Iznosom otpora upravlja se promjenom napona upravljačke elektrode. Otpor je najmanji pri $U_{GS} = 0$. Teorijski najveći iznos otpora dobiva se kada je negativni U_{GS} toliko visok da se osiromašena područja s gornje i donje strane kanala međusobno dodiruju, pa se kanal prekida. U tom slučaju otpor kanala teži prema neizmjerljivo visokom iznosu. Pripadni napon U_{GS} označit ćemo s U_{GS0} i zvat ćemo ga **naponom dodira** (engl. *pinch-off voltage*). Taj je napon određen uvjetom $x_n = a$. Pomoću relacije (10.3) u danom slučaju dobiva se napon dodira u obliku:

$$U_{GS0} = - \left(\frac{qN_D a^2}{2\varepsilon} - U_K \right). \quad (10.7)$$

Realni tranzistori izvode se tako da je prvi član u zagradi nekoliko puta veći od U_K . Napon dodira raste iznosom kada se povećava specifična vodljivost kanala i kada se povećava njegova širina u smjeru x . Dodir gornjeg i donjeg osiromašenog područja izazvan naponom dodira U_{GS0} prikazan je na slici 10.4. Karakteristike tranzistora u linearnom području prikazane su kvalitativno na slici 10.5. Te karakteristike pokazuju ovisnost izlazne struje I_D o izlaznom naponu U_{DS} uz napon upravljačke elektrode U_{GS} kao parametar, pa se zovu izlaznim karakteristikama. Linearna ovisnost I_D o U_{DS} postoji samo pri vrlo malim iznosima U_{DS} reda veličine mV. Kod većih iznosa napona U_{DS} dolazi do odstupanja od linearnosti i do prelaza karakteristika u horizontalne pravce.



Slika 10.4. Dodir gornjeg i donjeg osiromašenog područja kada je napon U_{GS} jednak naponu dodira U_{GS0}



Slika 10.5. Izlazne karakteristike n -kanalnog JFET-a u linearnom području rada uz U_{GS} kao parametar

10.3. Princip rada JFET-a kao nelinearnog elementa

U općem slučaju spojni FET radi s iznosima napona U_{DS} koji se kreću u mnogo širim granicama nego kod linearnog rada opisanog u dijelu 10.2. Pretpostavimo da su G i G_1 na slici 10.1. uzemljeni zajedno s uvodom S i da je na odvod D priključen napon U_{DS} s pozitivnim polaritetom na D -u (slika 10.6.a). Ako se zanemari otpor koji postoji između uvoda i početka kanala prema uvodu, kao i otpor između odvoda i kraja kanala prema odvodu, tada se čitav iznos napona U_{DS} troši na kanalu između točke S' i točke D' . U tom slučaju točka S' je na nultom potencijalu, a točka D' na potencijalu U_{DS} . Napon reverzne polarizacije p^+ n -spojeva s gornje i s donje strane kanala mijenja se duž kanala u smjeru y od iznosa U_K u točki S' do iznosa $U_K + U_{DS}$ u točki D' . Suglasno tome osiromašena područja na strani kanala šire se idući od točke S' prema točki D' , pa efektivna širina kanala opada na putu od S' do D' . Kod određenog iznosa napona U_{DS} doći će u blizini točke D' gdje je kanal najuži do pojave dodira gornjeg i donjeg osiromašenog područja prema slici 10.6.b. Napon U_{DS} kod kojega se to događa zove se **napon zasićenja** (engl. *saturation voltage*) i obično se obilježava oznakom U_{DSS} . Njegov iznos određen je uvjetom $x_n = a$. Pomoću relacije za x_n pisane u obliku:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D}}(U_K + U_{DS}), \quad U_{DS} > 0 \quad (10.8)$$

i uvjeta $x_n = a$ dobiva se odgovarajući napon $U_{DS} = U_{DSS}$.

$$U_{DS} = U_{DSS} = \frac{qN_D a^2}{2\epsilon} - U_K, \quad U_{GS} = 0. \quad (10.9)$$

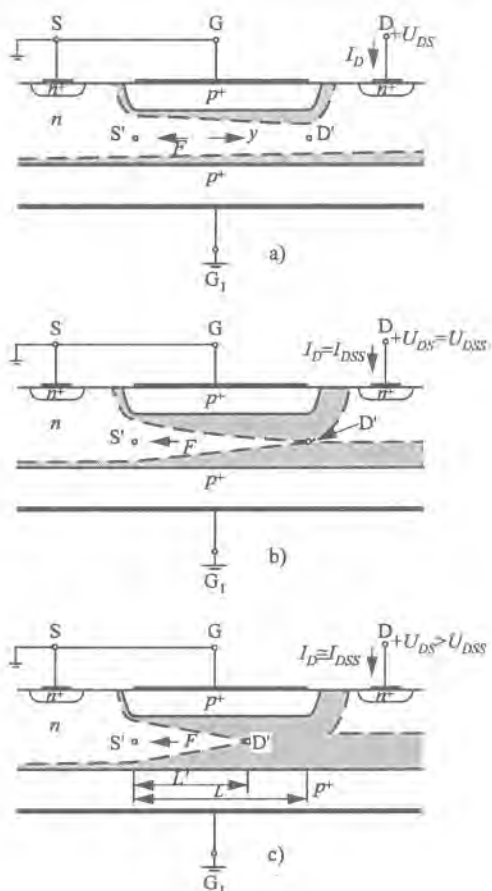
Usporedbom relacije (10.9) za napon zasićenja i relacije (10.7) za napon dodira proizlazi da su ti naponi jednakog iznosa i suprotnog predznaka, pa je:

$$U_{DSS} = -U_{GS0}. \quad (10.10)$$

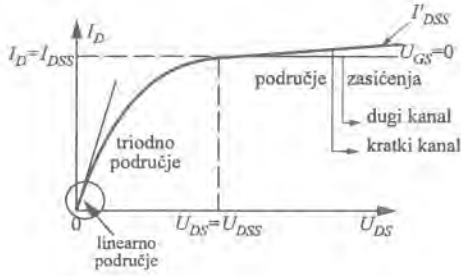
Kada se dostigne napon zasićenja, efektivna širina kanala u točki D' postaje neizmjereno mala i kanal se tu prekida. Međutim, to ne znači da će doći do prekida struje I_D jer bi time nestalo i omskog pada napona duž kanala, a time i reverzne polarizacije p^+n -spojeva s intenzitetom potrebnim za prekid kanala. Struja odvoda I_D koja odgovara uvjetu $U_{DS} = U_{DSS}$ i $U_{GS} = 0$ zove se **struja zasićenja** (engl. *saturation current*) pri nultom naponu U_{GS} i označava se sa I_{DSS} . Teorijski gledano to je maksimalna struja odvoda koja može teći pri naponu $U_{GS} = 0$. Ako se U_{DS} povećava iznad U_{DSS} , tada se točka D' giba prema točki S', pa efektivna dužina kanala više nije jednaka geometrijskoj dužini kanala L već je od nje manja i prema slici 10.6.c iznosi L' . Područja uvida i odvoda potpuno su međusobno razdvojena osiromašenim područjem na slici 10.6.c. Pri tome će pad napona između točaka S' i D' pri rastu napona U_{DS} iznad U_{DSS} biti konstantan i jednak U_{DSS} , dok će razlika $U_{DS} - U_{DSS}$ rasti s porastom U_{DS} sve jače reverzno polarizirajući p^+n -spojeve »gurajući« točku D' bliže uvodu. Kroz osiromašeno područje desno od točke D' prolazit će prema odvodu svi slobodni elektroni koji stignu do točke D', a to su elektroni koji daju struju I_{DSS} . Postojanje osiromašenog područja između točke D' i odvoda nije zapreka prolasku slobodnih elektrona kroz to područje. Oni prolaze kroz njega kao kroz osiromašeno područje reverzno polariziranog spoja kolektor-baza bipolarnog *nnpn*-tranzistora.

Ovisnost struje odvoda I_D o naponu U_{DS} za $U_{GS} = 0$ prikazana je na slici 10.7. Kod malih iznosa napona U_{DS} postoji linearna veza struje I_D i napona U_{DS} . Kod većih iznosa napona U_{DS} , ali manjih od U_{DSS} , struja I_D raste s naponom U_{DS} sporije nego u linearnom području, što je posljedica suženja kanala i porasta njegova otpora. Kod napona $U_{DS} = U_{DSS}$ struja I_D dostiže iznos I_{DSS} i dalje s porastom napona U_{DS} ne raste. Područje rada u kojem je $U_{DS} < U_{DSS}$ zove se **triodno područje** (engl. *triode region*). Područje gdje je $U_{DS} > U_{DSS}$ zove se **područje zasićenja** (engl. *saturation region*). Linearno područje (engl. *linear region*) je početni dio triodnog područja.

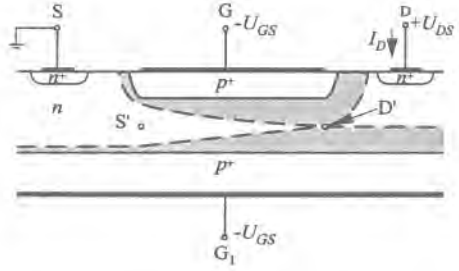
Ovdje opisani JFET pokazuje tendenciju prema konstantnom iznosu struje odvoda pri naponima $U_{DS} > U_{DSS}$. Takav JFET je element s **dugim kanalom** (engl. *long channel*) i



Slika 10.6. Uz analizu rada *n*-kanalnog JFET-a uz $U_{DS} > 0$ i $U_{GS} = 0$: a) kanal između uvida i odvoda je otvoren; b) dodir osiromašenih područja u točki D' pri naponu $U_{DS} = U_{DSS}$; c) efekt skraćivanja kanala s iznosa L na iznos L' pri naponu $U_{DS} > U_{DSS}$



Slika 10.7. Ovisnost struje odnosa I_D o naponu U_{DS} uz $U_{GS}=0$ s naznakom triodnog područja i područja zasićenja, te linearnog područja kao početnog dijela triodnog područja



Slika 10.8. Uz analizu rada n -kanalnog JFET-a uz $U_{GS} < 0$, $U_{DS} > 0$ kada je odnos napona U_{GS} i U_{DS} takav da se osiromašena područja dodiruju

karakteriziran je svojstvom da je efektivna dužina kanala L' na slici 10.6.c tek malo manja od geometrijske dužine kanala L kod uobičajenih iznosa napona U_{DS} . Ako to nije točno, tada se omjer L'/L znatnije razlikuje od 1 i struja u području zasićenja pri $U_{DS} > U_{DSS}$ nije konstantna već prima iznos:

$$I'_{DSS} = I_{DSS} \frac{L}{L'} > I_{DSS} \quad (10.11)$$

označen na slici 10.7. Kako s porastom napona U_{DS} iznad U_{DSS} efektivna dužina kanala L' postaje sve manja, I'_{DSS} stalno raste s naponom U_{DS} u području zasićenja, te se o pravom zasićenju ne može govoriti. Takav element zove se element s **kratkim kanalom** (engl. *short channel*). Pojava smanjenja dužine kanala poznata i pod nazivom **modulacija dužine kanala** (engl. *channel-length modulation*) osobito je izražena kod MOS FET-ova temeljenih na strukturi metal - silicijev dioksid - silicij, i toj će se pojavi kasnije obratiti odgovarajuća pažnja.

Što će se dogoditi ako odustanemo od pretpostavke da je $U_{GS} = 0$ i ako oba p^+ -područja polariziramo reverzno prema n -kanalu dovođenjem na obje upravljačke elektrode G i G_1 napona $U_{GS} < 0$ (slika 10.8)? Pri tome pretpostavimo da je uz zadani U_{DS} napon U_{GS} upravo takav da se gornje i donje osiromašeno područje dodiruju u točki D'. Na tom je mjestu širina osiromašenog područja $x_n = a$, što uz napon reverzne polarizacije $U_{DS} - U_{GS}$ daje relaciju:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}(U_K + U_{DS} - U_{GS})} = a. \quad (10.12)$$

Rješenjem po U_{DS} dobiva se:

$$U_{DS} = \frac{qN_D a^2}{2\varepsilon} - U_K + U_{GS}, \quad U_{GS} < 0, \quad (10.13)$$

gdje je U_{DS} napon točno na granici triodnog područja i područja zasićenja. Kada je $U_{GS} = 0$, relacija (10.13) prelazi u relaciju (10.9). Gornja relacija pokazuje da prisutnost napona U_{GS}

na upravljačkoj elektrodi smanjuje iznos napona U_{DS} kod kojega počinje područje zasićenja u odnosu na slučaj kada je $U_{GS} = 0$.

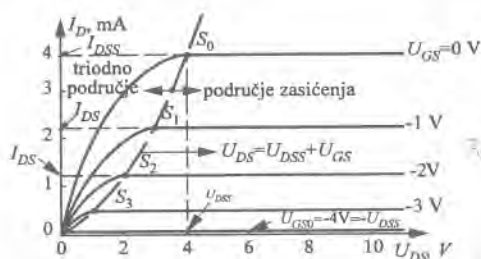
Ako napon U_{DS} pri konstantnom U_{GS} raste iznad iznosa određenog relacijom (10.13) nastat će situacija poput one na slici 10.6.c i točka D' selit će se prema točki S', što znači da tranzistor dolazi u područje zasićenja. Međutim, struja I_D u području zasićenja bit će u tom slučaju manja od struje I_{DSS} . S porastom negativnog U_{GS} struja odvoda u području zasićenja bit će to manja što je U_{GS} iznosom veći. To se vidi iz karakteristikama jednog tipičnog n -kanalnog JFET-a na slici 10.9. Te se karakteristike zovu **izlazne karakteristike** (engl. *output characteristics*) jer izlaznu struju I_D povezuju s izlaznim naponom U_{DS} uz napon ulazne (upravljačke) elektrode kao parametar. Granica između triodnog područja i područja zasićenja označena je crtkanom krivuljom kroz točke S_0 , S_1 , S_2 i S_3 , koje pri zadanom iznosu parametra U_{GS} označavaju granicu dvaju područja rada. Vidljivo je da u tom slučaju napon U_{DSS} iznosi 4 V, a napon dodira U_{GS0} iznosi -4 V, pa je $U_{DSS} = -U_{GS0}$. S porastom iznosa negativnog U_{GS} dolazi do pada struje odvoda u području zasićenja i do sniženja napona U_{DS} na granici triodnog područja i područja zasićenja u skladu s relacijom (10.3), koja zajedno s relacijom (10.9) daje graničnu vrijednost napona U_{DS} u točkama S_1 , S_2 , ... u obliku:

$$U_{DS} = U_{DSS} + U_{GS} \quad , \quad U_{GS} < 0 \quad . \quad (10.14)$$

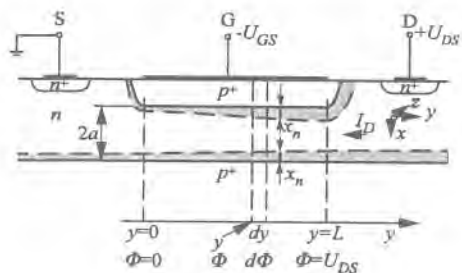
Karakteristike na slici 10.9. u području zasićenja nisu ekvidistantne. S porastom negativnog U_{GS} za konstantni iznos izlazne karakteristike se zgušnjavaju jer im je vertikalni razmak sve manji. To je posljedica nelinearne ovisnosti širine osiromašenih područja o naponu U_{GS} , o čemu će biti više rečeno kasnije. Iz slike 10.9. jasno je vidljivo da JFET u području zasićenja pokazuje svojstvo **upravljivog strujnog izvora** jer struja odvoda ne ovisi o naponu U_{DS} , odnosno izlazna struja ne ovisi o izlaznom naponu. Pri tome se iznosom izlazne struje upravlja ulaznim naponom U_{GS} . Zato se JFET može tretirati kao **strminski** ili **transkonduktivni** element jer mu je osnovni parametar, kao što će se kasnije pokazati, strmina definirana omjerom promjene izlazne struje i male promjene ulaznog napona pri konstantnom naponu na izlazu.

10.4. Matematička analiza rada JFET-a

Matematičku analizu rada JFET-a dat ćemo na primjeru elementa na slici 10.1., pri čemu ćemo pretpostaviti da su upravljačke elektrode G i G_1 međusobno kratko spojene i dovedene na isti potencijal $U_{GS} < 0$. Napon $U_{DS} > 0$ između odvoda i uvida ima iznos koji odgovara bilo triodnom području bilo području zasićenja. Pretpostavit ćemo da je u pitanju JFET s dugim kanalom, što približno znači da je dužina kanala L u y -smjeru bar dva puta veća od tehnološke širine kanala u x -smjeru $2a$. Pri tome je redovito širina kanala u z -smjeru dosta



Slika 10.9. Izlazne karakteristike n -kanalnog JFET-a s dugim kanalom



Slika 10.10. Uz određivanje ovisnosti I_D o U_{DS} i U_{GS}

veća od dužine kanala ($W \gg L$). Kod elemenata s dugim kanalom može se pretpostaviti da silnice električnog polja u osiromašenim područjima s gornje i s donje strane kanala djeluju vertikalno (x smjer), dok električno polje u neutralnom kanalu koje dovodi do driftnog gibanja slobodnih elektrona djeluje samo horizontalno. Razdvajanje električnog polja u osiromašenom području od električnog polja u neutralnom kanalu omogućuje rješavanje jednodimenzionalne Poissonove jednadžbe posebno u osiromašenom području s obje strane kanala i posebno u neutralnom kanalu. Tu metodu

matematičke analize JFET-a uveo je W.Shockley i ona se zove **aproksimacija gradiranim kanalom** (engl. *gradual-channel approximation*). Upotrebom tog pristupa može se rad JFET-a matematički opisati bez rješavanja dvodimenzionalne parcijalne diferencijalne jednadžbe.

Za određivanje ovisnosti struje odvoda I_D o naponu U_{DS} pri zadanome naponu U_{GS} može poslužiti prikaz na slici 10.10. Potencijal duž kanala u y-smjeru raste od iznosa $\Phi = 0$ na početku kanala ($y = 0$) do iznosa $\Phi = U_{DS}$ na kraju kanala ($y = L$). Pri tome se zanemaruje serijski otpor epitaksijalnog sloja između vanjskog priključka uvida i početka kanala te između vanjskog priključka odvoda i kraja kanala. Ta zanemarenja ne djeluju na karakter ovisnosti struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} , i ovdje neće biti razmatrana. Međutim, njihov utjecaj na rad tranzistora posebno će se razmotriti pri analizi djelovanja efekata višega reda.

Protjecanje struje odvoda kroz neutralni kanal dovodi do inkrementalnog pada napona $d\Phi$ na inkrementalnoj dužini kanala dy . Taj pad napona jednak je umnošku struje I_D i inkrementalnog otpora kanala dR određenog izrazom:

$$dR = \frac{\rho dy}{2(a - x_n)W} \quad (10.15)$$

gdje pojedine oznake imaju uobičajena značenja. Uvrštenjem relacije (10.2) za specifični otpor kanala ρ dobiva se za $d\Phi$ relacija:

$$d\Phi = I_D dR = \frac{I_D dy}{2q\mu_n N_D (a - x_n)W} \quad (10.16)$$

Ta relacija uključuje pretpostavku o uniformnom dopiranju kanala donorskom koncentracijom N_D i o driftnom karakteru struje odvoda I_D . Kod elemenata s dugim kanalom pretpostavka o driftnom karakteru je posve korektna.

Zbog pada napona Φ u y-smjeru mijenja se iznos napona reverzne polarizacije p - n -spojeva s gornje i s donje strane neutralnog kanala. Pri tome širina osiromašenih područja x_n na udaljenosti y od početka kanala iznosi:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}} (U_K - U_{GS} + \Phi), \quad U_{GS} < 0, \Phi > 0 \quad (10.17)$$

gdje je Φ potencijal na mjestu y . Na početku kanala ($y=0$) je $\Phi=0$ i tu napon reverzne polarizacije iznosi $U_K - U_{GS}$, što mu je najmanji iznos, pa je tu i x_n najmanji. Na kraju kanala ($y=L$) je $\Phi=U_{DS}$, napon reverzne polarizacije iznosi $U_K - U_{GS} + U_{DS}$, što mu je najveći iznos, pa je tu i x_n najveći. Širina osiromašenog područja x_n raste kontinuirano s y -om idući od uvida ka odvodu prema slici 10.10.

Pomoću relacija (10.16) i (10.17) dobiva se diferencijalna jednačba JFET-a u obliku:

$$2q\mu_n N_D W \left[a - \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}} (U_K - U_{GS} + \Phi) \right] d\Phi = I_D dy. \quad (10.18)$$

Integriranjem te diferencijalne jednačbe u granicama od 0 do L po y i u granicama od 0 do U_{DS} po Φ , dobiva se ovisnost struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} u obliku:

$$I_D = G_0 \left\{ U_{DS} - \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{U_K - U_{GS0}}} \left[(U_K - U_{GS} + U_{DS})^3 - (U_K - U_{GS})^3 \right] \right\}, \quad (10.19)$$

gdje je G_0 određen izrazom (10.6), a U_{GS0} izrazom (10.7).

U početnom dijelu triodnog područja je $U_{DS} \ll U_K - U_{GS}$ i tada relacija (10.19) prelazi u relaciju (10.5) ako se pri tome uzme u obzir relacija (10.7). Kod većih iznosa napona U_{DS} struja I_D pri porastu U_{DS} ne raste više po linearnom zakonu, već sporije, što odgovara triodnom području. Štruja odvoda dostiže svoj maksimalni iznos kada je:

$$\left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}} \right|_{U_{GS}} = 0 \quad (10.20)$$

Deriviranjem struje I_D po U_{DS} uz konstantni U_{GS} i izjednačavanjem derivacije s nulom dobiva se U_{DS} , koji odgovara maksimalnom I_D pri zadanom U_{GS} u obliku:

$$U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0} = U_{GS} + U_{DSS}, \quad (10.21)$$

što je identično relaciji (10.14). Uvrštenjem gornjeg iznosa U_{DS} u relaciju (10.29), dobiva se maksimalni I_D , koji ćemo označiti sa I_{DS} :

$$I_{DS} = G_0 \left\{ U_{GS} - U_{GS0} - \frac{2}{3} (U_K - U_{GS0}) \left[1 - \left(\frac{U_K - U_{GS}}{U_K - U_{GS0}} \right)^2 \right] \right\}^3. \quad (10.22)$$

Kada je $U_{GS} = U_{GS0}$, gornja relacija daje $I_{DS} = 0$. Najviši iznos struje I_{DS} dobiva se kada je $U_{GS} = 0$. Ta struja na slici 10.9. označena je s I_{DSS} i iznosi:

$$I_{DSS} = G_0 \left[-U_{GS0} - \frac{2}{3}(U_K - U_{GS0}) \left[1 - \left(\frac{U_K}{U_K - U_{GS0}} \right)^2 \right] \right]^3 \quad (10.23)$$

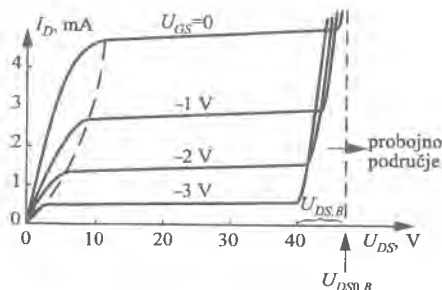
Struje I_{DSS} i I_D naznačene su na slici 10.9. Kada struja I_D dostigne maksimalni iznos, ona bi daljim rastom U_{DS} iznad iznosa određenog relacijom (10.21) opadala prema relaciji (10.15). Međutim, to je samo matematička fikcija jer u skladu s fizikalnom slikom danom u dijelu 10.3. struja odvoda, kada dostigne maksimalni iznos, taj iznos zadržava dolazeći u područje zasićenja. Prema tome relacija (10.19) odnosi se samo na triodno područje, dakle vrijedi do napona $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$. Kod napona $U_{DS} \geq U_{GS} - U_{GS0}$ je $I_D = I_{DS}$ za $U_{GS} < 0$, odnosno $I_D = I_{DSS}$ za $U_{GS} = 0$.

10.5. Statičke karakteristike JFET-a

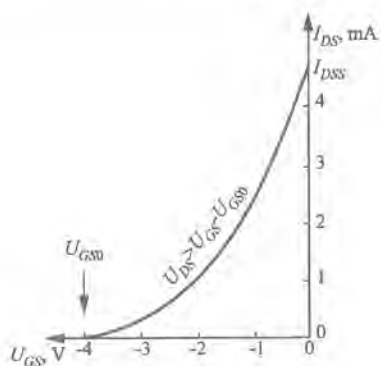
Relacija (10.19) pokazuje ovisnost izlazne struje I_D o izlaznom naponu U_{DS} i ulaznom naponu U_{GS} . Pomoću te relacije moguće je nacrtati dvije familije statičkih karakteristika JFET-a. Najčešće se koriste izlazne karakteristike koje daju ovisnost izlazne struje I_D o izlaznom naponu U_{DS} uz ulazni napon U_{GS} kao parametar. Te su karakteristike za jedan n -kanalni JFET već prije prikazane na slici 10.9. Karakteristike realnih JFET-ova u osnovi se bitnije ne razlikuju od karakteristika na slici 10.9., pri čemu numerički iznosi pojedinih električnih veličina mogu znatnije varirati od elementa do elementa. Realni elementi, posebno s kraćim kanalom, mogu imati blag nagib izlaznih karakteristika u području zasićenja u skladu s relacijom (10.11) i slikom 10.7. Ako se napon U_{DS} povećava, rast će napon reverzne polarizacije p^+n -spojeva s obje strane neutralnog kanala. Pri tome će najveći iznos reverzne polarizacije postojati na mjestu $y=L$. Kod određenog napona $U_{DS0,B}$ pri $U_{GS} = 0$ dolazi do proboja reverzno polariziranih p^+n -spojeva i do vrlo naglog rasta struje odvoda. Ako je $U_{GS} < 0$, tada će probojni napon $U_{DS,B}$ iznositi:

$$U_{DS,B} = U_{DS0,B} + U_{GS} < U_{DS0,B} \quad (10.24)$$

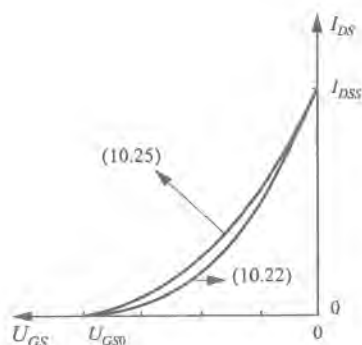
jer $U_{GS} < 0$ dodatno reverzno polarizira p^+n -spojeve. S porastom negativnog U_{GS} smanjuje se probojni napon $U_{DS,B}$, što je vidljivo i iz slike 10.11.



Slika 10.11. Izlazne karakteristike jednog realnog n -kanalnog JFET-a s uključenim područjem proboja



Slika 10.12. Prijenosna karakteristika n -kanalnog JFET-a u području zasićenja



Slika 10.13. Prijenosna karakteristika JFET-a na temelju točnog izraza (10.22) i približnog izraza (10.25), u području zasićenja

Ako se kao koordinatni sustav za prikaz relacije (10.19) odabere $I_D - U_{GS}$ koordinatni sustav uz U_{DS} kao parametar, dobivaju se **prijenosne** (engl. *transfer*) karakteristike JFET-a. U području zasićenja prijenosne karakteristike određene su relacijom (10.22). Kako u toj relaciji egzistira samo napon U_{GS} , a napona U_{DS} nema, proizlazi da će se u području zasićenja sve prijenosne karakteristike međusobno podudarati, ako se zanemari efekt modulacije dužine kanala. Prijenosna karakteristika jednog n -kanalnog JFET-a prikazana je grafički na slici 10.12.

U praktičnim primjenama često se radi jednostavnosti umjesto relativno složenog izraza (10.22) za prijenosnu karakteristiku u području zasićenja primjenjuje jednostavan izraz oblika:

$$I_{DS} = I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_{GS0}} \right)^2 \quad (10.25)$$

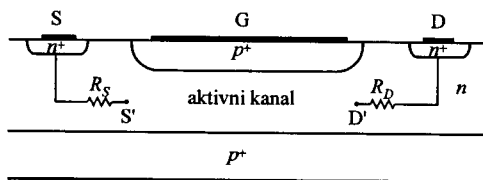
Taj izraz vrlo dobro aproksimira teorijski točan izraz (10.22). Može se eksperimentalno pokazati da kod realnih JFET-ova gdje kanal nije uniformno dopiran u smjeru x stvarna prijenosna karakteristika leži u području između krivulja određenih izrazima (10.22) i (10.25). Kako je relacija (10.25) mnogo jednostavnija od relacije (10.22), a dovoljno je točna, u sklopovskim se primjenama najčešće upotrebljava oblik (10.25) prijenosne karakteristike. Radi usporedbe relacije (10.22) i (10.13) prikazane su u istom koordinatnom sustavu na slici 10.13.

Ovdje nacrtane karakteristike JFET-a odnose se na n -kanalni element. Slične karakteristike vrijede i za p -kanalni JFET, pri čemu se predznaci pojedinih električnih veličina razlikuju. Naponi U_{GS} i U_{GS0} su pozitivni, napon U_{DS} je negativan. Struja odnosa koja po konvenciji teče iz vanjskog kruga u tranzistor ovdje ima negativan predznak jer stvarno teče iz tranzistora. U kvantitativnom pogledu, kod jednakih apsolutnih iznosa napona U_{DS} , U_{GS} i U_{GS0} , struja odnosa kod p -kanalnog JFET-a uvijek je manja po apsolutnom iznosu

od struje odvoda n -kanalnog JFET-a, i to približno za faktor μ_p/μ_n jer se struje odvoda prema relaciji 10.19. odnose kao pokretljivosti većinskih nosilaca u kanalu.

10.6. Utjecaj serijskih otpora uvida i odvoda na rad JFET-a

U dosadašnjim razmatranjima zanemaren je utjecaj omskih padova napona izazvanih protjecanjem struje odvoda kroz epitaksijalni sloj između vanjskog priključka odvoda i točke



Slika 10.14. Prikaz serijskih otpora uvida R_S i odvoda R_D

D' na kraju kanala, odnosno između točke S' na početku kanala i vanjskog priključka uvida (v. sl. 10.6). Ti padovi napona podijeljeni strujom odvoda daju serijske otpore odvoda R_D i uvida R_S prema slici 10.14. Za zadani element iznosi otpora R_D i R_S ne ovise o radnim naponima i strujama jer pripadaju pasivnim dijelovima tranzistorske strukture. Iznosi im ovise o koncentraciji donora u epitaksijalnom sloju i o geometrijskoj konfiguraciji tranzistora. Utjecaj serijskih otpora na statičke karakteristike

elementa može se kvalitativno analizirati pomoću odnosa koji proizlaze iz slike 10.15. Vanjske stezaljke elementa su G, D i S, dok su interne stezaljke D' i S'. Upravljačka elektroda ima samo vanjsku stezaljku. Između vanjskih napona U_{DS} i U_{GS} , internih napona U'_{DS} i U'_{GS} , te struje I_D , postoje odnosi:

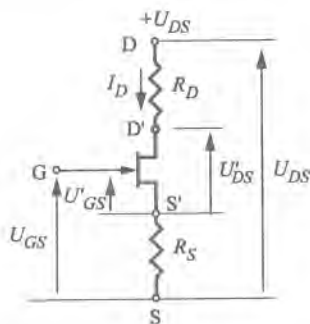
$$U'_{DS} = U_{DS} - I_D(R_D + R_S), \quad (10.26)$$

$$U'_{GS} = U_{GS} - I_D R_S. \quad (10.27)$$

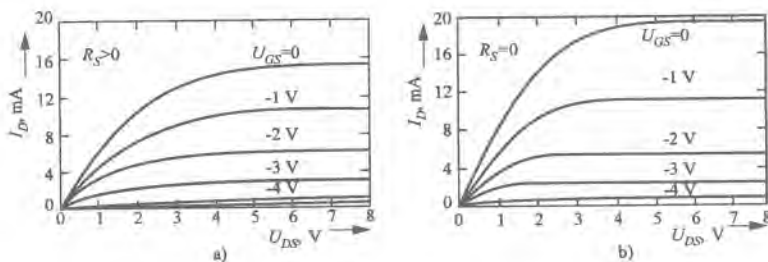
U početnom, linearnom dijelu triodnog područja struja I_D ovisi i o U_{GS} i o U_{DS} . Kako otpor uvida R_S smanjuje iznos napona upravljačke elektrode prema internom uvodu, a zbroj otpora R_D i R_S iznos napona internog odvoda prema internom uvodu, efektivno raste otpor kanala, što se očituje u manjoj strmini izlazne karakteristike u linearnom području. U području zasićenja struja I_D praktički ne ovisi o U_{DS} , ali bitno ovisi o U_{GS} . Kako prema relaciji (10.27) otpor R_S izravno smanjuje napon upravljačke elektrode prema uvodu, struja I_D u području zasićenja ima manji iznos nego u idealnom slučaju kada je $R_S = 0$. Otpor uvida R_S veoma utječe na prienosnu karakteristiku JFET-a smanjujući njezin nagib u području zasićenja zbog efekta **negativne povratne veze** (engl. *negative feedback*) u dinamičkom režimu rada¹. Istodobno, serijski otpor odvoda R_D u području zasićenja ne utječe bitnije na statičke karakteristike u području zasićenja jer u tom području I_D praktički ne utječe na iznos napona upravljačke elektrode prema uvodu. Kako je utjecaj serijskog otpora uvida mnogo izraženiji na rad JFET-a od utjecaja serijskog otpora odvoda, konstrukcijom JFET-a nastoji se osigurati ponajprije što manji iznos otpora R_S .

¹ O negativnoj povratnoj vezi vidjeti mnogo opširnije npr. u tekstu [10.10] u popisu literature uz ovo poglavlje

Radi boljeg uvida u utjecaj otpora R_S na rad n -kanalnog JFET-a, na slici 10.16. prikazane su izlazne karakteristike dobivene eksperimentalno, dakle uz u obzir uzet R_S (slika 10.16.a), i izlazne karakteristike istog elementa dobivene na temelju teorijskog izraza (10.19), dakle uz $R_S = 0$ (slika 10.16.b).



Slika 10.15. Određivanje utjecaja serijskih otpora uvida i odvoda na karakteristike JFET-a



Slika 10.16. Utjecaj serijskog otpora uvida R_S na izlazne karakteristike JFET-a: a) eksperimentalne krivulje ($R_S > 0$); b) teorijske krivulje prema relaciji (10.19) ($R_S = 0$)

10.7. Dinamički parametri JFET-a u režimu malih izmjeničnih signala

Trenutna ukupna vrijednost struje odvoda i_D određena je trenutnim ukupnim vrijednostima napona između odvoda i uvida u_{DS} , te upravljačke elektrode i uvida u_{GS} . U općem slučaju ovisnost je oblika:

$$i_D = i_D(u_{DS}, u_{GS}). \quad (10.28)$$

Sve tri veličine u toj relaciji su algebarska suma istosmjerne i izmjenične komponente:

$$u_{DS} = U_{DS} + u_{ds}, \quad (10.29)$$

$$u_{GS} = U_{GS} + u_{gs}, \quad (10.30)$$

$$i_D = I_D + i_d. \quad (10.31)$$

Istosmjerna komponenta potrebna je za dovođenje elementa u odgovarajuće područje rada. Pri tome se pretpostavlja da je izmjenična komponenta toliko mala da se može primijeniti princip superpozicije detaljno opisan u dijelu 5.13.

Do promjene struje i_D općenito dolazi radi promjene napona u_{DS} i u_{GS} . Promjena je određena totalnim diferencijalom struje i_D :

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} du_{DS} + \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} du_{GS} \quad (10.32)$$

Diferencijali du_{DS} , du_{GS} i di_D mogu se aproksimirati malim prirastima istih veličina Δu_{DS} , Δu_{GS} i Δi_D , a ovi opet trenutnim vrijednostima malih izmjeničnih signala u_{ds} , u_{gs} i i_d , pa se dobiva:

$$i_d = \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} u_{gs} + \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} u_{ds} \quad (10.33)$$

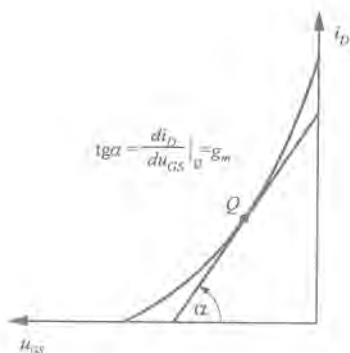
Veličina

$$\frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \cong \frac{\Delta i_D}{\Delta u_{GS}} \cong \frac{i_d}{u_{gs}} \equiv g_m \quad (10.34)$$

zove se **strmina** (engl. *transconductance*) JFET-a. Određena je nagibom prijenosne karakteristike. Kako nagib ovisi o naponu U_{GS} , i strmina će ovisiti o iznosu toga napona. U polju izlaznih karakteristika strmina je određena vertikalnim razmakom među krivuljama. Taj razmak raste kada struja odvoda raste, pa će i strmina rasti s porastom struje odvoda.

Veličina:

$$\frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \cong \frac{\Delta i_D}{\Delta u_{DS}} \cong \frac{i_d}{u_{ds}} \equiv \frac{1}{r_d} \quad (10.35)$$

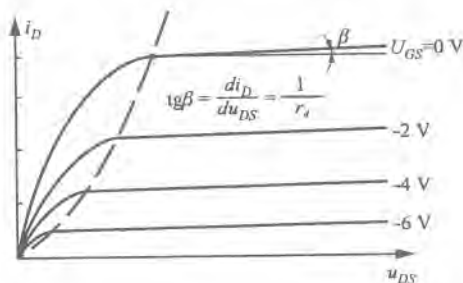


Slika 10.17. Geometrijsko značenje strmine g_m JFET-a

zove se **dinamička vodljivost odvoda** (engl. *drain conductance*), dok je r_d **dinamički otpor odvoda** (engl. *drain resistance*). Dinamička vodljivost određena je nagibom izlaznih karakteristika, što znači da joj je iznos najveći u početnom dijelu triodnog područja, gdje je nagib izlaznih karakteristika najveći. Kroz triodno područje nagib izlaznih karakteristika opada s porastom napona u_{DS} pa opada i dinamička vodljivost odvoda. U području zasićenja nagib izlaznih karakteristika je vrlo malen, pa je dinamička izlazna vodljivost vrlo mala.

Geometrijsko značenje g_m prikazano je na slici 10.17. uz pomoć prijenosne karakteristike, a geometrijsko značenje r_d^{-1} u području zasićenja na slici 10.18. uz pomoć izlaznih karakteristika. Strminu obično izražavamo u mA/V, jer promjena napona u_{GS} reda 1V izaziva promjenu struje odvoda reda 1 mA. Dinamički otpor uoda izražavamo najčešće u području zasićenja u kΩ i MΩ i tipičan mu je iznos 100 kΩ do 2 MΩ.

Strmina JFET-a može se odrediti i analitički na temelju definicijskog izraza. Deriviranjem ovisnosti (10.19) po U_{GS} uz U_{DS} konstantno dobiva se:



Slika 10.18. Geometrijsko značenje dinamičke vodljivosti odvoda r_d^{-1}

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} = \left. \frac{dI_D}{dU_{GS}} \right|_{U_{DS}} = \frac{G_0}{\sqrt{U_K - U_{GS0}}} \left[\sqrt{U_K - U_{GS} + U_{DS}} - \sqrt{U_K - U_{GS}} \right]. \quad (10.36)$$

U linearnom dijelu triodnog područja ta relacija prelazi u:

$$g_m = \frac{G_0}{2} \cdot \frac{U_{DS}}{\sqrt{(U_K - U_{GS0})(U_K - U_{GS})}}, \quad (10.37)$$

a u području zasićenja u:

$$g_m = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{U_K - U_{GS}}{U_K - U_{GS0}}} \right] = \frac{2 \cdot G_0 \cdot (U_K - U_{GS})}{(U_K - U_{GS0})} \quad (10.38)$$

Slično se za dinamičku vodljivost odvoda pomoću relacija (10.19) i (10.35) dobiva:

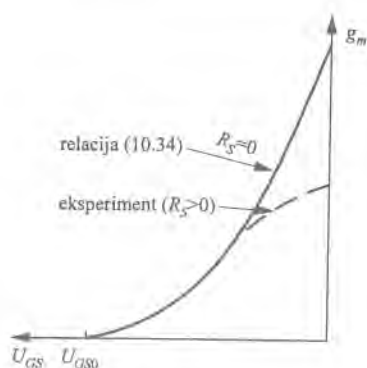
$$\frac{1}{r_d} = \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} = \left. \frac{dI_D}{dU_{DS}} \right|_{U_{GS}} = G_0 \left[1 - \sqrt{\frac{U_K - U_{GS} + U_{DS}}{U_K - U_{GS0}}} \right]. \quad (10.39)$$

U linearnom dijelu triodnog područja relacija (10.39) izravno prelazi u relaciju (10.38), što znači da je strmina JFET-a u području zasićenja jednaka dinamičkoj vodljivosti odvoda za $U_{DS}=0$.

Eksperimentalno se može pokazati da se strmina realnog JFET-a u području zasićenja približno pokorava relaciji (10.36) kod relativno niskih iznosa struje odvoda. Značajna odstupanja se javljaju kod većih iznosa struje odvoda zbog djelovanja serijskog otpora uvoda R_S na ulazni napon. Kako R_S prema relaciji (10.27) smanjuje iznos ulaznog napona, smanjuje se i iznos strmine. Može se pokazati da **efektivna strmina** g'_m (engl. *effective transconductance*) ovisi o R_S u skladu s relacijom²:

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + g_m R_S} \quad (10.40)$$

² Izvod vidjeti u [10.10].



Slika 10.19. Teorijska ($R_S = 0$) i eksperimentalna ovisnost ($R_S > 0$) strmine o naponu U_{GS}

Serijski otpor uvida R_S dovodi do smanjenja iznosa efektivne strmine to više što je R_S veći. Kada je $g_m R_S = 1$, tada je $g'_m = 0,5 g_m$. Kada $R_S \rightarrow \infty$ tada $g'_m \rightarrow R_S^{-1}$. S porastom iznosa R_S efektivna strmina je sve manja, ali je njezin iznos sve stabilniji s obzirom na promjene g_m . Efekt smanjenja iznosa strmine zbog djelovanja serijskog otpora uvida zove se **degeneracija uvida** (engl. *source degeneration*). Taj efekt znatno utječe na rad JFET-a u elektroničkim sklopovima i često se primjenjuje kao metoda povećanja stabilnosti karakteristika elektroničkih sklopova, pri čemu se najčešće R_S samoga JFET-a umjetno povećava dodavanjem vanjskog serijskog otpora uvida.

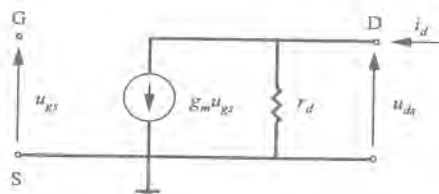
Teorijska i eksperimentalna krivulja ovisnosti strmine o naponu U_{GS} prikazana je na slici 10.19. Teorijska krivulja odgovara slučaju $R_S = 0$, a eksperimentalna slučaju $R_S > 0$.

10.8. Nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal

Pomoću relacija (10.33), (10.34) i (10.35) može se pisati:

$$I_d = g_m u_{gs} + \frac{1}{r_d} u_{ds} \quad (10.41)$$

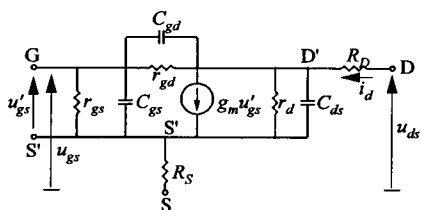
Ta se relacija odnosi na izmjenične komponente odgovarajućih električkih veličina u režimu malog izmjeničnog signala. Izmjenična struja odvoda sastoji se od dviju komponenti. Prva je struja $g_m u_{gs}$ upravljana ulaznim izmjeničnim naponom u_{gs} , pri čemu je faktor konverzije ulaznog napona u izlaznu struju strmina tranzistora. Druga komponenta je struja koju izlazni napon u_{ds} tjera kroz izlazni ili dinamički otpor odvoda r_d . U skladu s rečenim JFET se u režimu malog izmjeničnog signala može opisati nadomjesnim sklopom na slici 10.20. Ulazni krug prikazan je otvorenim ulaznim stezaljkama, što odgovara vrlo velikom iznosu



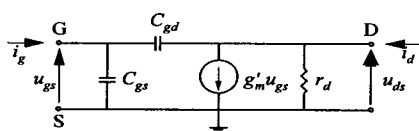
Slika 10.20. Nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal u području niskih frekvencija

dinamičkog otpora reverzno polariziranog p - n -spoja između upravljačke elektrode i uvida. Pri tome zanemarujemo vrlo malu reverznu struju toga spoja. Izlazni krug prikazan je strujnim izvorom definiranim relacijom (10.41). To je **zavisni strujni izvor** upravljani ulaznim naponom.

Nadomjesni sklop na slici 10.20. odgovara idealiziranom JFET-u u području niskih frekvencija. Da se bolje opiše ponašanje realnog JFET-a, ne samo na niskim već i na srednjim i na visokim frekvencijama treba uzeti



Slika 10.21. Potpuni nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal za područje srednjih i visokih frekvencija



Slika 10.22. Nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal na najvišim radnim frekvencijama

u obzir dodatne parazitne efekte i elemente. Na taj se način dobiva potpun nadomjesni sklop JFET-a za mali izmjenični signal na slici 10.21.

U ulaznom krugu, između vanjskog priključka upravljačke elektrode i internog uvoda S' , djeluje RC član sastavljen od otpora r_{gs} i kapaciteta C_{gs} . Otpor r_{gs} simbolizira utjecaj struje reverzno polariziranog p^+n -spoja na ulazu u tranzistor. Kod dobro procesiranih elemenata taj otpor iznosi nekoliko desetaka do nekoliko stotina $M\Omega$ i redovito se može ispustiti iz nadomjesnog sklopa. Kapacitet C_{gs} je paraziti kapacitet između upravljačke elektrode i internog uvoda. To je naponski ovisan kapacitet i određen je kapacitetom reverzno polariziranog p^+n -spoja, odnosno njegova dijela bližeg uvodu. Taj kapacitet je vrlo mali (reda 1 pF) i osim na najvišim frekvencijama može se zanemariti.

U izlaznom krugu djeluje zavisni strujni izvor već sadržan na slici 10.20. s tom razlikom što ne daje struju $g_m u_{gs}$ već struju $g_m u'_{gs}$, gdje je u'_{gs} stvarni ulazni signal koji djeluje između upravljačke elektrode i internog uvoda S' . Dodan je serijski otpor odvoda R_S između internog uvoda S' i vanjskog priključka odvoda S , te serijski otpor odvoda R_D između internog odvoda D' i vanjske stezaljke odvoda D (v. sliku 10.14. i 10.15). U izlaznom krugu djeluje još dinamički otpor odvoda r_d , kojemu je tipičan iznos 0,1 do 2 $M\Omega$, te kapacitet C_{ds} između internog odvoda D' i internog uvoda S' . Taj je kapacitet vrlo malen i redovito se može zanemariti.

Između upravljačke elektrode i internog odvoda D' djeluje RC član sastavljen od otpora r_{gd} i kapaciteta C_{gd} . Otpor r_{gd} određen je reverznom strujom p^+n -spoja u dijelu toga spoja okrenutog bliže odvodu. Kapacitet C_{gd} je kapacitet istog reverzno polariziranog p^+n -spoja okrenutog bliže odvodu. Otpor r_{gd} istog je reda veličine kao i r_{gs} , a kapacitet C_{gd} istog reda veličine kao i C_{gs} .

U području najviših frekvencija nadomjesni sklop na slici 10.21. degenerira u nadomjesni sklop na slici 10.22. Ispušteni su otpori r_{gs} , r_{gd} jer ih kratko spajaju paralelno dodane kapacitivnosti. Otpor R_D je zanemaren jer izlazni krug ima u biti svojstvo strujnog izvora. Serijski otpor uvoda R_S uračunat je tako da je struja $g_m u'_{gs}$ nadomeštena strujom $g'_m u_{gs}$. Posljedica djelovanja ulaznog kapaciteta C_{gs} je konačan iznos ulazne izmjenične struje i_g kojoj još pridonosi i kapacitet C_{gd} između ulaznog i izlaznog kruga.

10.9. Gornja granična frekvencija JFET-a

Gornja granična frekvencija ili maksimalna radna frekvencija (engl. *maximum operating frequency*) JFET-a f_g definira se kao ona frekvencija kod koje je uz kratkospojeni izlazni krug ulazna struja i_g jednaka izlaznoj struji i_d . Ako se pretpostavi da je na slici 10.22. $u_{ds} = 0$, tada je:

$$i_g = 2\pi f (C_{gs} + C_{gd}) u_{gs}, \quad (10.42)$$

$$i_d = g'_m u_{gs}, \quad (10.43)$$

što uz $i_d = i_g$ daje gornju graničnu frekvenciju:

$$f = f_g = \frac{g'_m}{2\pi (C_{gs} + C_{gd})}. \quad (10.44)$$

Gornja granična frekvencija raste sa strminom i opada s parazitnim kapacitetima ulaznog kruga. Za procjenu mogućeg dometa JFET-a u frekvencijskom smislu može poslužiti gornja relacija kada je g'_m maksimalan, a $C_{gs} + C_{gd}$ minimalan. Maksimalni g'_m jednak je g_m , a taj je iznos opet prema relaciji (10.38) manji od vodljivosti otvorenog kanala G_0 . Kapacitet $C_{gs} + C_{gd}$ uz kratko spojeni izlaz je ukupni kapacitet upravljačke elektrode C_g . Taj kapacitet iznosi:

$$C_g = C_{gs} + C_{gd} = 2WL \frac{\epsilon}{\bar{x}_n}, \quad (10.45)$$

gdje je $\bar{x}_n$ prosječna širina osiromašenog područja reverzno polariziranog ulaznog p^+n -spoja. Faktor 2 uzima u obzir činjenicu postojanja dva p^+n -spoja, pri čemu svaki ima površinu WL . Kapacitet C_g ima najmanji iznos kada je $\bar{x}_n$ maksimalan, a to znači jednak a . Dakle je:

$$C_{g, \min} = 2WL \frac{\epsilon}{a}, \quad (10.46)$$

Pomoću izraza (10.44), (10.46) i (10.6) dobiva se:

$$f_g < \frac{g_m}{2\pi C_{g, \min}} = \frac{q\mu_n N_D a^2}{2\pi \epsilon L^2}. \quad (10.47)$$

Gornji izraz je samo **procjena** frekvencijskog dometa JFET-a, a ne njegov točni iznos. Gornja granična frekvencija raste s porastom širine kanala, a opada s porastom njegove dužine. Porastu gornje granične frekvencije pridonosi porast koncentracije donora u kanalu. Gornja granična frekvencija razmjerna je i pokretljivosti slobodnih elektrona kao većinskih nosilaca u kanalu. Kod p -kanalnog JFET-a struju kroz kanal čine šupljine koje imaju manju

pokretljivost nego elektroni pa je f_g za p -kanalni JFET za faktor μ_p / μ_n puta manji nego za n -kanalni JFET uz iste iznose ostalih veličina.

10.10. Uvjet rada JFET-a u režimu malih izmjeničnih signala

Pri definiranju dinamičkih parametara JFET-a i nadomjesnih sklopova za mali izmjenični signal nismo egzaktnije odredili uvjet za rad u režimu malog signala, što je opet preduvjet za primjenu principa superpozicije. Da bismo mogli matematički definirati kriterij za rad u režimu malog izmjeničnog signala, pretpostavit ćemo da JFET radi u području zasićenja, što je uobičajeno područje rada JFET-a kao strminskog elementa, te da se struja odvoda može dovoljno točno opisati relacijom (10.25), koju možemo pisati i u obliku:

$$I_D = K(U_{GS} - U_{GS0})^2, \quad K = \frac{I_{DSS}}{U_{GS0}^2}. \quad (10.48)$$

Ta relacija vrijedi u statičkim uvjetima, međutim može se primijeniti i u dinamičkim uvjetima ako je frekvencija izmjeničnog signala toliko niska da se mogu zanemariti djelovanja parazitnih kapaciteta među elektrodama. U tom se slučaju gornja relacija može pisati u obliku:

$$i_D = K(u_{GS} - U_{GS0})^2. \quad (10.49)$$

Pomoću relacije (10.30) proizlazi:

$$i_D = K(u_{gs} + U_{GS} - U_{GS0})^2. \quad (10.50)$$

Kvadriranjem se dobiva:

$$i_D = K(U_{GS} - U_{GS0})^2 + 2K(U_{GS} - U_{GS0})u_{gs} + Ku_{gs}^2. \quad (10.51)$$

Prvi član na desnoj strani gornjeg izraza je prema relaciji (10.48) istosmjerna struja odvoda. Pomoću relacije (10.48) gornja relacija prelazi u:

$$i_D = I_D + 2\sqrt{KI_D} \cdot u_{gs} + Ku_{gs}^2. \quad (10.52)$$

Deriviranjem struje I_D u relaciji (10.48) po U_{GS} dobiva se strmina JFET-a u obliku:

$$g_m = 2\sqrt{KI_D}. \quad (10.53)$$

Strmina JFET-a u području zasićenja približno je razmjerna drugom korijenu iz istosmjerne struje odvoda. Pomoću relacije (10.53) relacija (10.52) prelazi u:

$$i_D = I_D + g_mu_{gs} + Ku_{gs}^2. \quad (10.54)$$

Ako se za izmjeničnu komponentu ulaznog napona uvrsti sinusoidni signal kružne frekvencije ω i amplitude U_{gm} :

$$u_{gs} = U_{gm} \sin \omega t, \quad (10.55)$$

dobiva se:

$$i_D = (I_D + g_m U_{gm} \sin \omega t) + \left(\frac{1}{2} K U_{gm}^2 - \frac{1}{2} K U_{gm}^2 \cos 2\omega t \right). \quad (10.56)$$

Članovi u prvoj zagradi odgovaraju radu u režimu malog signala jer su linearna superpozicija jednog istosmjernog i jednog izmjeničnog člana, pri čemu istosmjerni član I_D ovisi samo o istosmjernoj komponenti napona u_{GS} , a izmjenični član samo o izmjeničnoj komponenti napona u_{GS} .

Članovi u drugoj zagradi jesu **izobličenje** (engl. *distortion*) izazvano **nelinearnom** prijenosnom karakteristikom JFET-a. To se izobličenje sastoji u pojavi dodatnog iznosa istosmjerne struje:

$$\Delta I_D = \frac{1}{2} K U_{gm}^2 \quad (10.57)$$

i u pojavi druge harmoničke komponente frekvencije ulaznog signala:

$$u_{2\omega} = \frac{1}{2} K U_{gm}^2 \cos 2\omega t. \quad (10.58)$$

Da bi vrijedio princip superpozicije, odnosno da bi bili ispunjeni uvjeti za rad u režimu malog signala, moraju biti ispunjeni uvjeti:

$$\frac{1}{2} K U_{gm}^2 \ll I_D, \quad (10.59)$$

$$\frac{1}{2} K U_{gm}^2 \ll g_m U_{gm}. \quad (10.60)$$

Prvi uvjet vodi na:

$$U_{gm} \ll \sqrt{2} (U_{GS} - U_{GS0}) \quad (10.61)$$

a drugi na:

$$U_{gm} \ll 4 (U_{GS} - U_{GS0}). \quad (10.62)$$

Kako je prvi uvjet stroži od drugog, JFET radi u režimu malih signala kada je ispunjen uvjet (10.61). Ako je npr. $U_{GS0} = -4$ V i $U_{GS} = -1$ V, tada će element raditi u režimu malog signala ako je $U_{gm} \ll \sqrt{2} (-1 + 4) = 3\sqrt{2}$ V. U tom slučaju amplituda izmjeničnog signala

mora biti mnogo manja od $3\sqrt{2}$ V za linearni režim rada. U praktičnim primjenama obično se propisuje iznos dopuštene promjene istosmjerne struje I_D i iznos dopuštene amplitude drugog harmonika. Relativni prirast istosmjerne struje p je:

$$p = \frac{\Delta I_D}{I_D} = \frac{U_{gm}^2}{2(U_{GS} - U_{GS0})^2}. \quad (10.63)$$

Ako je npr. dopušten prirast istosmjerne struje pri dolasku signala $p=1\%$ tada uz $U_{GS0} = -4$ V i $U_{GS} = -1$ V amplituda izmjeničnog signala na ulazu JFET-a smije biti $U_{gm} = 0,42$ V. Iznos dopuštene amplitude drugog harmonika određen je **dionim faktorom izobličenja** drugog harmonika definiranim omjerom amplituda drugog harmonika i osnovnog člana:

$$D_2 = \frac{\frac{1}{2} K U_{gm}^2}{g_m U_{gm}} = \frac{U_{gm}}{4(U_{GS} - U_{GS0})}. \quad (10.64)$$

Uz dopušteni iznos $D_2=1\%$, uz $U_{GS0} = -4$ V i $U_{GS} = -1$ V dobiva se $U_{gm} = 0,12$ V.

U skladu s relacijom (10.62) JFET će raditi to linearnije što je $U_{GS} - U_{GS0}$ veći, odnosno što je I_D veći.

10.11. Usporedba JFET-a i bipolarnog tranzistora

Bipolarni tranzistor i JFET služe u biti istoj svrsi: pojačanju električnih signala, njihovu oblikovanju i prekidačkoj funkciji u digitalnoj elektronici. Iako im je svrha ista, postoje znatne razlike u njihovim svojstvima, a time i u načinu njihove primjene. Bitne razlike su sljedeće:

1. Bipolarni tranzistor je strujno upravljana aktivna elektronička komponenta, dok je unipolarni tranzistor naponom upravljana komponenta. U najčešće upotrebljavanom spoju zajedničkog emitera bipolarni tranzistor ima ulazni dinamički otpor reda 1 k Ω , a JFET reda 100 M Ω .

2. Izlazni krug oba tipa tranzistora u dinamičkim uvjetima može se dobro aproksimirati zavisnim strujnim izvorom, pri čemu je kod bipolarnog tranzistora izlazna struja upravljana ulaznom strujom, a kod JFET-a ulaznim naponom. Stoga je bipolarni tranzistor u biti strujni pojačavački element, a JFET strminski element ili **pretvarač** naponskog signala u strujni.

3. Strmina bipolarnog tranzistora određena je relacijom (9.17):

$$g_m = \frac{I_C}{U_T}, \quad (10.65)$$

gdje je I_C istosmjerna struja kolektora, a U_T naponski ekvivalent temperature. Strmina JFET--a određena je relacijom (10.53). Dok je strmina bipolarnog tranzistora razmjerna istosmjernoj izlaznoj struji, strmina JFET-a razmjerna je drugom korijenu istosmjerne

izlazne struje. To znači da za dva puta veći iznos strmine izlaznu istosmjernu struju bipolarnog tranzistora treba udvostručiti, a izlaznu struju JFET-a učetverostručiti. Pri tome kod uobičajenih iznosa struje bipolarni tranzistor ima veće iznose strmine od JFET-a.

4. Kada bipolarni tranzistor radi kao pojačavački element, njegovo radno područje je normalno aktivno područje u kojem postoji približno linearan odnos struje kolektora i struje baze. Taj odnos prestaje kada tranzistor dođe u područje zasićenja. Kako napon između kolektora i emitera na granici normalnog aktivnog područja i područja zasićenja iznosi tipično 0,25 V (v.slika 8.42.a), a u normalnom aktivnom području od nekoliko volti do čak nekoliko desetaka volti, ovisno o vrsti tranzistora i vrsti njegove primjene, radno područje bipolarnog tranzistora u normalnom linearnom režimu rada proteže se kroz cijelu $I_C - U_{CE}$ ravninu na slici 8.42.a.

Kod JFET-a linearno područje rada odgovara području zasićenja³ koje je od triodnog područja odvojeno krivuljom $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$. Kada je npr. $U_{GS0} = -4$ V i $U_{GS} = -2$ V, tada linearnom području pripada dio $I_D - U_{DS}$ ravnine s naponom $U_{DS} > 2$ V pa znatan dio $I_D - U_{DS}$ ravnine nije upotrebljiv za pojačanje signala. Tu je JFET lošiji element od bipolarnog tranzistora. K tome, JFET ima kvadratičnu prijenosnu $I_D - U_{GS}$ karakteristiku, pa je linearnost rada ograničena ne samo širinom područja zasićenja već i amplitudom signala. Kod bipolarnog tranzistora međutim prijenosna $I_C - I_B$ karakteristika je približno linearna, pa dok tranzistor radi u normalnom aktivnom području, nema ograničenja signala.

Ako tranzistori rade kao prekidački elementi ili sklopke, tada bipolarni tranzistor u vođenju vodi struju izlaznog kruga s mnogo nižim iznosom izlaznog napona nego JFET. Taj napon je kod bipolarnog tranzistora oko 0,25 V, a kod JFET-a do nekoliko volti.

5. Izlazna struja bipolarnog tranzistora I_C jednaka je približno βI_B . S porastom temperature raste β tranzistora, pa raste i I_C . Kod JFET-a u području zasićenja vrijedi približno relacija (10.25). Struja I_{DSS} prema relaciji (10.23) raste s G_0 , a G_0 prema relaciji (10.6) s μ_n . Pri porastu temperature μ_n pada pa i G_0 pada. Član $U_K - U_{GS0}$ u relaciji (10.29) prema relaciji (20.7) ne ovisi o temperaturi, dok U_{GS0} zbog proporcionalnosti s U_K opada pri porastu temperature. Proizlazi da I_{DSS} opada pri porastu temperature. Prema relaciji (10.25) pad I_{DSS} i U_{GS0} pri porastu temperature daje pad struje I_D u zasićenju, što je znak slabije električne aktivnosti JFET-a na višim temperaturama. To je razlog zašto JFET-u ne prijeti opasnost od toplinskog bijega koja je prisutna u bipolarnim tranzistorima.

6. U pogledu šuma JFET je superioran bipolarnom tranzistoru. To je posljedica činjenice da JFET u biti radi kao poluvodički otpornik bez prolaska struje kroz pn -spojve. Prevladavajuću komponentu šuma čini termički šum. Zbog niskog iznosa šuma JFET se često koristi na ulazu elektroničkih sklopova za pojačanje vrlo malih električnih signala.

LITERATURA

- 10.1. L.J.Sevin, »Field-effect Transistors«, McGraw-Hill, New York, 1965.
- 10.2. R.D.Middlebrook, »A Simple Derivation on Field-effect Transistor Characteristics«, Proc. IEEE, 51, 1963, 8 (Letters).
- 10.3. E.J.Angelo, »Electronics: BJTs, FETs and Microcircuits«, McGraw-Hill, New York, 1969.

³ Obratiti pažnju na različita značenja termina »zasićenje« kod bipolarnog tranzistora i JFET-a.

- 10.4. C.L.Alley, K.W.Atwood, »Electronic Engineering«, John Wiley, New York, 1973.
- 10.5. G.J.Deboo, C.N.Burrous, »Integrated Circuits and Semiconductor Devices: Theory and Application«, McGraw-Hill, New York, 1971.
- 10.6. J.E.Carroll, »Physical Models for Semiconductor Devices«, Edward Arnold, London, 1974.
- 10.7. M.Ćirovic, »Basic Electronics«, Prentice Hall International, London, 1979.
- 10.8. B.Juzbašić, »Elektronički elementi«, Tehnička knjiga, Zagreb, 1970.
- 10.9. A.S.Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 10.10. P.Biljanović, »Elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1989.
- 10.11. Z. Bendečković, privatna komunikacija.

11. MOS-struktura. Napon praga

U modernoj mikroelektronici veliko značenje pripada unipolarnim tranzistorima s efektom polja, temeljenim na strukturi sastavljenoj od metala, dielektričnog sloja i poluvodiča, pri čemu se dielektrični sloj nalazi između metala i poluvodiča. Tu je dakle struktura troslojna. U klasičnoj takvoj strukturi kao metal služi obično aluminij, kao dielektrični sloj silicij-dioksid, a kao poluvodič silicij p -tipa ili n -tipa. Toj strukturi pridružen je naziv **metal-oksid-poluvodič** (engl. *Metal-Oxide-Semiconductor*) ili kraće **MOS-struktura**, što je kratica od engleskog naziva. Danas se namjesto aluminija često upotrebljava neki drugi materijal, kao što je polisilicij dopiran donorima ili akceptorima, no i tada struktura zadržava naziv MOS-struktura. Ta je struktura temeljni dio unipolarnog MOS-tranzistora, odnosno **metal-oksid-poluvodič tranzistora s efektom polja** (engl. *Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*) ili kraće **MOS FET-a**, što je kratica od engleskog naziva. Za razliku od spojnog FET-a, gdje se vodljivi kanal između uvođa i odvođa nalazi u volumenu silicija, kod MOS FET-a taj se kanal nalazi na površini silicija u MOS-strukturi tik ispod sloja silicij-dioksida. Zato se taj tranzistor ponekad zove i MOS-tranzistor s **površinskim kanalom** (engl. *surface channel*). Kako su svojstva MOS FET-ova u najvećoj mjeri determinirana svojstvima MOS-strukture, ovdje ćemo se ponajprije pozabaviti njezinim bitnim svojstvima, a posebno faktorima koji određuju napon praga kao bitni parametar svih MOS FET-ova.

11.1. Osnovna MOS-struktura

Osnovna MOS-struktura prikazana je na slici 11.1. Podloga strukture je silicijeva monokristalna pločica tipa p ili n . Na gornjoj površini pločica je oksidirana pa nosi oksidni sloj debljine d_{ox} . Iznad oksidnog sloja nanesen je tanki metalni sloj. Namjesto metala može se upotrijebiti visokodopirani polisilicij tipa p ili n . Temeljna svojstva strukture ne ovise o tome upotrebljava li se metal ili polisilicij, ali se pojedine numeričke vrijednosti u relacijama koje opisuju svojstva strukture razlikuju. Pri analizi svojstava strukture pretpostavit ćemo da je silicij tipa n ili p nedegeneriran i da je debljina oksida veća od 5 nm, što je uvjet da ne dođe do kvantno-mehaničkih pojava između metala i poluvodiča. Također ćemo pretpostaviti da

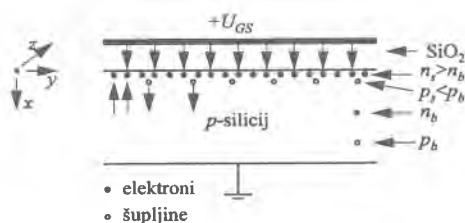
su dimenzije uzorka na slici 11.1. u smjeru y i z dovoljno velike da se mogu zanemariti dvodimenzionalni i trodimenzionalni efekti. Svaka od analiziranih veličina u tom slučaju mijenja se samo u smjeru x .

U strukturi MOS FET-a metalni sloj služi kao upravljačka ili kontrolna elektroda na isti način kao kod spojnog FET-a: variranjem napona između te elektrode i uvida upravlja se strujom odvoda. Međutim, kanal kroz koji teče ta struja oblikuje se na bitno

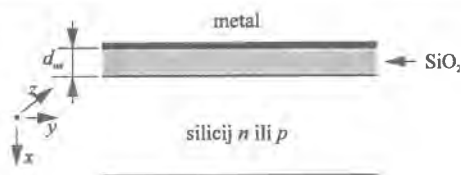
različit način. Ako se između metala (upravljačke elektrode) i silicija spoji napon U_{GS} , u oksidnom sloju u smjeru x stvara se električno polje koje na površini silicija ispod oksidnog sloja inducira pokretni električni naboj slobodnih elektrona ili šupljina ovisno o polaritetu napona U_{GS} i tipu silicija. Na slici 11.2. pretpostavljena je p -podloga i napon $U_{GS} > 0$. Električno polje u oksidnom sloju usmjereno je od metala prema površini silicija. To polje privlači iz volumena silicija slobodne elektrone dovodeći ih na površinu tik ispod oksidnog sloja. Pri tome pretpostavljamo idealizirani slučaj: ni u oksidnom sloju ni na međupovršini koja odvaja silicij od oksidnog sloja ne postoje lokalni nepokretni i pokretni naboji. Ta idealizacija ne odgovara realnom stanju, međutim, za samo poimanje principa rada MOS strukture ona je dobrodošla. Električno polje koje privlači slobodne elektrone iz volumena na površinu silicija istodobno tjera šupljine s površine prema volumenu silicija. Ako se dodatno pretpostavi da je silicij po osi x uniformno dopiran, rezultirat će različiti iznosi koncentracija slobodnih nosilaca na površini i u volumenu silicija. Ako su ravnotežne koncentracije slobodnih elektrona i šupljina u volumenu n_b i p_b , a na površini n_s i p_s , tada je u opisanim uvjetima $n_s > n_b$ i $p_s < p_b$. Na površini silicija u tom se slučaju povećava koncentracija manjinskih nosilaca i smanjuje koncentracija većinskih. Pri tome su moguća tri slučaja stanja površine silicija:

1. $n_s < p_s$. U tome slučaju površina silicija zadržava karakter poluvodiča p -tipa kao i neutralni volumen ispod površinskog sloja. Međutim, površina je **osiromašena** većinskim nosiocima. Taj tip površine zove se **osiromašena površina**, a sloj u kojem je uvjet $n_s < p_s$ ispunjen, zove se **osiromašeni sloj** (engl. *depletion layer*).

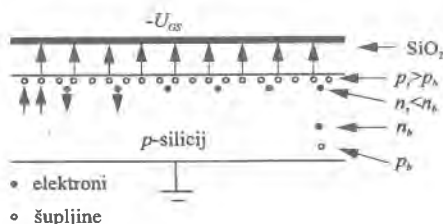
2. $n_s = p_s$. U tome slučaju izjednačuju se koncentracije oba tipa nosilaca pa ona ima svojstvo intrinzičnosti. Taj tip površine zove se **intrinzična površina** (engl. *intrinsic surface*).



Slika 11.2. MOS-struktura sa silicijem p -tipa pod djelovanjem električnog polja usmjerenog od metala prema siliciju ($U_{GS} > 0$)



Slika 11.1. Osnovna MOS-struktura sastavljena od metala, sloja silicij-dioksida i silicija tipa n ili p



Slika 11.3. MOS-struktura sa silicijem p -tipa pod djelovanjem električnog polja usmjerenog od silicija prema metalu ($U_{GS} < 0$)

3. $n_s > p_s$. U tome slučaju površina silicija ima karakter poluvodiča n -tipa jer su nosioci koji su u neutralnom volumenu manjinski na površini postali većinski. Taj tip površine zove se **invertirana površina**, a sloj u kojem je $n_s > p_s$ zove se **inverzijski sloj** (engl. *inversion layer*).

Koji će od tri navedena slučaja nastupiti, ovisit će o iznosu jakosti električnog polja u oksidnom sloju, odnosno o iznosu napona U_{GS} . Napon U_{GS} kod kojega se oblikuje inverzijski sloj, uz dodatni uvjet $n_s = p_b$, kada je koncentracija manjinskih nosilaca na površini izjednačena s koncentracijom većinskih nosilaca u volumenu, zove se **napon praga** (engl. *threshold voltage*) MOS-strukture i ovdje će imati oznaku U_{GS0} . Rjeđe se napon praga definira uz uvjet intrinzične površine ($n_s = p_s$).

Na sličan se način analizira ista MOS-struktura kada je $U_{GS} < 0$ (slika 11.3). U tom je slučaju električno polje usmjereno od površine silicija prema metalu. To privlači većinske šupljine iz volumena prema površini silicija i tjera manjinske elektrone od površine u volumen. Bez obzira na iznos napona U_{GS} uvijek će biti $p_s > p_b$ i $p_s > n_s$, pa površina zadržava karakter poluvodiča p -tipa. Kako je pri tome koncentracija većinskih šupljina uvijek veća na površini nego u volumenu silicija, uz površinu se oblikuje **obogaćeni ili akumulacijski sloj** (engl. *accumulation layer*).

Zaključno se može reći da u MOS-strukturi s poluvodičem p -tipa uz $U_{GS} > 0$ može doći do pojave osiromašenog i inverzijskog sloja na površini silicija uz pojavu intrinzične površine na prijelazu između osiromašenja i inverzije. Kada je $U_{GS} < 0$, moguća je samo akumulacija većinskih nosilaca na površini poluvodiča.

Ako je to MOS-struktura s poluvodičem n -tipa, tada se uz $U_{GS} > 0$ stvara obogaćeni ili akumulacijski sloj na površini, dok su uz $U_{GS} < 0$ moguće pojave osiromašenja i inverzije površine uz intrinzičnu površinu kao prijelaz od osiromašenja prema inverziji.

11.2. Naboji u oksidnom sloju i na međupovršini Si-SiO₂

Analizu osnovnog ponašanja MOS-strukture na slici 11.1. u dijelu 11.1. temeljili smo na pretpostavci da u oksidnom sloju i na međupovršini Si-SiO₂ ne postoje lokalni pokretni i nepokretni naboji. Ta pretpostavka nije korektna kada se razmatraju realne MOS-strukture. Stoga će se ovdje opisati stvarno stanje u MOS-strukturi. Pri opisu naboja koji djeluju na svojstva strukture, posebno na iznos napona praga, postoji određena konfuzija s obzirom na sistematizaciju vrsta i uzročnika naboja. Danas se općenito prihvaća i upotrebljava nomenklatura koju je 1980. godine predložila skupina eksperata vođena B.E. Dealom [11.15]. Tu ćemo nomenklaturu ovdje dosljedno primijeniti. Nomenklatura je rezimirana slikom 11.4., koja prikazuje Si-SiO₂ strukturu pokrivenu metalom. Pri tome je oksidni sloj prikazan kao dvodijelna struktura. Gornji dio je stehiometrijski SiO₂, dok je donji dio blizu međupovršine sa silicijem nestehiometrijski SiO_x. Međupovršina Si-SiO₂ je prema tome Si-SiO_x površina. Debljina nestehiometrijskog SiO_x obično je ispod 3 nm, što je u većini realnih MOS struktura zanemariv dio debljine oksidnog sloja.

Svi naboji u oksidnom sloju i na međupovršini Si-SiO₂ mogu se razvrstati prema slici 11.4. u četiri osnovne skupine:

1. **Naboji zarobljeni na međupovršini** (engl. *interface trapped charge*). To su pozitivni ili negativni naboji izazvani strukturnim defektima, defektima izazvanim na međupovršini

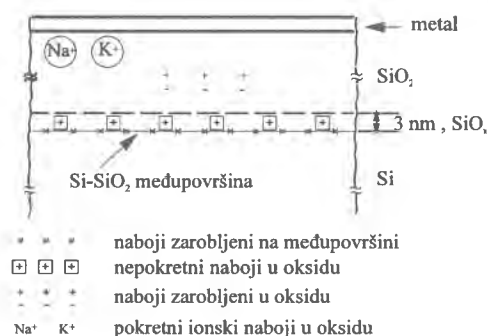
pri oksidaciji, prisustvom metalnih primjesa i ostalim defektima uzrokovanim radijacijama i sličnim procesima kidanja valentnih veza. Njima pripadajuća stanja smještena su na Si-SiO₂ međupovršini. Ti naboji električki komuniciraju sa silicijem ispod međupovršine, pa pripadajuća površinska stanja mogu biti prazna ili puna, ovisno o površinskom potencijalu. Najveći dio tih površinskih stanja može se neutralizirati niskotemperaturnim kaljenjem u atmosferi vodika na 450°C. Ta se stanja često zovu i **brza površinska stanja** (engl. *fast surface states*). Naziv vuče podrijetlo od činjenice da je vremenska konstanta tih stanja relativno kratka, reda 10^{-6} s. Čistim tehnološkim postupkom može se smanjiti gustoća tih stanja čak i ispod 10^{10} cm^{-2} , ali se ne mogu eliminirati. Gustoća tih stanja ovisi i o orijentaciji površine silicija i najmanja je u (100) ravnini.

Mjerenja gustoće površinskih stanja na čistoj površini silicija u visokom vakuumu pokazuju da je gustoća površinskih stanja reda 10^{15} cm^{-2} . Kako je koncentracija atoma silicija $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, svakoj od tri koordinatne osi pripada $(5 \cdot 10^{22})^{1/3} = 3,68 \cdot 10^7$ atoma po cm. To daje površinsku gustoću atoma reda 10^{15} cm^{-2} , što dobro odgovara gustoći površinskih stanja u uvjetima visokog vakuuma. Kako na oksidiranoj površini silicija gustoća površinskih stanja iznosi oko 10^{10} cm^{-2} , proizlazi da na 10^5 atoma silicija na površini silicija dolazi u prosjeku jedno površinsko stanje. To je posljedica činjenice da je većina površinskih stanja neutralizirana postupkom oksidacije površine silicija i niskotemperaturnim kaljenjem u atmosferi vodika.

2. Nepokretni naboji u oksidu (engl. *fixed oxide charge*). To je pozitivan naboj izazvan prvenstveno strukturnim defektima u nestehiometrijskom oksidu uz međupovršinu sa silicijem. Stvara se u procesu oksidacije, pa mu gustoća ovisi o uvjetima oksidacije i o orijentaciji površine silicija. Može se mjeriti samo iza niskotemperaturnog kaljenja u atmosferi vodika jer je prije toga maskiran djelovanjem naboja zarobljenih na međupovršini. Nepokretni naboji u oksidu nisu ni u kakvoj električnoj vezi sa silicijem ispod oksidnog sloja.

3. Naboji zarobljeni u oksidu (engl. *oxide trapped charge*). Ti su naboji smješteni u SiO₂ dijelu oksidnog sloja. Mogu biti bilo pozitivni bilo negativni, ovisno o tome jesu li u oksidu zarobljeni slobodni elektroni ili šupljine. Zahvat slobodnih elektrona ili šupljina može biti posljedica ionizirajućeg zračenja, lavinske injekcije ili nekog sličnog procesa. Za razliku od nepokretnih naboja u oksidu, ti se naboji mogu reducirati niskotemperaturnim tretmanom na temperaturi do 500°C, pri čemu mogu ostati neutralne zamke.

4. Pokretni ionski naboji (engl. *mobile ionic charge*). Ti naboji pripadaju ioniziranim alkalnim primjesama kao što su Na⁺, K⁺, Li⁺ ili rjeđe H⁺. Njihova gustoća ovisi o načinu proizvodnje i o čistoći procesa. Posebno velika opasnost prijeti od iona natrija jer je on veoma rasprostranjen u mnogim metalima i kemikalijama. Pozitivni alkalni ioni imaju dovoljnu pokretljivost da se mogu gibati po oksidu pri iznosima napona U_{GS} uobičajenim u primjenama. Ta pokretljivost raste pri porastu temperature. Ako je napon U_{GS} pozitivan (slika 11.2), pozitivni ioni gibat će se prema međupovršini Si-SiO₂, gdje će njihovo djelovanje na površinu



Slika 11.4. Prikaz nomenklature naboja u Si-SiO₂ strukturi [11.15], [11.22]

silicija ispod oksida biti najveće. To će izazvati **pomak** (engl. *drift*) statičkih karakteristika MOS-strukture. Ako je napon U_{GS} negativan (slika 11.3), pozitivni ioni gibat će se prema metalu iznad oksidnog sloja, gdje će njihovo djelovanje na površinu silicija ispod oksida biti najmanje. Utjecaj alkalnih iona na rad i karakteristike MOS-strukture može se reducirati tehnikom geteriranja, koja alkalne ione čini nepokretnim. To se može postići tankim slojem fosforsilikatnog stakla iznad oksidnog sloja. Alkalni ioni se pri tome mnogo bolje vežu za fosforsilikatno staklo nego za oksidni sloj, čime se znatno reducira njihovo gibanje kroz oksid pod djelovanjem električnog polja.

U općem slučaju gustoća svih nabrojenih naboja od 1 do 4 može se odrediti eksperimentalno primjenom visokofrekvencijske metode mjerenja ovisnosti kapaciteta MOS-strukture o naponu, poznate pod kraćim nazivom C-V tehnika. Međutim, ta je problematika izvan okvira ovog udžbenika¹.

Nomenklatura predložena B.E. Dealom, ovdje izložena, nadopunjena je 1992. godine D.M. Fleetwoodom [11.22] na temelju rasprave na IEEE Semiconductor Interface Specialists Conference, održanoj 1991. godine u Orlandu, SAD. Nadopuna se sastoji u uvođenju dodatnih **graničnih zamki** (engl. *border traps*) definiranih na temelju proučavanja fliker šuma, koji se javlja na relativno niskim frekvencijama. Pokazalo se da je taj šum u MOS-strukturama gotovo potpuno izazvan zamkama u nestehiometrijskom oksidu blizu međupovršine sa silicijem. Te su zamke u sloju debljine oko 3 nm, gdje se prema slici 11.4. nalaze i nepokretni naboji u oksidu. Međutim, za razliku od nepokretnih naboja u oksidu koji električki nisu ni u kakvoj vezi sa silicijem, naboji graničnih zamki električki su povezani sa silicijem. Vremenska konstanta tih stanja proteže se od 1 s do 10^{-6} s i one pripadaju skupini **sporih površinskih stanja** (engl. *slow surface states*). Naboj pridružen graničnim zamkama može se svrstati u nomenklaturu B.E. Deala pod brojem pet, čime se dobiva potpuniji prikaz naboja u Si-SiO₂ strukturi.

Pri analitičkom tretiranju MOS-strukture svi naboji prisutni u oksidu i na međupovršini Si-SiO₂ preslikavaju se u jedinstven naboj Q_{SS} formalno smješten na samoj međupovršini. Pri tome taj naboj Q_{SS} ima jednako djelovanje na svojstva MOS-strukture kao ukupni naboj u oksidu i na međupovršini. Kako je Q_{SS} referiran na međupovršinu, izražava se u naboju po jedinici površine, odnosno u As cm⁻². Umjesto naboja Q_{SS} često se koristi omjer Q_{SS}/q koji je broj naboja po jedinici površine ili kraće gustoća površinskih stanja. Njezina je dimenzija cm⁻². U realnim MOS-strukturama Q_{SS} je pozitivna veličina iako neke komponente toga naboja mogu imati negativan predznak. Tipični iznosi Q_{SS}/q su oko 10^{10} naboja po cm².

11.3. Definiranje napona praga

U dijelu 11.1. napon praga MOS-strukture definirali smo kao onaj napon U_{GS} kod kojega je koncentracija manjinskih nosilaca na površini silicija jednaka koncentraciji većinskih nosilaca u neutralnom volumenu. Za to je potrebno stvaranje inverzijskog sloja na površini poluvodiča.

Napon praga svojim iznosom i predznakom ovisi o tipu poluvodiča, o njegovoj specifičnoj vodljivosti, o naboju lociranome na međupovršini silicij-dioksid - silicij i u neposrednoj

¹ Vidi detaljnije u [11.16].

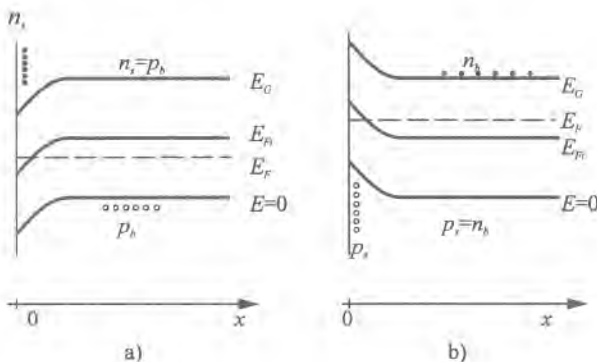
blizini te međupovršine, o radnoj funkciji MOS-strukture i o debljini sloja silicij-dioksida.

Na slici 11.5. prikazana je MOS-struktura na kojoj će se analizirati napon praga. Dijagrami energetskih pojasa poluvodiča u MOS-strukturi u blizini površine pokrivene oksidnim slojem za poluvodič tipa p i n prikazani su na slici 11.6. u uvjetima koji odgovaraju navedenoj definiciji napona praga. Značenja su simbola na slici 11.6. ova: E_F je Fermijeva energija poluvodiča tipa p ili n , E_{Fi} je Fermijeva energija intrinzičnog poluvodiča, E_G je širina energetskog procjepa između vodljivog i valentnog pojasa, n_s i p_s su koncentracije slobodnih elektrona i šupljina na površini poluvodiča, a n_b i p_b koncentracije slobodnih elektrona i šupljina u volumenu poluvodiča.

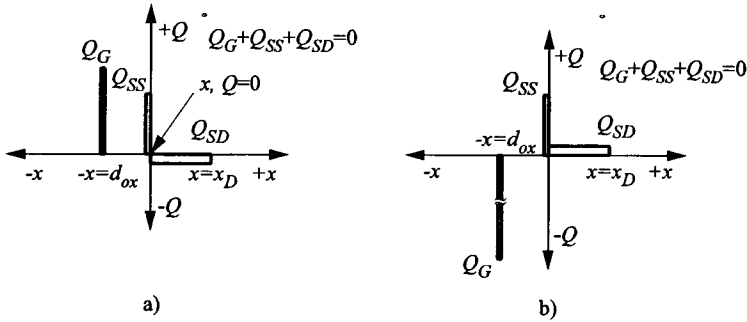
Raspodjela naboja u MOS-strukturi za poluvodič tipa p i n prikazana je na slici 11.7. Os x je koordinata koja je prema slici 11.5 okomita na površinu poluvodiča, pri čemu površini poluvodiča odgovara vrijednost $x = 0$, a unutrašnjosti poluvodiča vrijednost $x > 0$. Debljina sloja silicij-dioksida između metala i silicija iznosi d_{ox} . Širina osiromašenog sloja uz površinu poluvodiča, koja u primjerima na slici 11.6.a i b uključuje i širinu inverzijskog sloja, označena je sa x_D . Naboj Q_G je naboj u metalu upravljačke elektrode, Q_{SS} je fiksni pozitivni naboj smješten na međupovršini silicij - silicij-dioksid, a Q_{SD} je naboj u osiromašenom sloju uz silicijevu površinu i u inverzijskom sloju na površini. Svi navedeni naboji izražavaju se u As cm^{-2} . Na slici 11.7. nisu prikazane stvarne raspodjele naboja kao funkcija koordinate x , već su samo naznačena područja u kojima su naboji locirani. Budući da MOS-struktura kao cjelina mora biti električki neutralna, algebarski zbroj svih naboja u toj strukturi mora biti jednak nuli, tj. mora biti ispunjen uvjet $Q_G + Q_{SS} + Q_{SD} = 0$. Naboj Q_G prikazan je kod MOS-struktura s p -tipom poluvodiča (slika 11.7.a) kao pozitivna veličina. Općenito, taj naboj može biti bilo pozitivan, bilo negativan, ovisno o tome je li po iznosu veći negativni naboj Q_{SD} ili pozitivni naboj Q_{SS} . Kod MOS-struktura s n -tipom poluvodiča (slika 11.7.b) naboj Q_G je uvijek negativan jer su naboji Q_{SS} i Q_{SD} istog predznaka, tj. pozitivni.



Slika 11.5. MOS-struktura za analizu napona praga



Slika 11.6. Dijagrami energetskih pojasa poluvodiča u MOS-strukturi u uvjetima definiranja napona praga: a) za p -tip poluvodiča; b) za n -tip poluvodiča



Slika 11.7. Raspodjela naboja u MOS-strukturi: a) s p -poluvodičem; b) s n -poluvodičem

11.4. Naboji u osiromašenom i inverzijskom sloju

Područje prostornog naboja uz silicijevu površinu znatno utječe na iznos napona praga, ali i na ostala svojstva MOS-struktura. U analizi tog područja poći će se od ovih pretpostavki:

- kristal silicija je homogen,
- potencijal varira samo uzduž osi x okomite na površinu polubeskonačnog kristala silicija,
- ispunjen je uvjet termodinamičke ravnoteže,
- ispunjeni su uvjeti u kojima se može klasičnom statistikom određivati koncentracija nosilaca naboja ovisno o elektrostatskom potencijalu.

Potencijal po volji odabrane točke u poluvodiču definiran je relacijom:

$$q\Phi = E_F - E_{Fi}. \quad (11.1)$$

Vrijednost potencijala Φ u volumenu je konstantna i iznosi Φ_b . U blizini površine poluvodiča, gdje nastaje krivljenje energetske pojase, potencijal Φ je funkcija udaljenosti od površine. Na samoj površini je $\Phi = \Phi_s$.

Potencijalna barijera V definirana je kao potencijal neke točke u području prostornog naboja uz površinu poluvodiča s obzirom na potencijal u volumenu:

$$V = \Phi - \Phi_b. \quad (11.2)$$

Visina potencijalne barijere V_s ukupna je razlika potencijala između površine i volumena poluvodiča:

$$V_s = \Phi_s - \Phi_b. \quad (11.3)$$

Ovdje će se uvesti normirane varijable:

$$u = \frac{\Phi}{U_T}, \quad v = \frac{V}{U_T}, \quad (11.4)$$

gdje je U_T voltan ekvivalent temperature izražen relacijom:

$$U_T = \frac{kT}{q}. \quad (11.5)$$

Veličina k u izrazu (11.5) je Boltzmannova konstanta, q je naboj elektrona, a T apsolutna temperatura.

Iz relacija (11.2) i (11.4) izlazi da je:

$$v = u - u_b, \quad (11.6)$$

a iz izraza (11.3) i (11.4):

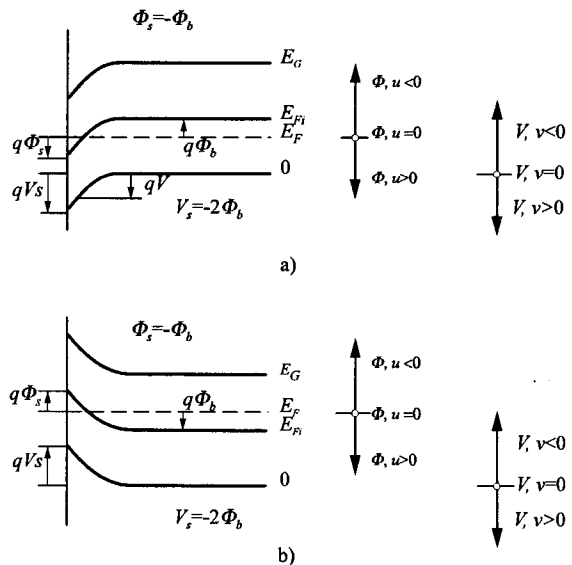
$$v_s = u_s - u_b. \quad (11.7)$$

Tu su u_s i v_s vrijednosti normiranih varijabli u i v na površini poluvodiča, a u_b vrijednost varijable u u volumenu poluvodiča.

Na slici 11.8. predložene su veličine Φ , Φ_b , Φ_s , V i V_s a za poluvodiče tipa p i n pri invertiranoj površini. Pri tome bit će $\Phi_s = -\Phi_b$, $u_s = -u_b$, $V_s = -2\Phi_b$ i $v_s = -2u_b$. Valja napomenuti da naziv "invertirana površina" ovdje znači da je koncentracija manjinskih nosilaca na površini poluvodiča jednaka koncentraciji većinskih nosilaca u volumenu. To upravo odgovara uvjetu $\Phi_s = -\Phi_b$ za oba tipa poluvodiča.

Pomoću normiranih varijabli u i v i intrinzične koncentracije nosilaca n_i mogu se izraziti koncentracije slobodnih elektrona i šupljina nedegeneriranog poluvodiča u uvjetima termodinamičke ravnoteže:

$$n = n_i \exp u, \quad p = n_i \exp(-u), \quad (11.8)$$



Slika 11.8. Definiranje veličina Φ , V , u i v u poluvodiču s invertiranom površinom: a) za poluvodič p -tipa; b) za poluvodič n -tipa

pri čemu su primijenjene i relacije (2.161) i (2.162). U neutralnom volumenu je $u = u_b$, $n = n_b$ i $p = p_b$, pa je:

$$n_b = n_i \exp u_b, \quad p_b = n_i \exp(-u_b). \quad (11.9)$$

Iz relacija (11.6), (11.8) i (11.9) dobiva se:

$$n = n_b \exp v, \quad p = p_b \exp(-v). \quad (11.10)$$

U pretpostavljenom jednodimenzionalnom slučaju potencijal V određen je rješenjem Poissonove jednačbe u obliku:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon}. \quad (11.11)$$

Tu je $\rho(x)$ gustoća prostornog naboja u površinskom sloju, a ϵ dielektrična konstanta poluvodiča. Gustoća prostornog naboja određena je izrazom:

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A). \quad (11.12)$$

Pri tome je N_D koncentracija donorskih, a N_A koncentracija akceptorskih atoma u poluvodiču. Pretpostavlja se da su svi atomi primjesa ionizirani.

Pomoću jednačbi (11.8) dobiva se:

$$p - n = -2n_i \operatorname{sh} u. \quad (11.13)$$

U neutralnom volumenu je $\rho(x) = 0$, odnosno $p - n = p_b - n_b = N_A - N_D$, pa izraz (11.13) glasi:

$$N_A - N_D = -2n_i \operatorname{sh} u_b. \quad (11.14)$$

Relacije (11.12), (11.13) i (11.14) daju za gustoću prostornog naboja izraz:

$$\rho(x) = -2qn_i (\operatorname{sh} u - \operatorname{sh} u_b), \quad (11.15)$$

pa Poissonova jednačba tada glasi:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 2 \frac{q}{\epsilon} n_i (\operatorname{sh} u - \operatorname{sh} u_b). \quad (11.16)$$

Pomoću izraza (11.4) i (11.6) Poissonova jednačba dobiva oblik:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{d^2 v}{dx^2} = \frac{2qn_i}{\epsilon U_T} (\operatorname{sh} u - \operatorname{sh} u_b). \quad (11.17)$$

Integriranjem diferencijalne jednačbe (11.17) nastaje:

$$\left(\frac{du}{dx} \right)^2 = \frac{4qn_i}{\epsilon U_T} (\operatorname{ch} u - \operatorname{sh} u_b + C), \quad (11.18)$$

gdje je C konstanta integracije. Vrijednost te konstante određena je činjenicom da je volumen poluvodiča ekvipotencijalan, pa u volumenu poluvodiča lijeva strana jednadžbe (11.18) mora biti jednaka nuli. Odatle se dobiva:

$$C = -chu_b + u_b shu_b . \quad (11.19)$$

Pomoću konstante C , izražene relacijom (11.19), jednadžba (11.18) može se prikazati u obliku:

$$\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dx} = \frac{\pm f(u, u_b)}{L_{DE}} . \quad (11.20)$$

Pri tome je:

$$f(u, u_b) = \sqrt{2} \left[\frac{chu}{chu_b} - 1 - (u - u_b)thu_b \right]^{1/2} \quad (11.21)$$

$$L_{DE} = \left[\frac{\varepsilon U_T}{2qn_i chu_b} \right]^{1/2} \quad (11.22)$$

Veličina L_{DE} naziva se ekstrinzična Debyejeva dužina. Ta veličina općenito karakterizira širinu područja prostornog naboja. Identična je prije definiranoj Debyejevoj dužini u relaciji (5.74) na p -strani pn -spoja. Relacije (5.74) i (11.22) su identične što izravno proizlazi iz činjenice da je $N_A \gg n_i$, odnosno da je $chu_b \approx N_A/2n_i$. Na desnoj strani jednadžbe (11.20) pozitivan predznak vrijedi kad je $v < 0$, a negativan kad je $v > 0$.

Relacija (11.20) omogućuje određivanje jakosti električnog polja u sloju prostornog naboja ispod površine poluvodiča. Na osnovi relacija (11.4) i (11.20) dobiva se izraz:

$$-\frac{dV}{dx} = \mp \frac{U_T}{L_{DE}} f(u, u_b) . \quad (11.23)$$

Naboj po jedinici površine područja prostornog naboja Q_{SD} , definiran u dijelu 11.3., određen je Gaussovim zakonom:

$$Q_{SD} = \varepsilon \left(-\frac{dV}{dx} \right)_s . \quad (11.24)$$

Tu je $(-dV/dx)_s$ jakost električnog polja na površini poluvodiča. Kako je na površini poluvodiča $u = u_s$, pomoću izraza (11.23) i (11.24) izlazi:

$$Q_{SD} = \mp \frac{\varepsilon U_T}{L_{DE}} f(u_s, u_b) . \quad (11.25)$$

Kod invertirane površine u izraz (11.25) uvrštava se $u_s = -u_b$, i naboj Q_{SD} tad iznosi:

$$Q_{SD}(-u_b, u_b) = \mp \frac{\varepsilon U_T}{L_{DE}} f(-u_b, u_b). \quad (11.26)$$

Uvrštenjem izraza (11.21) i (11.22) u jednadžbu (11.26) dobiva se naboj $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ u obliku:

$$Q_{SD}(-u_b, u_b) = \mp 2\sqrt{2} \sqrt{\varepsilon q n_i U_T} \sqrt{u_b \sinh u_b}. \quad (11.27)$$

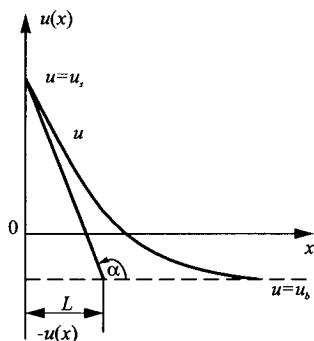
Relacija (11.27) poslužit će kad se određuje napon praga MOS-struktura.

11.5. Efektivna širina područja prostornog naboja

Dvije su osnovne definicije za efektivnu širinu područja prostornog naboja na površini poluvodiča. Po jednoj od njih efektivna širina područja prostornog naboja definirana je kao razmak ploča planparalelnog kondenzatora s pločama jedinične površine. Kao dielektrik služi materijal dielektrične konstante poluvodiča i on uz napon među pločama jednak visini potencijalne barijere V_s akumulira jednaku količinu naboja kao područje prostornog naboja na površini poluvodiča [11.1]. Po drugoj definiciji efektivna širina područja prostornog naboja definirana je kao udaljenost centra prostornog naboja od površine poluvodiča [11.1]. Obje definicije daju jednak iznos efektivne širine područja prostornog naboja u obliku:

$$L = \frac{v_s}{\mp f(u_s, u_b)} L_{DE}. \quad (11.28)$$

U ovom će se tekstu efektivna širina područja prostornog naboja definirati pomoću krivulje koja prikazuje ovisnost normiranog potencijala u o koordinati x [11.13]. Metoda je prikazana na slici 11.9. Normirani potencijal u označen je s $u(x)$ da se istakne njegova



Slika 11.9. Definiranje efektivne širine područja prostornog naboja

ovisnost o koordinati x u blizini površine poluvodiča. Kao efektivna širina područja prostornog naboja definirat će se ona udaljenost L od površine poluvodiča na kojoj tangenta na krivulju $u(x)$, crtana za određenu vrijednost parametra u_b , u točki s koordinatama $(0, u_s)$ siječe asimptotu $u = u_b$. Točan tok krivulje $u(x)$ ovdje nije važan, dovoljno je znati samo njezin principijelni oblik. Kut pod kojim tangenta siječe asimptotu $u = u_b$ određen je izrazom:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left. \frac{du(x)}{dx} \right|_{x=0} = - \frac{u_s - u_b}{L} = \frac{\pm f(u_s, u_b)}{L_{DE}}. \quad (11.29)$$

Pri izvodu izraza (11.29) pošlo se od geometrijskih odnosa na slici 11.9. i izraza (11.20). Budući da je $u_s - u_b = v_s$, relacija (11.29) može se pisati u obliku:

$$L = \frac{v_s}{\mp f(u_s, u_b)} L_{DE}. \quad (11.30)$$

Izvedeni izraz za efektivnu širinu područja prostornog naboja identičan je jednadžbi (11.28). Tri spomenute definicije daju, dakle, jednak iznos efektivne širine područja prostornog naboja. Tu je u biti riječ o tri različite fizikalne interpretacije istog pojma. Izraz (11.30) može se pomoću izraza (11.25) prikazati kao funkcija naboja Q_{SD} :

$$L = \varepsilon U_T \frac{v_s}{\mp Q_{SD}}. \quad (11.31)$$

Pri invertiranoj površini bit će:

$$L(-u_b, u_b) = 2\varepsilon U_T \frac{u_b}{\mp Q_{SD}(-u_b, u_b)}. \quad (11.32)$$

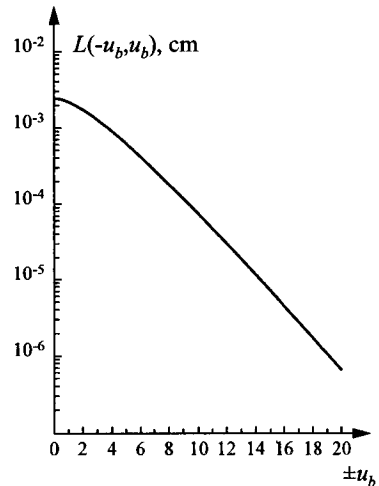
Ovdje definirano i izračunato L nije iznosom jednako ukupnoj širini područja prostornog naboja x_D označenoj na slici 11.7., jer L ne obuhvaća sav naboj tog područja, već označuje samo udaljenost centra tog naboja od površine poluvodiča.

Ovisnost efektivne širine područja prostornog naboja o normiranoj varijabli u_b prikazana je grafički na slici 11.10. za invertiranu površinu. Krivulja je crtana za sobnu temperaturu. S porastom varijable u_b , odnosno s porastom koncentracije primjese u poluvodiču, smanjuje se efektivna širina područja prostornog naboja, što znači da se centar tog naboja seli prema površini poluvodiča.

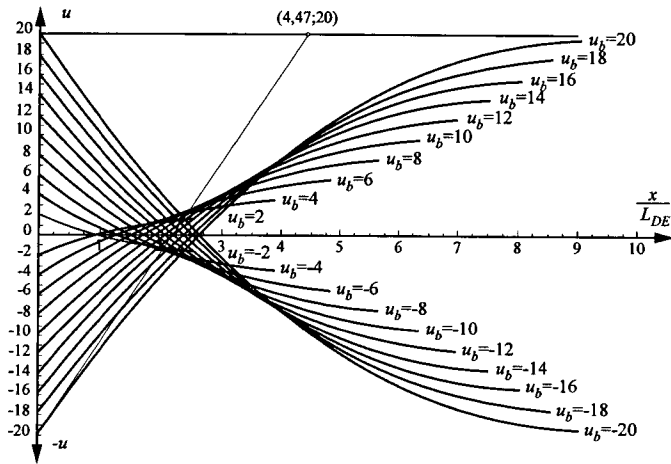
Integrira li se jednadžba (11.20), dobiva se ovisnost normirane varijable x/L_{DE} o normiranoj varijabli u :

$$\frac{x}{L_{DE}} = \int \frac{du}{\mp f(u, u_b)}. \quad (11.33)$$

Ako se funkcija $f(u, u_b)$ određena izrazom (11.21) uvrsti pod znak integrala na desnoj strani jednadžbe (11.33), dobiva se podintegralna funkcija koju nije moguće egzaktno integrirati. Numeričkim integriranjem, uz pomoć elektroničkog računala, dobiva se ovisnost x/L_{DE} o normiranoj varijabli u_b u grafičkom obliku prikazanom na slici 11.11. za invertiranu površinu. Krivulje su crtane za vrijednosti parametra u_b od +20 do -20. Na krivulju kojoj odgovara $u_b = 20$ povučena je tangenta u točki s koordinatama $x/L_{DE} = 0$ i $u = -u_b = -20$. Tangenta siječe asimptotu $u = u_b = 20$ u točki s koordinatama $x/L_{DE} = 4,47$, $u = u_b = 20$. Vidi se da prije definirana efektivna



Slika 11.10. Ovisnost efektivne širine područja prostornog naboja o normiranoj varijabli u_b za invertiranu površinu poluvodiča



Slika 11.11. Normirani potencijal u kao funkcija normirane udaljenosti x/L_{DE} od površine poluvodiča pri invertiranoj površini

širina područja prostornog naboja zahvaća područje s najvećom promjenom potencijala po osi x .

U tipičnom slučaju, kada je u MOS-strukturi s p -silicijem $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, na sobnoj temperaturi dobiva se iz prije navedenih relacija ekstrinzična Debyeja dužina $4 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$, naboj Q_{SD} pri invertiranoj površini $Q_{SD}(-u_b, u_b) = -4,77 \cdot 10^{-8} \text{ As cm}^{-2}$ i efektivna širina područja prostornog naboja na površini silicija $L = 0,15 \mu\text{m}$.

11.6. Određivanje napona praga n -kanalnih MOS-struktura

U sustavu metal - silicij-dioksid - silicij stvara se sloj prostornog naboja smješten u siliciju neposredno ispod međupovršine silicij-dioksid - silicij. Pojava tog naboja rezultat je djelovanja vanjskog napona između metala i silicija, pozitivnog naboja Q_{SS} lociranoga na međupovršini silicij-dioksid - silicij i radne funkcije MOS-strukture.

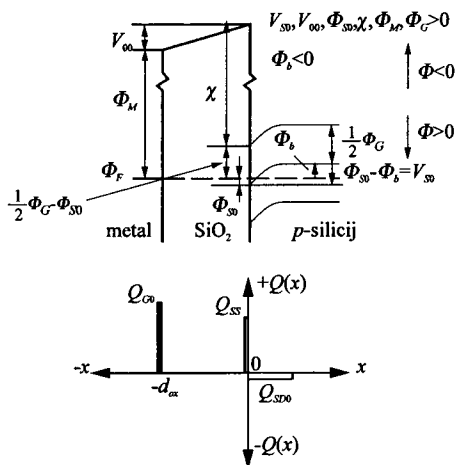
Dijagram potencijala MOS-sustava, u stanju ravnoteže, kad nije priključen vanjski napon između metala i silicija p -tipa, prikazan je na slici 11.12. Na istoj je slici i raspodjela naboja u MOS-strukturi, prenesena iz slike 11.7.

Značenja ostalih oznaka navedena su već prije. Potencijali V_{00} , Φ_M , χ , Φ_{s0} , Φ_G i V_{s0} su pozitivni, a potencijal Φ_b je negativan.

Budući da dijagram potencijala na slici 11.12. prikazuje ravnotežno stanje, Fermijeve su nivoi metala i poluvodiča izjednačeni. Djelovanjem površinskog naboja Q_{SS} i radne funkcije MOS-strukture inducira se sloj negativnog naboja uz površinu silicija izazivajući krivljenje potencijalnih pojava prema dolje.

Radna funkcija MOS-strukture Φ'_{MS} definira se kao razlika visine potencijalne barijere metal - silicij-dioksid Φ_M i potencijalne razlike između silicij-dioksida i Fermijeva nivoa silicija. Fizikalno značenje te veličine vidi se iz slike 11.13. Kad se između metala i silicija

- V_{00} - pad potencijala na sloju silicij-dioksida u ravnotežnim uvjetima
- Φ_M - visina potencijalne barijere metal-silicij-dioksid, definirana kao razlika potencijala dna vodljivog pojasa silicij-dioksida i Fermijeva nivoa metala
- Φ_F - Fermijev potencijal
- χ - razlika potencijala dna vodljivog pojasa silicij-dioksida i dna vodljivog pojasa silicija (volti ekvivalent elektronskog afiniteta)
- Φ_{s0} - površinski potencijal poluvodiča mjeren u odnosu na Fermijev nivo, u ravnotežnim uvjetima
- Φ_G - naponski ekvivalent širine energetskog procjepa silicija
- V_{s0} - visina potencijalne barijere na površini silicija u ravnotežnim uvjetima
- Q_{G0} - naboj u metalu u ravnotežnim uvjetima
- Q_{SD0} - naboj u sloju prostornog naboja uz površinu silicija, u ravnotežnim uvjetima



Slika 11.12. Dijagram potencijala MOS-strukture s p -tipom poluvodiča u stanju ravnoteže s pripadajućom raspodjelom naboja

u MOS-strukturi priključi vanjski napon U_{GS} iznosom i predznakom identičan radnoj funkciji Φ'_{MS} , eliminira se sloj prostornog naboja uz površinu silicija, pa nema krivljenja potencijalnog pojasa u površinskom sloju. Budući da je potencijalna razlika između dna vodljivog pojasa silicij-dioksida i Fermijeva nivoa silicija Φ'_S prema slici 11.13. određena izrazom:

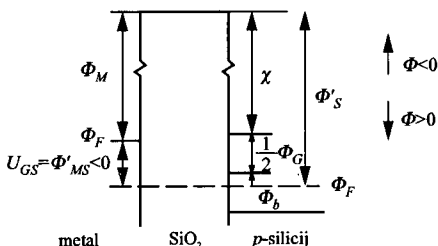
$$\Phi'_S = \chi + \frac{1}{2} \Phi_G - \Phi_b, \quad (11.34)$$

radna funkcija MOS-strukture je po definiciji:

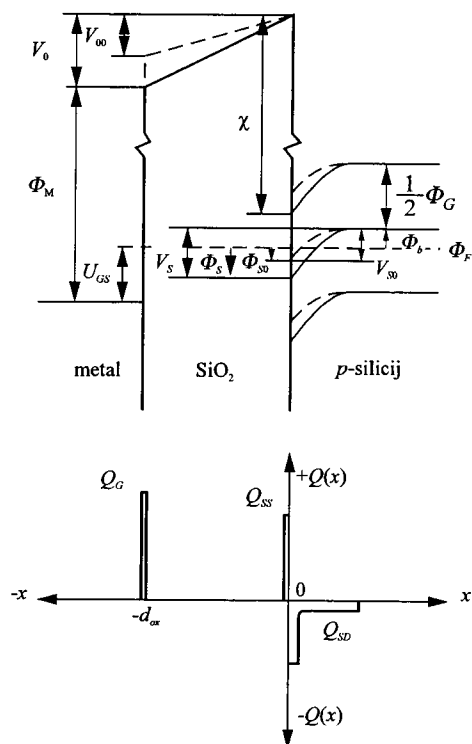
$$\Phi'_{MS} = \Phi_M - \Phi'_S = \Phi_M - \left(\chi + \frac{1}{2} \Phi_G - \Phi_b \right). \quad (11.35)$$

Veličina Φ'_{MS} je negativna ako se kao metal odabere aluminij, bez obzira na to je li upotrijebljen nedegenerirani silicij tipa p ili n . Ako se umjesto aluminija uzme neki drugi metal, radna funkcija MOS-strukture imat će drugi iznos, a ponekad i pozitivan predznak. Napon $U_G = \Phi'_{MS}$ koji dovodi do »ispravljanja« dijagrama potencijala MOS-strukture na površini poluvodiča zove se još i **napon ravnog pojasa** (engl. *flat-band voltage*) za idealnu MOS-strukturu bez naboja Q_{SS} .

Iz odnosa na slici 11.12. dobiva se relacija:



Slika 11.13. Dijagram potencijala MOS-strukture s p -tipom poluvodiča uz napon U_{GS} jednak radnoj funkciji Φ'_{MS} MOS-strukture



Slika 11.14. Dijagram potencijala MOS-strukture s p -tipom poluvodiča u neravnotežnom stanju s pripadajućom raspodjelom naboja

Veličina χ , koja je određena strukturom i svojstvima međupovršine silicij - silicij-dioksid, ne ovisi o priključenom naponu, pa je njezin iznos jednak kao na slici 11.12.

Iz slike 11.14. izlazi relacija:

$$V_0 + \Phi_M - U_{GS} = \chi + \frac{1}{2} \Phi_G - \Phi_s. \quad (11.38)$$

Posljednja relacija za $U_{GS} = 0$ daje jednadžbu (11.36) kao specijalni slučaj.

Iz relacija (11.35) i (11.37) dobiva se:

$$\Phi_M = \chi + \frac{1}{2} \Phi_G - \Phi_{s0} - V_{00}. \quad (11.39)$$

Uvrsti li se relacija (11.39) u izraz (11.38), rezultat je veza između vanjskog napona U_{GS} i padova potencijala na sloju silicij-dioksida i sloju prostornog naboja uz silicijevu površinu:

$$V_{00} + \Phi_M = \chi + \frac{1}{2} \Phi_G - \Phi_{s0}. \quad (11.36)$$

Pomoću izraza (11.35) i (11.36) izvodi se još jedan izraz za radnu funkciju MOS-strukture:

$$\Phi'_{MS} = -V_{00} - (\Phi_{s0} - \Phi_b) = -V_{00} - V_{s0}. \quad (11.37)$$

Posljednji izraz pokazuje da je radna funkcija MOS-strukture jednaka algebarskom zbroju pada potencijala na sloju silicij-dioksida V_{00} i visine potencijalne barijere na površini poluvodiča V_{s0} , u ravnotežnim uvjetima.

U neravnotežnim uvjetima, kad se između metala i silicija priključi napon U_{GS} s plusom na metalu, nastaje pomak Fermijeva nivoa metala s obzirom na Fermijev nivo silicija prema slici 11.14. Zbog djelovanja napona U_{GS} povećava se pad potencijala na sloju silicij-dioksida s iznosa V_{00} na iznos V_0 , dok se površinski potencijal silicija povećava od Φ_{s0} na Φ_s , što je ekvivalentno porastu visine potencijalne barijere na površini silicija s V_{s0} na V_s . Istodobno se naboj u metalu povećava od iznosa Q_{G0} na Q_G , a naboj u sloju prostornog naboja ispod silicijeve površine od Q_{SD0} na Q_{SD} .

Jednadžba (11.40) pokazuje da se vanjski napon U_{GS} , priključen između metala i silicija, troši na povećanje pada potencijala na sloju silicij-dioksida s iznosa V_{00} na iznos V_0 i na porast visine potencijalne barijere na silicijevoj površini od V_{s0} na V_s .

Relacija (11.40) uz pomoć izraza (11.37) može se napisati i ovako:

$$U_{GS} = \Phi'_{MS} + V_0 + V_s. \quad (11.41)$$

Naboj Q_G u metalu upravljačke elektrode određen je kapacitetom oksidnog sloja C_0 i padom potencijala V_0 na tom sloju:

$$Q_G = C_0 V_0. \quad (11.42)$$

Budući da je naboje u MOS-strukturi najpogodnije izražavati u As po jedinici površine MOS-strukture, kapacitet C_0 također mora biti reduciran na jedinicu površine:

$$C_0 = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}}. \quad (11.43)$$

Veličina ϵ_{ox} je dielektrična konstanta silicij-dioksida. Iz relacija (11.42) i (11.43) dobiva se za pad potencijala na sloju silicij-dioksida izraz:

$$V_0 = \frac{Q_G}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (11.44)$$

Zbroj svih naboja u MOS-sustavu mora biti jednaka nuli, pa je:

$$Q_G + Q_{SS} + Q_{SD} = 0. \quad (11.45)$$

Iz jednadžbi (11.44) i (11.45) pad potencijala na sloju silicij-dioksida bit će:

$$V_0 = -\frac{Q_{SS} + Q_{SD}}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (11.46)$$

Ako se relacija (11.46) uvrsti u izraz (11.41), dobiva se veza između vanjskog napona U_{GS} i naboja i potencijala u MOS-sustavu u obliku:

$$U_{GS} = -\frac{Q_{SS} + Q_{SD}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} + V_s. \quad (11.47)$$

Izraz (11.47) omogućuje izravno izračunavanje napona praga MOS-strukture. Ako se kao napon praga definira onaj napon U_{GS} pri kojem silicijeva površina postaje invertirana, tad je $\Phi_s = -\Phi_b$, $V_s = -2\Phi_b$ i $Q_{SD} = Q_{SD}(-u_b, u_b)$, pa je napon praga određen izrazom:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS} + Q_{SD}(-u_b, u_b)}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b. \quad (11.48)$$

Da bi se izračunali iznosi napona praga n -kanalne MOS-strukture, potrebno je znati iznose veličina Φ'_{MS} i Φ_b , koje se pojavljuju u oba izraza za napon praga. Iz relacije (11.35) bit će:

$$\Phi'_{MS} - \Phi_b = \Phi_M - \chi - \frac{1}{2} \Phi_G. \quad (11.49)$$

Visina potencijalne barijere metal - silicij-dioksid Φ_M ovisna je o vrsti upotrijebljenog metala. Prema mjerenjima koja su izvršili E.H. Snow i B.E. Deal [11.3] može se za visinu potencijalne barijere aluminij - silicij-dioksid usvojiti iznos $\Phi_M = 3,2$ V. Ako se kao metal uzme nikal, bakar, zlato ili srebro tad Φ_M iznosi 3,7 V, 3,8 V, 4,1 V i 4,15 V. Druga veličina na desnoj strani izraza (11.49), χ , prema E.H. Snowu i B.E. Dealu [11.3] ne ovisi o koncentraciji primjesa u siliciju i o orijentaciji kristala na silicijevoj površini te iznosi $\chi = 3,25$ V. Treća veličina na desnoj strani izraza (11.49), $\Phi_G/2$, naponski je ekvivalent polovice širine energetskog procjepa silicija. Pri sobnoj temperaturi ta veličina približno iznosi 0,56 V.

Prema relaciji (11.49), budući da su sve tri veličine na desnoj strani znaka jednakosti konstantne, bit će i veličina $\Phi'_{MS} - \Phi_b$ konstantna. Uvrstivši spomenute iznose za veličine Φ_M , χ i $\Phi_G/2$ u izraz (11.49), dobiva se za MOS strukturu s aluminijem:

$$\Phi'_{MS} - \Phi_b = \Phi_M - \chi - \frac{1}{2} \Phi_G = -0,61 \text{ V}. \quad (11.50)$$

Izračunani iznos veličine $\Phi'_{MS} - \Phi_b$ ne ovisi o koncentraciji primjesa u siliciju, iako obje veličine, i Φ'_{MS} i Φ_b , svaka za sebe, ovise o toj koncentraciji. Zaključkom da je veličina $\Phi'_{MS} - \Phi_b$ konstantna s obzirom na koncentraciju primjesa u siliciju koristili su se S.D. Brotherton [11.5] i P. Richman [11.7] za proračun napona praga MOS-strukture, ali uz iznos te veličine od $-0,4$ V. Iznosi veličina Φ_M i χ , koji su ovdje upotrijebljeni, a koje su izmjerili E.H. Snow i B.E. Deal, pouzdaniji su pa će se u računanju napona praga koristiti iznosom $\Phi'_{MS} - \Phi_b = -0,61$ V. Taj iznos te veličine uzeo je i R. Wang [11.11] u analizi temperaturne ovisnosti napona praga MOS-tranzistora.

Pomoću dobivenog iznosa veličine $\Phi'_{MS} - \Phi_b$ može se izraz (11.48) pisati u obliku:

$$U_{GS0} = - \frac{Q_{SS} + Q_{SD}(-u_b, u_b)}{\epsilon_{ox}} d_{ox} - \Phi_b - 0,61 \text{ V}. \quad (11.51)$$

Pri upotrebi izraza (11.51) treba naboje Q_{SS} i $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ izražavati u As cm^{-2} , dielektričnu konstantu ϵ_{ox} u F cm^{-1} , a debljinu sloja silicij-dioksida d_{ox} u cm. Naboj Q_{SS} je pozitivna, a naboj $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ negativna veličina. Iznos naboja $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ određen je izrazom (11.27). Relacija (11.51) pokazuje ovisnost napona praga o normiranom potencijalu u_b . U praksi je, međutim, važnije znati ovisnost napona praga o koncentraciji primjesa u siliciju. Da se dobije ta ovisnost, potrebno je normirani potencijal u_b izraziti pomoću koncentracije akceptora N_A jer je riječ o siliciju p -tipa. Iz relacije (11.9), uz pretpostavku da je koncentracija akceptora mnogo veća od intrinzične koncentracije, dobiva se:

$$u_b = -\ln \frac{p_b}{n_i} = -\ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (11.52)$$

Pri izračunavanju napona praga valja iz zadane koncentracije akceptora, koristeći se relacijom (11.52), odrediti normirani potencijal u_b . Tako izračunani u_b uvrštava se u desnu stranu relacije (11.27) i odatle se dobiva naboj $Q_{SD}(-u_b, u_b)$, koji treba uzeti s negativnim predznakom. Uvrštenjem tako dobivenog $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ u izraz (11.51) izračunava se napon praga za zadanu koncentraciju akceptora N_A u siliciju pri zadanom iznosu parametra d_{ox} i Q_{SS}/q . Tako dobivena ovisnost napona praga U_{GS0} n -kanalne MOS-strukture o N_A prikazana je na slikama 11.15., 11.16. i 11.17. za debljine oksida 0,1 μm , 0,2 μm i 1 μm pri tri različite vrijednosti Q_{SS}/q . Krivulje se odnose na sobnu temperaturu. Zbog univerzalnosti krivulja, ovisnost napona praga o koncentraciji akceptora prikazana je u koordinatnom sustavu s $U_{GS0} - \Delta\Phi_M$ na ordinati gdje je $\Delta\Phi_M$ razlika u visini potencijalne barijere metal - silicij-dioksid MOS-strukture s bilo kojim materijalom na mjestu aluminija i MOS-strukture s aluminijem. Iz relacije (11.48), uz pomoć relacije (11.35), dobiva se:

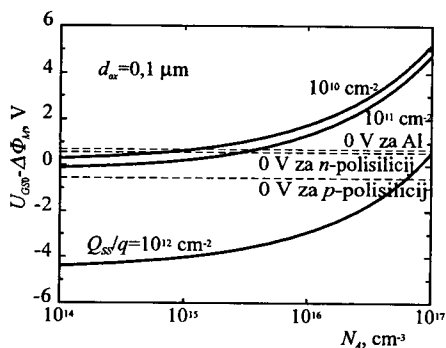
$$\Delta\Phi_M = \Phi_{M,Al} - \Phi_{M,Si}, \quad (11.53)$$

gdje je $\Phi_{M,Al}$ visina potencijalne barijere metal - silicij-dioksid uz aluminijsku metalnu elektrodu ($\approx 3,2$ V), a $\Phi_{M,Si}$ visina iste potencijalne barijere kada se aluminij nadomjesti polisilicijem. Polisilicij se redovito jako dopira donorima ili akceptorima da se osigura njegova što veća vodljivost. Kako je širina zabranjenog pojasa polisilicija praktički jednaka širini zabranjenog pojasa monokristalnog silicija, kod visoke koncentracije akceptora u p -tipu polisilicija bit će Fermijev nivo u polisiliciju u prvoj aproksimaciji izjednačen s dnom zabranjenog pojasa pa je $\Phi_{M,Si} \approx \chi + \Phi_G$. U tom slučaju relacija (11.53) daje $\Delta\Phi_M = -1,17$ V uz $\chi = 3,25$ V i $\Phi_G = 1,124$ V. To znači da je napon praga uz polisilicijsku elektrodu p -tipa jednak U_{GS0} za aluminijsku elektrodu uvećanom za 1,17 V. Ako je aluminij nadomješten polisilicijem n -tipa, tada se uz izjednačenje Fermijeva nivoa s vrhom zabranjenog pojasa dobiva $\Phi_{M,Si} \approx \chi$. U tom slučaju relacija (11.53) daje $\Delta\Phi_M = -0,05$ V, što znači da je napon praga samo za 0,05 V veći nego uz primjenu aluminijske elektrode. Može se zaključiti da između iznosa napona praga MOS-strukture s aluminijem i s polisilicijem n -tipa praktički nema razlike. Međutim, kada se namjesto aluminija upotrijebi polisilicij p -tipa, razlika je znatna i iznosi 1,17 V.

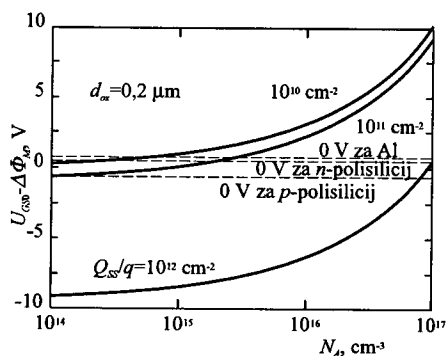
Dijagrami na slikama 11.15. do 11.17. potvrđuju činjenicu da, ovisno o tehnološkim i geometrijskim parametrima, napon praga n -kanalne MOS-strukture može biti negativan ili pozitivan. U prvom slučaju riječ je o n -kanalnoj MOS-strukturi **osiromašenog** (engl. *depletion*) tipa, a u drugom slučaju o n -kanalnoj MOS-strukturi **obogaćenog** (engl. *enhancement*) tipa.

Pri crtanju slike 11.17., za razliku od slika 11.15. i 11.16., na ordinati je U_{GS0} , a ne $U_{GS0} - \Delta\Phi_M$ jer je to debeli oksid s visokim rasponom iznosa napona praga, gdje je utjecaj člana $\Delta\Phi_M$ malen.

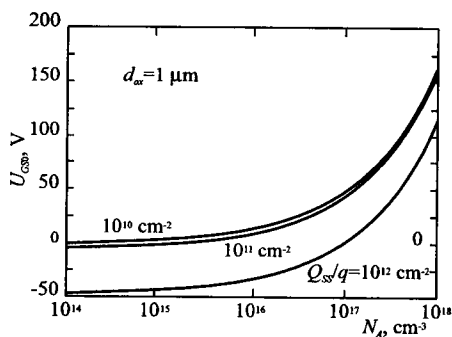
Pri analizi i proračunu n -kanalnih MOS elemenata dobro je znati iznose koncentracija akceptora u siliciju koje uz zadane iznose parametara Q_{SS}/q i d_{ox} osiguravaju željeni predznak napona praga. U tu svrhu izračunane su koncentracije akceptora N_A pri kojima napon praga mijenja predznak, tj. određene su nulte točke krivulja na slikama 11.15. do 11.17. za $\Delta\Phi_M = 0$, dakle za aluminijsku metalnu elektrodu. Rezultati su u tablici 11.1. Kod poznatih iznosa parametara Q_{SS}/q i d_{ox} mogu se odrediti granice iznosa koncentracija akceptora u kojima će MOS-element biti osiromašenog ili obogaćenog tipa. Na primjer, uz $d_{ox} = 0,1 \mu\text{m}$ i $Q_{SS}/q = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ granični N_A iznosi $1,77 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. To znači da će kod $N_A < 1,77 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ rezultirati struktura osiromašenog tipa, a kod $N_A > 1,77 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ struktura obogaćenog tipa.



Slika 11.15. Ovisnost napona praga n -kanalne MOS-strukture o koncentraciji akceptora za debljinu oksidnog sloja $d_{\text{ox}} = 0,1 \mu\text{m}$ uz Q_{ss}/q kao parametar



Slika 11.16. Ovisnost napona praga n -kanalne MOS-strukture o koncentraciji akceptora za debljinu oksidnog sloja $d_{\text{ox}} = 0,2 \mu\text{m}$ uz Q_{ss}/q kao parametar



Slika 11.17. Ovisnost napona praga n -kanalne MOS-strukture o koncentraciji akceptora za debljinu oksidnog sloja $d_{\text{ox}} = 1 \mu\text{m}$ uz Q_{ss}/q kao parametar

Tablica 1. Nulte točke krivulja napona praga za n -kanalne MOS-strukture s aluminijem

$d_{\text{ox}1} = 0,1 \mu\text{m}, d_{\text{ox}2} = 0,2 \mu\text{m}$ $Q_{\text{ss}1}/q = 10^{10} \text{cm}^{-2}, Q_{\text{ss}2}/q = 5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}, Q_{\text{ss}3}/q = 10^{11} \text{cm}^{-2},$ $Q_{\text{ss}4}/q = 5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}, Q_{\text{ss}5}/q = 10^{12} \text{cm}^{-2}$	
$d_{\text{ox}} ; Q_{\text{ss}}/q$	N_A, cm^{-3}
$d_{\text{ox}1} ; Q_{\text{ss}1}/q$	$8,95 \cdot 10^{14}$
$d_{\text{ox}1} ; Q_{\text{ss}2}/q$	$1,77 \cdot 10^{15}$
$d_{\text{ox}1} ; Q_{\text{ss}3}/q$	$3,29 \cdot 10^{15}$
$d_{\text{ox}1} ; Q_{\text{ss}4}/q$	$3,15 \cdot 10^{16}$
$d_{\text{ox}1} ; Q_{\text{ss}5}/q$	$1,04 \cdot 10^{17}$
$d_{\text{ox}2} ; Q_{\text{ss}1}/q$	$3,45 \cdot 10^{14}$
$d_{\text{ox}2} ; Q_{\text{ss}2}/q$	$9,85 \cdot 10^{14}$
$d_{\text{ox}2} ; Q_{\text{ss}3}/q$	$2,24 \cdot 10^{15}$
$d_{\text{ox}2} ; Q_{\text{ss}4}/q$	$2,88 \cdot 10^{16}$
$d_{\text{ox}2} ; Q_{\text{ss}5}/q$	$1,00 \cdot 10^{17}$

11.7. Napon praga p -kanalnih MOS-struktura

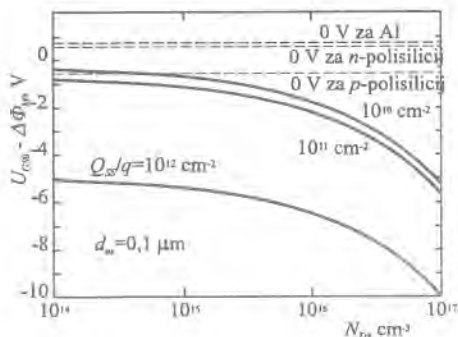
Napon praga p -kanalnih MOS-struktura određen je istim izrazima kao napon praga n -kanalnih MOS-struktura, dakle relacijama (11.48) i (11.51). Pri tome izraz (11.48) vrijedi općenito, a izraz (11.51) za p -kanalne MOS-strukture s aluminijem. Kad se upotrebljavaju ti izrazi, treba Q_{SD} uzimati s pozitivnim predznakom, jer se učinci tog naboja i naboja Q_{SS} međusobno potpomažu. Zbog toga napon praga p -kanalnih MOS-struktura s aluminijem ne mijenja predznak pri porastu koncentracije donora u siliciju. Napon praga je negativan i uvijek rezultira struktura **obogaćenog** tipa.

Da se dobije ovisnost napona praga p -kanalne MOS-strukture o koncentraciji donora, treba poći od relacije (11.9) koja se, uz pretpostavku da je koncentracija donora N_D mnogo veća od intrinzične koncentracije n_i , može pisati u obliku:

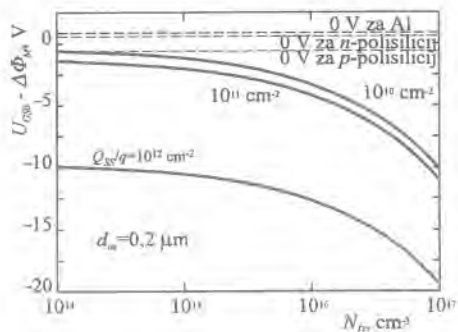
$$u_b = \ln \frac{n_b}{n_i} = \ln \frac{N_D}{n_i} . \quad (11.54)$$

Pomoću gornjeg izraza izračunava se u_b za zadani N_D i uvrštava u relaciju (11.27) pa se dobiva naboj $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ koji treba uzeti s pozitivnim predznakom. Uvrštenjem u izraz (11.51) dobivaju se pripadni iznosi napona praga p -kanalnih MOS-struktura s aluminijem, a uz uzetu u obzir relaciju (11.53) iznosi napona praga za bilo koji materijal na mjestu aluminija. Ovisnost napona praga o N_D prikazana je na slikama 11.18., 11.19. i 11.20. za debljine oksida $d_{ox} = 0,1 \mu\text{m}$, $0,2 \mu\text{m}$ i $1 \mu\text{m}$ uz Q_{SS}/q kao parametar. Pri tome je na slikama 11.18. i 11.19. na ordinati veličina $U_{GS0} - \Delta\Phi_M$, a na slici 11.20. veličina U_{GS0} . Te slike, kao i slike 11.15. - 11.17. vrijede za aluminij, polisilicij p -tipa i polisilicij n -tipa.

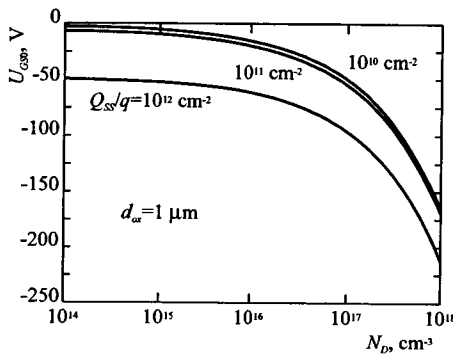
Iz slika 11.18. - 11.20. vidljivo je, kao što je već rečeno, da kod p -kanalnih MOS-struktura s aluminijem uvijek rezultira negativni U_{GS0} . Ako se međutim upotrijebi tanki oksid reda $0,1 \mu\text{m}$ ili manje, uz Q_{SS}/q reda 10^{10} cm^{-2} , uz niske iznose N_D , moguć je i pozitivni predznak U_{GS0} kod struktura s polisilicijem p -tipa.



Slika 11.18. Ovisnost napona praga p -kanalne MOS-strukture o koncentraciji donora za debljinu oksidnog sloja $d_{ox} = 0,1 \mu\text{m}$ uz Q_{SS}/q kao parametar



Slika 11.19. Ovisnost napona praga p -kanalne MOS-strukture o koncentraciji donora za debljinu oksidnog sloja $d_{ox} = 0,2 \mu\text{m}$ uz Q_{SS}/q kao parametar



Slika 11.20. Ovisnost napona praga p -kanalne MOS-strukture o koncentraciji donora za debljinu oksidnog sloja $d_{ox} = 1 \mu\text{m}$ uz Q_{SS}/q kao parametar

11.8. Upotreba relacija za napon praga u projektiranju poluvodičkih elemenata i metalizacije

Iznos napona praga u praktičnoj primjeni obično nije veličina koja se računa iz poznatih tehnoloških i geometrijskih veličina poluvodičkih MOS-struktura, već je to veličina unaprijed zadana naponskim nivoima s kojima rade tranzistori i sklopovi. Iznos napona praga najčešće je određen iznosom istosmjernih napona napajanja sklopova i elemenata, kao i dopuštenim iznosom napona smetnji na ulazu sklopa. Zato relaciju (11.48) najčešće primjenjujemo pri određivanju debljine oksidnog sloja u MOS-strukturi sa zadanim iznosom napona praga. Relacija (11.48) pri tome daje:

$$d_{ox} = \epsilon_{ox} \frac{\Phi_{MS} - 2\Phi_b - U_{GS0}}{Q_{SS} + Q_{SD}(-u_b, u_b)}. \quad (11.55)$$

Korist je od izraza (11.55) višestruka. On ponajprije omogućuje izračunavanje debljine oksidnog sloja iznad kanala MOS FET-ova. Međutim, ta će relacija poslužiti i pri određivanju debljine oksidnog sloja ispod metalnih tankih slojeva pomoću kojih se povezuju komponente monolitnog sklopa. To se prije svega odnosi na metalne vodove iznad silicija p -tipa koji svojim pozitivnim polaritetom mogu na silicijevoj površini inducirati inverzijske n -slojeve. Time se ostvaruje neželjena galvanska sprega među elementima na istoj pločici, pa tu pojavu valja spriječiti. To je moguće ako se pomoću relacije (11.55) odabere ona debljina d_{ox} oksidnog sloja ispod metalizacije koja osigurava napon praga prisutne MOS-strukture veći po iznosu od napona praga za obogaćenu strukturu.

Ovdje izvršena analiza napona praga odnosi se na MOS-strukture s uniformnom raspodjelom primjesa u siliciju. Pri tome se pretpostavlja da dimenzije u smjeru z i y na slici 11.1. nisu ograničene. U realnim MOS-strukturama pridruženim MOS FET-ovima dimenzije strukture u smjeru z i y često su vrlo male, reda $1 \mu\text{m}$ ili čak i manje. U tom slučaju iznos napona praga ovisi o dimenzijama strukture u smjeru y i z , što pri upotrebi relacija za iznos napona praga treba uzeti u obzir s odgovarajućim korekcijskim faktorima. O tome će biti više rečeno u trinaestom poglavlju.

11.9. Inverzijski, osiromašeni i obogaćeni slojevi u sustavu Si-SiO₂

Analizirat ćemo uvjete koji se moraju ispuniti da površina silicijske pločice pokrivena samo oksidnim slojem ne postane invertirana, tj. da se ne oblikuju vodljivi kanali koji bi po površini silicijske pločice spajali pojedine elektrode iste komponente ili pojedine elektrode susjednih komponenata istog sklopa mimo električne sheme spajanja. Do tih pojava može doći samo na površini silicija *p*-tipa jer je naboj Q_{SS} uvijek pozitivan pa ne nastaje inverzijski sloj na površini silicija *n*-tipa. Sprečavanje pojave neželjenih inverzijskih slojeva podjednako je važno i za unipolarne i za bipolarne sklopove. Razmotrit ćemo nekoliko karakterističnih slučajeva. Na slici 11.21. prikazan je presjek monolitnog *nnp*-tranzistora prekrivenog slojem silicij-dioksida. U oksidnom sloju naznačen je pozitivni naboj površinskih stanja. Djelovanjem tog naboja povećava se koncentracija slobodnih elektrona na površini *p*-baze. Ovisno o iznosu naboja Q_{SS} i koncentraciji akceptora u *p*-bazi moguća su tri slučaja. Kad su iznosi pozitivnog naboja Q_{SS} niski, osiromašuje površina baze većinskim nosiocima - šupljinama, pa je u tom dijelu baze koncentracija šupljina manja nego u volumenu, ali je još uvijek veća od koncentracije elektrona na površini. Kompletna baza tu ima koncentraciju šupljina veću od koncentracije elektrona. Pri određenoj povećanoj količini naboja Q_{SS} izjednačuju se površinske koncentracije elektrona i šupljina i površina baze postaje intrinzična. Već malo povećanje naboja Q_{SS} iznad prethodnog iznosa daje veću koncentraciju elektrona od koncentracije šupljina na površini baze pa nastaje pojava inverzijskog sloja. Ta je situacija prikazana na slici 11.21. Tu između *n*⁺-emitera i *n*-kolektora postoji na površini baze vodljivi *n*-kanal, čime se znatno povećavaju reverzne struje zasićenja tranzistora.

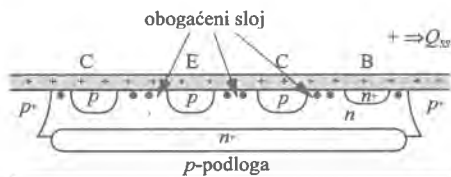
Drugi primjer koji ćemo razmotriti jest lateralni *pnp*-tranzistor (slika 11.22). Pozitivni naboj Q_{SS} privlači slobodne elektrone iz volumena lateralne *n*-baze na površinu stvarajući sloj obogaćen elektronima. Tu, dakle, nema opasnosti od stvaranja inverzijskog sloja, odnosno vodljivog površinskog kanala. U tom slučaju obogaćeni sloj elektrona na površini *n*-baze pridonosi poboljšanju karakteristika tranzistora te smanjuje utjecaj površinske rekombinacije na iznos faktora strujnog pojačanja, jer su pri uspostavljanju obogaćenog sloja šupljine velikim dijelom potisnute u volumen lateralne baze ispod obogaćenog sloja.

Da bi se odredili uvjeti u kojima se mogu spriječiti pojave inverzijskih slojeva na površini *p*-silicija, treba analizirati sustav silicij-dioksid - silicij *p*-tipa. Uvjet električne neutralnosti tog sustava glasi:

$$Q_{SS} + Q_{SD} = 0. \quad (11.56)$$



Slika 11.21. Pojava inverzijskih slojeva na površini *p*-baze *nnp*-tranzistora



Slika 11.22. Pojava obogaćenih slojeva na površini *n*-baze lateralnog *pnp*-tranzistora

Kako bi silicijeva površina postala upravo intrinzična, mora biti ispunjen uvjet:

$$Q_{SS} + Q_{SD}(0, u_b) = 0. \quad (11.57)$$

Uvrsti li se $u_s = 0$ u relaciju (11.25), izlazi:

$$Q_{SD}(0, u_b) = -\frac{\varepsilon U_T}{L_{DE}} f(0, u_b) = -\frac{\varepsilon U_T}{L_{DE}} \sqrt{2} \left[\frac{1}{\cosh u_b} - 1 + u_b \tanh u_b \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11.58)$$

Pomoću relacija (11.22), (11.57) i (11.58) dobiva se za normirani potencijal u_b jednadžba:

$$u_b \sinh u_b - \cosh u_b + 1 - \frac{q}{4\varepsilon n_i U_T} \left(\frac{Q_{SS}}{q} \right)^2 = 0 \quad (11.59)$$

Rješenjem jednadžbe (11.59) po u_b , uz zadane iznose parametra Q_{SS}/q , dobivaju se oni iznosi normiranih potencijala u_b pri kojima površina silicija p -tipa postaje upravo intrinzična. Iz tako dobivenih iznosa veličine u_b mogu se pomoću relacije (11.52) odrediti koncentracije akceptora N_A u siliciju p -tipa kod kojih silicijeva površina uz zadane iznose parametra Q_{SS}/q postaje intrinzična. U tablici 11.2. navedeni su iznosi normiranih potencijala u_b i koncentracija akceptora N_A pri kojima za pet tipičnih iznosa parametra Q_{SS}/q površina silicija p -tipa postaje intrinzična. Rezultati se odnose na sobnu temperaturu. Za koncentracije N_A manje od onih u tablici 11.2. površina silicija p -tipa će uz pripadni iznos parametra Q_{SS}/q biti invertirana, tj. na silicijevoj površini će se pojaviti vodljivi n -kanal. Ako je koncentracija akceptora veća od one u tablici 11.2., neće se pojaviti inverzijski sloj, već će samo površina osiromašiti većinskim nosiocima. Prema tablici 11.2. pri iznosu parametra $Q_{SS}/q = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ površina p -silicija postaje intrinzična uz koncentraciju akceptora $N_A = 2,712 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ako se N_A poveća više od navedenog iznosa, površina postaje osiromašena i zadržava karakter silicija p -tipa. Obrnuto, ako se N_A smanji, nastaje inverzija površine i ona prelazi u površinu n -tipa.

Tablica 2. Nulte točke funkcije

$u_b \sinh u_b - \cosh u_b + 1 - \frac{q}{4\varepsilon n_i U_T} \left(\frac{Q_{SS}}{q} \right)^2 = 0$		
$Q_{SS}/q, \text{ cm}^{-2}$	u_b	$N_A, \text{ cm}^{-3}$
10^{10}	7,9662	$4,323 \cdot 10^{13}$
$5 \cdot 10^{10}$	10,8398	$7,655 \cdot 10^{14}$
10^{11}	12,1051	$2,712 \cdot 10^{15}$
$5 \cdot 10^{11}$	15,0862	$5,345 \cdot 10^{16}$
10^{12}	16,3844	$1,957 \cdot 10^{17}$

11.10. Alternativni oblik izraza za napon praga i analogija MOS-strukture i *pn*-strukture

Relacija (11.48) za određivanje iznosa napona praga MOS-strukture posve je općenita i vrijedi i za *p*-tip i *n*-tip podloge. Pri tome je naboj osiromašenog sloja Q_{SD} izražen pomoću normiranog potencijala neutralnog volumena u_b . U literaturi se često upotrebljava alternativni oblik relacije (11.48) u kojem se Q_{SD} izravno izražava pomoću koncentracije primjese u podlozi. Razmotrit ćemo MOS-strukturu s poluvodičem *p*-tipa i s koncentracijom akceptora N_A . Naboj $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ odredit ćemo polazeći od relacije (11.14), koja uz $N_D = 0$ daje:

$$\text{sh}u_b = -\frac{N_A}{2n_i}. \quad (11.60)$$

Normirani potencijal neutralnog volumena određen je relacijom $u_b = \Phi_b/U_T$. Uvrštenjem relacije (11.60) i relacije za u_b u (11.27) dobiva se:

$$Q_{SD}(-u_b, u_b) = -\sqrt{2\epsilon q N_A (-2\Phi_b)}. \quad (11.61)$$

Ta je relacija egzaktna, kao i relacija (11.27), jer nisu učinjena nikakva dodatna zanemarenja. Do iste relacije može se doći i jednostavnijim putem ako se pođe od teorije nesimetričnog *pn*-spoja iz poglavlja 5. Prema relaciji (5.59) širina osiromašenog sloja na *p*-strani nesimetričnog skokovitog *pn*-spoja, s mnogo vodljivijom *n*-stranom, u ravnotežnim uvjetima, iznosi:

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon U_K}{q N_A}}, \quad (11.62)$$

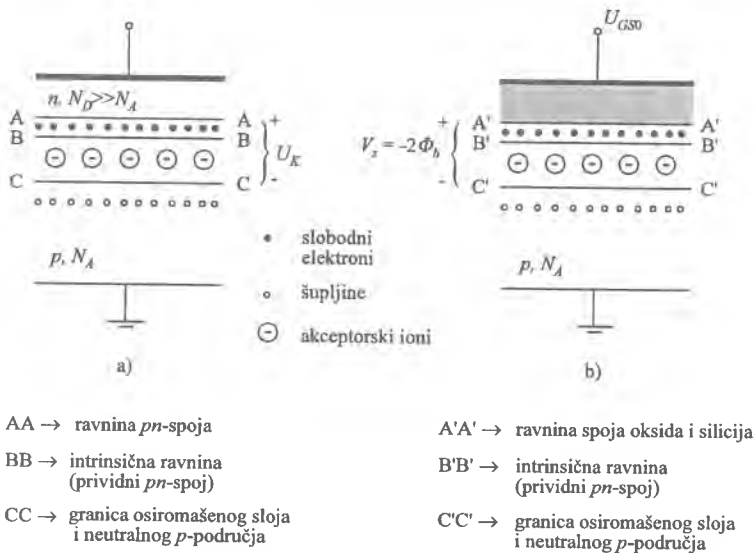
gdje je U_K kontakti potencijal *pn*-spoja. Naboj Q_{SD} po jedinici površine područja prostornog naboja kod skokovitog *pn*-spoja, na *p*-strani toga spoja, iznosi:

$$Q_{SD} = -q N_A x_p. \quad (11.63)$$

Uvrštenjem (11.62) u (11.63) proizlazi:

$$Q_{SD} = -\sqrt{2\epsilon q N_A U_K}. \quad (11.64)$$

Relacije (11.61) i (11.64) posve su identične ako je ispunjen uvjet $U_K = -2\Phi_b$, što odgovara invertiranoj površini *p*-podloge u MOS-strukturi kada se na metal priključi napon jednak U_{GS0} , a *p*-podloga uzemlji. U tom slučaju postoji potpuna analogija između nesimetričnog skokovitog *pn*-spoja s mnogo vodljivijom *n*-stranom i MOS-strukture s *p*-podlogom. Ta je analogija ilustrirana slikom 11.23. Pri tome na *pn*-strukturu nije doveden nikakav vanjski napon pa između strana *n* i *p* postoji samo kontaktna razlika potencijala U_K . Na MOS-strukturu doveden je napon U_{GS0} , odnosno napon praga koji osigurava potrebnu inverziju površine poluvodiča ($V_s = -2\Phi_b$). Na slici 11.23. naznačen je za obje strukture položaj intrinzične ravnine odnosno prividnog *pn*-spoja (ravnine BB i B'B') i položaj ravnine koja odjeljuje osiromašeni sloj smješten ispod intrinzične ravnine od neutralne *p*-podloge. Kod *pn*-strukture postoje dvije ravnine *pn*-spoja: stvarna (ravnina AA) i prividna (ravnina BB).



Slika 11.23. Analogija nesimetričnog skokovitog pn-spoja s mnogo vodljivijom n-stranom i MOS-strukture s p-podlogom

U MOS-strukturi s p-podlogom postoji samo p-poluvodič bez n-poluvodiča, pa nema stvarnog pn-spoja, ali postoji prividni pn-spoj u intrinzičnoj ravlini B'B'. Pri tome postoji bitna razlika između prividnog pn-spoja (intrinzične ravnine) u pn-strukturi i MOS-strukturi. Kod pn-strukture prividni pn-spoj postoji uvijek, i kad na pn-strukturu nije priključen vanjski napon, uz uvjet da je $N_A \neq N_D$. Kod MOS-strukture potrebna je inverzija površine poluvodiča da dođe do pojave prividnog pn-spoja. Za tu inverziju potreban je vanjski napon ukoliko se radi o obogaćenoj MOS-strukturi. Ako je MOS-struktura osiromašena, ne mora postojati vanjski napon jer do inverzije dolazi zbog djelovanja površinskog naboja i razlike radova izlaza metala i poluvodiča.

Relacija (11.48) za napon praga može se sada, kad je u pitanju MOS-struktura s p-podlogom, pisati u obliku:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS} - \sqrt{2\epsilon q N_A (-2\Phi_b)}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b. \quad (11.65)$$

Za napon praga MOS-strukture s n-podlogom proizlazi slično:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS} + \sqrt{2\epsilon q N_D (2\Phi_b)}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b. \quad (11.66)$$

U relaciji (11.65) je $\Phi_b < 0$, a u relaciji (11.66) je $\Phi_b > 0$. Zato je u relaciji (11.65) član $2\Phi_b$ pod znakom drugog korijena uvršten s negativnim, a u relaciji (11.66) s pozitivnim predznakom.

11.11. Utjecaj podloge na iznos napona praga

Dosadašnja razmatranja povezana s naponom praga odnose se na uzemljene MOS-strukture. Sada će se razmotriti slučaj opisan slikom 11.24. Između inverzijskog sloja na površini p -podloge i uzemljenja doveden je napon U_B s pozitivnim polom na inverzijskom sloju, a s negativnim polom na uzemljenju. Kako intrinzična ravnina između n -inverzijskog sloja i osiromašenog sloja djeluje poput prividne pn -ravnine, napon U_B s plusom na n -strani i s minusom na p -strani nepropusno polarizira taj prividni pn -spoj povećavajući širinu osiromašenog sloja u skladu s teorijom pn -spoja. U realnim MOS-strukturama napon U_B svojim pozitivnim polom dovodi se na inverzijski sloj preko n^+ -područja dobivenog bilo plitkom difuzijom donora bilo njihovom ionskom implantacijom. To n^+ -područje u MOS-tranzistorima inače služi kao **uvod** (engl. *source*). Prema relaciji (5.114), uz $N_D \gg N_A$, širina osiromašenog sloja na p -strani nepropusno polarizirane pn -strukture iznosi:

$$x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_A}(U_K + U_R)}. \quad (11.67)$$

gdje je U_R napon reverzne polarizacije prema slici 5.12. Do analogne relacije za širinu osiromašenog sloja ispod intrinzične ravnine u MOS-strukturi na slici 11.24. dolazi se zamjenom U_K s $-2\Phi_b$ i U_R s U_B , pa je:

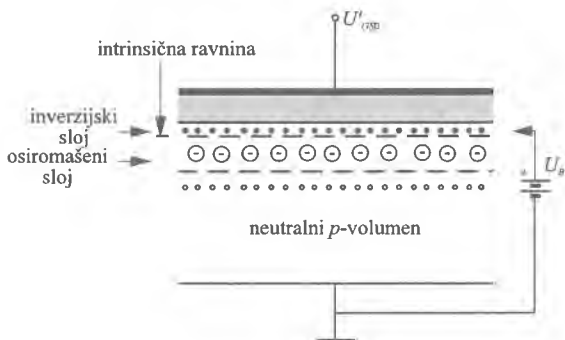
$$x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_A}(-2\Phi_b + U_B)}. \quad (11.68)$$

Relacija (11.64) prelazi sada u:

$$Q_{SD} = -\sqrt{2\varepsilon q N_A}(-2\Phi_b + U_B), \quad (11.69)$$

pri čemu je $\Phi_b < 0$ i $U_B > 0$. Posljedica porasta iznosa naboja Q_{SD} s obzirom na slučaj $U_B = 0$ je porast iznosa napona praga s U_{GS0} na $U'_{GS0} > U_{GS0}$. Pomoću relacija (11.48), (11.65) i (11.69) dobiva se:

$$U'_{GS0} = U_{GS0} + \gamma(\sqrt{-2\Phi_b + U_B} - \sqrt{-2\Phi_b}). \quad (11.70)$$



Slika 11.24. Uz analizu utjecaja napona U_B između inverzijskog sloja i uzemljenja na iznos napona praga

Veličina γ određena je relacijom:

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\epsilon q N_A}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} \quad (11.71)$$

i zove se **faktor volumena** (engl. *body faktor*) ili **koeficijent volumnog napajanja** (engl. *body bias coefficient*). Dimenzija mu je $V^{1/2}$, a tipičan iznos 0,1 $V^{1/2}$ do nekoliko $V^{1/2}$. Iz relacije (11.71) očito je da napon U_B to slabije djeluje na iznos napona praga što je p -podloga slabije vodljiva (niži N_A) i oksidni sloj tanji (manji d_{ox}). Relacija (11.70) odnosi se na MOS-strukturu s p -podlogom i u njoj je $\Phi_b < 0$ i $U_B > 0$.

Slična relacija vrijedi i za napon praga MOS-strukture s n -podlogom:

$$U'_{GS0} = U_{GS0} - \gamma(\sqrt{2\Phi_b - U_B} - \sqrt{2\Phi_b}), \quad (11.72)$$

gdje faktor volumena γ ima iznos određen izrazom:

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\epsilon q N_D}}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (11.73)$$

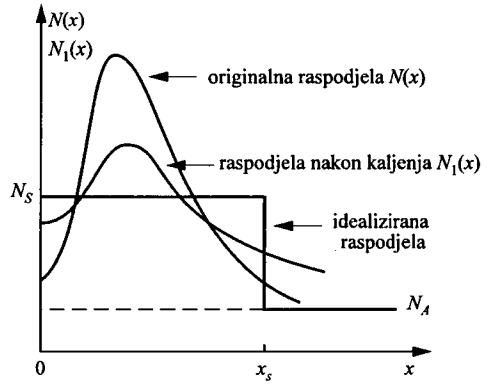
U relaciji (11.72) je $\Phi_b > 0$ i $U_B < 0$, dok su U_{GS0} i U'_{GS0} najčešće negativni. I ovdje napon U_B povećava iznos napona praga.

Relacije (11.70) i (11.73) često se primjenjuju u analizi rada MOS-tranzistora u realnim integriranim sklopovima MOS i CMOS.

11.12. Utjecaj ionske implantacije na iznos i predznak napona praga

U praktičnim primjenama n -kanalni MOS-tranzistori rade s pozitivnim naponima između odvoda i uvoda i s pozitivnim naponima između upravljačke elektrode i uvoda. Pri tome se redovito očekuje da i napon praga bude pozitivan. Kod niskih iznosa koncentracije akceptora u p -podlozi napon praga redovito je negativan. Ta neželjena pojava može se izbjeći primjenom polisilicija p -tipa kao materijala upravljačke elektrode (slika 11.15. i 11.16), kao i primjenom postupka ionske implantacije. Tim se postupkom, detaljnije opisanim u poglavlju 4., u područje inverzijskog sloja ubacuju dodatni akceptorski ioni, čime se lokalno povećava koncentracija akceptora, što dovodi do promjene predznaka napona praga ako je implantacijska doza ispravno odabrana. Postupak ionske implantacije primjenjuje se ne samo u opisanom slučaju već i za finije podešavanje samog iznosa napona praga. Tako se općenito može primjenjivati implantacija i akceptora i donora i u podlogu p i n .

Da bismo izveli relaciju koja procjenjuje utjecaj ionske implantacije na iznos napona praga, razmotrit ćemo raspodjelu atoma primjesa u implantiranom sloju na površini poluvodiča ispod oksidnog sloja u MOS-strukturi. Ako je os x usmjerena od površine poluvodiča prema neutralnom volumenu, tada je prema slici 11.25. moguće prikazati originalnu raspodjelu implantiranih atoma $N(x)$, raspodjelu nakon kaljenja $N_1(x)$ i idealiziranu "pravokutnu" raspodjelu karakteriziranu površinskom koncentracijom N_S i širinom sloja x_s . Može se pokazati da je x_s suma projiciranog dometa i njegove standardne devijacije u originalnoj



Slika 11.25. Raspođjela implantiranih atoma u području ispod oksidnog sloja i aproksimacija pravokutnom raspodjelom s parametrima N_S i x_s

raspođjeli [11.16]. Implantacijska doza Q_I određena je relacijom:

$$Q_I = \int_0^{\infty} [N(x) - N_A] dx, \quad (11.74)$$

gdje je N_A originalna koncentracija akceptora u p -podlozi prije ionske implantacije. Da bi količine implantiranih primjesa bile iste po stvarnoj raspodjeli i po "pravokutnoj" aproksimaciji, mora biti ispunjen uvjet:

$$Q_I = (N_S - N_A) x_s. \quad (11.75)$$

Moguća su tri osnovna slučaja u primjeni ionske implantacije. U prvom je slučaju x_s vrlo mali u odnosu na širinu osiromašenog sloja prije implantacije, znači implantacija je vrlo plitka. Tada idealizirana pravokutna raspodjela na slici 11.25. prelazi u delta-funkciju ioniziranih iona smještenu na SiO_2 -Si međupovršini. To je ekvivalentno promjeni naboja površinskih stanja. Pri implantaciji akceptora unosi se negativan ionski naboj koji smanjuje utjecaj pozitivnog Q_{SS} . U relaciji (11.48) u tom slučaju naboj Q_{SS} treba zamijeniti nabojem $Q_{SS} - Q_I$ pa izraz za napon praga sada glasi:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS} + Q_{SD}(-u_b, u_b)}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b + \frac{Q_I}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (11.76)$$

Kod MOS-strukture s p -podlogom prema relaciji (11.76) implantacija akceptora u inverzijski sloj povećava iznos pozitivnog napona praga za:

$$\Delta U_{GS0} = \frac{Q_I}{\epsilon_{ox}} d_{ox}. \quad (11.77)$$

U relacijama (11.76) i (11.77) za implantacijsku dozu Q_I treba uvrštavati njezin apsolutni iznos.

Drugi slučaj implantacije je onaj kod koga je x_s veći od maksimalne širine osiromašenog sloja x_p na površini p -podloge. U tom je slučaju površinski sloj uniformno dopiran akceptorima koncentracije N_s . Napon praga određen je relacijom (11.48), pri čemu u relaciju za $Q_{SD}(-u_b, u_b)$ treba uvrstiti N_s namjesto N_A , a također i u izraz za Φ_b . Može se izravno primijeniti i relacija (11.65) u obliku:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS} - \sqrt{2\epsilon q N_s (-2\Phi_b)}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b, \quad (11.78)$$

pri čemu je Φ_b prema relaciji (11.52):

$$\Phi_b = u_b U_T = -U_T \ln \frac{N_s}{n_i}. \quad (11.79)$$

U tim je relacijama zanemaren iznos koncentracije akceptora u podlozi u odnosu na N_s , što je u praksi dopušteno jer je redovito $N_s \gg N_A$.

Treći slučaj je najsloženiji. Tu je širina osiromašenog sloja na površini podloge veća od x_s . U tom slučaju implantirani sloj zauzima samo jedan dio osiromašenog sloja, pa za analizu toga slučaja treba riješiti Poissonovu jednadžbu. O tome više u [11.16].

LITERATURA

- 11.1. A. Many et al, »Semiconductor Surfaces«, Nort - Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- 11.2. S.R. Hofstein, »An Investigation of Instability and Charge Motion in Metal - Silicon Oxide - Silicon Structures«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-13, 1966, 2, 222-237.
- 11.3. E.H. Snow, B.E. Deal, »Barrier Energies in MOS Structures«, Solid - State Device Research Conference, Evanston, 1966.
- 11.4. A.S. Grove, »Physics and Technology of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1967.
- 11.5. S.D. Brotherton, »Dependence of MOS Transistor Threshold Voltage on Substrate Resistivity«, Solid - State Electronics, 10, 1967, 6, 611-616.
- 11.6. S.K. Ghandhy, »The Theory and Practice of Microelectronics«, John Wiley, New York, 1968.
- 11.7. P. Richman, »Theoretical Threshold Voltages for MOS Field Effect Transistors«, Solid - State Electronics, 11, 1968, 8, 869-876.
- 11.8. E. Kooi, »The Surface Properties of Oxidized Silicon«, Ph. D. Thesis, Technical University, Eindhoven, 1967.
- 11.9. K.H. Zaininger, F.P. Heiman, »The C-V Technique as an Analytical Tool«, Solid - State Technology, 13, 1970, 1, 49-56.
- 11.10. R.S.C. Cobbold, »Theory and Applications of Field - Effect Transistors«, Wiley - Interscience, New York, 1970.
- 11.11. R. Wang et al, »Threshold Voltage Variations with Temperature in MOS Transistors«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-18, 1971, 6, 386-388.

- 11.12. P. Richman, »MOS Field - Effect Transistors and Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1973.
- 11.13. P. Biljanović, »Kompatibilne integrirane strukture s MOS unipolarnim i s bipolarnim tranzistorima«, doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet, Zagreb, 1972.
- 11.14. P. Biljanović, »Mikroelektronika - Integrirani elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1990.
- 11.15. B.E. Deal, »Standardized Terminology for Oxide Charges Associated with Thermal Oxidized Silicon«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-27, 1980, 3, 606-608.
- 11.16. S.M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 11.17. L. Madunić, »Silicijeva upravljačka elektroda u MOS strukturama«, elaborat u projektu »Integrirane komponente«, Republički fond za naučni rad Hrvatske, Zagreb, 1972.
- 11.18. F. Faggin, T.Klein, »Silicon Gate Technology«, Solid - State Electronics, 23, 1970, 8, 1125-1145.
- 11.19. P. Biljanović, D. Fischer, »Komponente monolitnih integriranih krugova«, elaborat u projektu »Integrirane komponente«, Republički fond za naučni rad Hrvatske, Zagreb, 1969.
- 11.20. R.M. Burger, D.P. Donovan, »Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology«, vol. 2, Prentice Hall, New York, 1968.
- 11.21. W.N. Carr, J.P. Mize, »MOS/LSI Design and Application«, Mc Graw-Hill, New York, 1972.
- 11.22. D.M. Fleetwood, »Border Traps in MOS Devices«, IEEE Trans. Nuclear Science, 39, 1992, 2, 269-271.
- 11.23. J.P. Uyemura, »Fundamentals of MOS Digital Integrated Circuits«, Addison - Wesley, Reading, 1988.
- 11.24. Ž. Butković, privatna komunikacija.
- 11.25. M. Pregrad, privatna komunikacija.

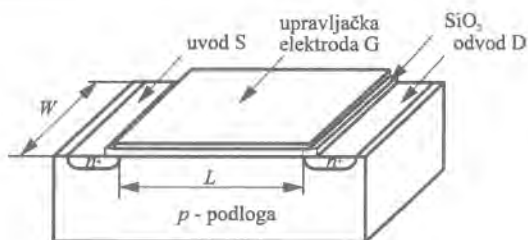
12. Svojstva unipolarnih MOS-tranzistora

12.1. Uvod

MOS-struktura opisana u jedanaestom poglavlju temeljni je dio unipolarnih MOS-tranzistora. Ti se tranzistori različito nazivaju i u biti opisuju istu tranzistorsku strukturu. Uobičajeni je naziv **metal - oksid - poluvodič tranzistor s efektom polja** ili MOS FET što je kratica od engleskog izvornog naziva **Metal - Oxide - Semiconductor Field - Effect - Transistor**. Upotrebljava se i naziv **metal - oksid - poluvodič tranzistor** ili MOST, što je kratica od engleskog naziva **Metal - Oxide - Semiconductor Transistor**. U općem slučaju u MOS-strukturi ne mora kao dielektrik služiti silicij-dioksid već bilo koji dielektrik kompatibilan s planarnom tehnologijom. Zato postoji i općenitiji naziv **transistor s efektom polja s izolirajućom upravljačkom elektrodom** ili IG FET, što je kratica od engleskog naziva **Insulated - Gate Field - Effect - Transistor**.

Osnovna struktura MOS FET-a¹ prikazana je na slici 12.1. Podloga elementa je monokristalna pločica *p*-tipa debljine reda 0,1 do 0,3 mm. U podlogu se difundiraju dva n^+ -područja do dubine od nekoliko stotina nm. Ta se područja zovu **uvod** (engl. *source*) i **odvod** (engl. *drain*) s oznakama S, odnosno D. Područje između uvida i odvoda pokriveno je slojem silicij-dioksida tipične debljine reda 0,1 μm . Iznad oksidnog sloja nanosi se metalna elektroda poznata pod nazivom **upravljačka** ili **kontrolna elektroda** (engl. *gate*) s oznakom G. Istim postupkom metalizacije nanosi se i metalni sloj iznad n^+ -područja uvida i odvoda, čime se formiraju kontakti uvida i odvoda (nije prikazano na slici). U području ispod upravljačke elektrode, na površini silicija, između uvida i odvoda, formira se u radnim uvjetima **inverzijski sloj** bogat slobodnim elektronima koji čini ***n*-vodljivi kanal** između uvida i odvoda, a taj omogućuje nesmetano gibanje slobodnih elektrona iz uvida u kanal, kroz kanal i iz kanala u odvod, čime se osigurava protjecanje struje odvoda od odvoda kroz kanal prema uvodu. Dimenzije kanala određene su razmakom n^+ -područja uvida i odvoda i širinom upravljačke elektrode. Prema slici 12.1. dužina kanala određena je razmakom n^+ -područja i iznosi L , a širina kanala je W . Tipičan iznos L je kod tranzistora u VLSI i ULSI

¹ Dalje u tekstu ravnopravno će se upotrebljavati termini MOS FET i MOS-tranzistor.



Slika 12.1. Osnovna struktura MOS FET-a ili MOS-tranzistora s n -kanalom

sklopovima ispod $1\ \mu\text{m}$, a u sklopovima nižih stupnjeva integracije dužina kanala iznosi do nekoliko μm . Širina kanala je redovito osjetno veća od L .

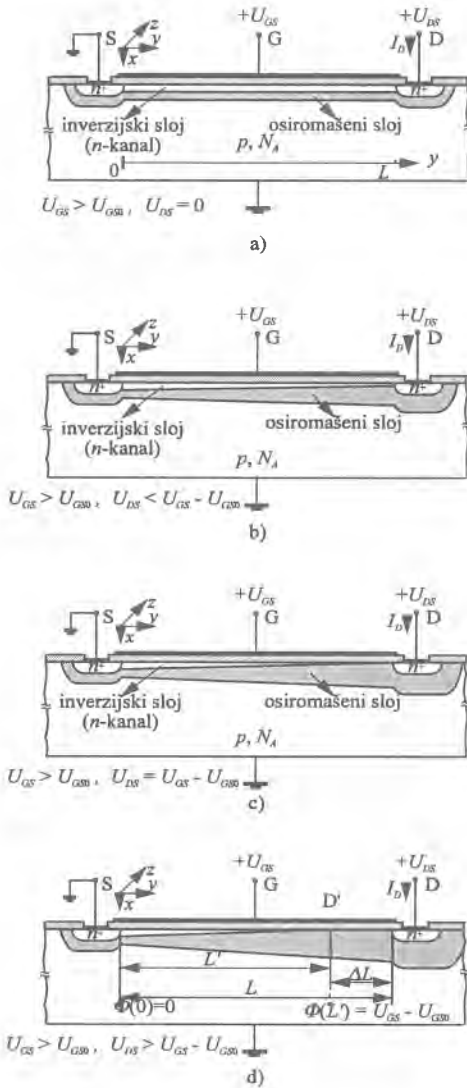
Element na slici 12.1. radi s kanalom n -tipa formiranim na p -podlozi i zove se **n -kanalni MOS FET** ili kraće NMOS. Ako kao podloga služi poluvodič n -tipa, tada su uvod i odvod p^+ -područja. Da bi tekla struja odvoda, na površini pločice ispod upravljačke elektrode, između p^+ -uvoda i p^+ -odvoda, mora postojati p -kanal bogat šupljinama, dakle p -inverzijski sloj. Taj tip MOS FET-a zove se stoga **p -kanalni MOS FET** ili kraće PMOS. Kod oba tipa MOS FET-a uvjet za protjecanje struje kroz tranzistor je **inverzija površine silicija između uvoda i odvoda**, odnosno postojanje **inverzijskog sloja** u kojem manjinski nosioci postaju brojniji od većinskih.

12.2. Princip rada

U analizi principa rada MOS FET-a polazimo od pretpostavki koje olakšavaju analizu i u fizikalnom i u matematičkom smislu, a dovoljno su korektne da bitno ne narušavaju fizikalnu ispravnost dobivene slike. Te su pretpostavke sljedeće:

- vrijede uvjeti koji opravdavaju primjenu aproksimacije gradiranim kanalom (v. dio 10.4),
- podloga je uniformno dopirana,
- napon praga ne mijenja iznos zbog protjecanja struje kroz kanal,
- struja kroz kanal ima samo driftnu komponentu,
- kanal je dug, što znači da se mogu zanemariti efekti modulacije dužine kanala, te da vrijedi proporcionalnost između driftne brzine slobodnih nosilaca i električnog polja u kanalu u horizontalnom smjeru na slici 12.1.,
- širina kanala W dosta je veća od dužine kanala L .

Polazeći od gornjih pretpostavki, analizirat ćemo rad n -kanalnog MOS FET-a. Pri tome ćemo pretpostaviti da je tranzistor spojen prema slici 12.2. Podloga tranzistora i uvod su pri tome uzemljeni te su na nultom potencijalu. Da bi tranzistor uopće radio, neophodno je da se na površini poluvodiča ispod upravljačke elektrode formira n -inverzijski sloj. To će se postići ako napon između upravljačke elektrode i uvoda U_{GS} bude veći od napona praga U_{GS0} . Ako je pri tome napon U_{DS} između odvoda i uvoda jednak nuli, nastupa slučaj opisan na slici 12.2.a. Što je U_{GS} veći od U_{GS0} , na površini poluvodiča ispod upravljačke elektrode je koncentracija slobodnih elektrona veća od koncentracije šupljina u neutralnom volumenu (pri $U_{GS} = U_{GS0}$ te su koncentracije po definiciji napona praga međusobno jednake), pa postoji inverzijski sloj ili n -kanal između n^+ -područja uvoda i n^+ -područja odvoda. Neovisno o predznaku napona praga U_{GS0} , veličina $U_{GS} - U_{GS0}$, kada je formiran inverzijski sloj, ima



Slika 12.2. MOS FET s n -kanalom u različitim radnim uvjetima: a) $U_{GS} > U_{GSO}$, $U_{DS} = 0$, inverzijski sloj na površini podloge i osiromašeni sloj ispod inverzijskog sloja imaju uniformnu debljinu u smjeru y ; b) $U_{GS} > U_{GSO}$, $U_{DS} < U_{GS} - U_{GSO}$, inverzijski sloj se sužava, a osiromašeni širi u smjeru y ; c) $U_{GS} > U_{GSO}$, $U_{DS} = U_{GS} - U_{GSO}$, širina inverzijskog sloja na strani odvoda teži nuli; d) $U_{GS} > U_{GSO}$, $U_{DS} > U_{GS} - U_{GSO}$, inverzijski sloj se prekida u točki D'

pozitivni predznak i zapravo je neto-napon upravljačke elektrode prema uvodu i podlozi s obzirom na napon praga. Taj neto napon podržava postojanje inverzijskog sloja.

Vertikalno električno polje u oksidnom sloju ispod upravljačke elektrode usmjereno je od metala upravljačke elektrode prema površini poluvodiča gdje silnice polja završavaju na negativnim elektronskim nabojima. Iznos toga polja je:

$$F_{ox} = \frac{U_{GS}}{d_{ox}}, \quad (12.1)$$

gdje je d_{ox} debljina oksidnog sloja iznad kanala. Vertikalno polje, zbog $U_{DS} = 0$ i uzemljene podloge, ima isti iznos za svaki $0 < y < L$, gdje os y ide od uvida prema odvodu. To polje privlači slobodne elektrone iz neutralnog volumena na površinu silicija, a odbija šupljine s površine dublje u volumen. Zato se na površini poluvodiča formira inverzijski sloj to bogatiji elektronima što je U_{GS} , a time i F_{ox} , veći. U području neposredno ispod inverzijskog sloja nema slobodnih nosilaca jer su slobodni elektroni otišli na površinu, a šupljine u volumen. U tom području praktički postoji samo nekompenzirani pozitivni akceptorski ioni čineći osiromašeno područje ili osiromašeni sloj. Taj sloj razdvaja inverzijski sloj na površini od neutralnog volumena. Granična ploha između ta dva sloja je intrinzična ravnina. Osiromašeni sloj proteže se ne samo ispod inverzijskog sloja već i ispod n^+ -područja uvida i odvoda, te cjelokupnu tranzistorsku strukturu izolira od podloge. Kako je u opisanom slučaju $U_{DS} = 0$, ne postoji horizontalno električno polje u inverzijskom sloju, pa ni struja ne protječe kroz kanal. Posljedica je uniformna širina kanala u vertikalnom ili x -smjeru (slika 12.2.a). Isto vrijedi i za širinu osiromašenog sloja u vertikalnom ili x -smjeru.

Ako se, uz isti iznos neto-napona na upravljačkoj elektrodi $U_{GS} - U_{GS0} > 0$, između odvoda i uvoda, priključi pozitivni napon U_{DS} iznosom manji od $U_{GS} - U_{GS0}$, nastaje slučaj na slici 12.2.b. Uz vertikalno električno polje u oksidnom sloju F_{ox} javlja se i horizontalno električno polje u kanalu F_y , usmjereno od odvoda prema uvodu. Ta su polja prikazana na slici 12.3. pri čemu je naznačeno da su oba polja ovisna o y pa je $F_{ox} = f_1(y)$, a $F_y = f_2(y)$. Polje F_y izaziva omski pad napona u kanalu ovisan o y . Taj pad napona označen je sa $\Phi(y)$ i na početku kanala iznosi $\Phi(0) = 0$, a na kraju kanala $\Phi(L) = U_{DS}$. Električno polje u kanalu F_y vezano je s $\Phi(y)$ relacijom:

$$F_y = -\frac{d\Phi(y)}{dy}. \quad (12.2)$$

Kako $\Phi(y)$ raste u smjeru pozitivne y -osi, F_y ima negativan predznak jer djeluje u suprotnom smjeru. Vertikalno polje u oksidnom sloju F_{ox} sada iznosi:

$$F_{ox} = \frac{U_{GS} - \Phi(y)}{d_{ox}}. \quad (12.3)$$

Polje F_{ox} ima najveći iznos na mjestu $y = 0$ jer je tu $\Phi(y) = 0$, pa je:

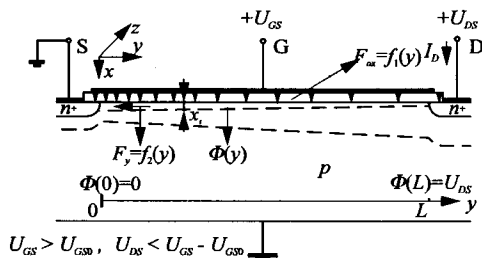
$$F_{ox,max} = \frac{U_{GS}}{d_{ox}}. \quad (12.4)$$

Najmanji iznos polja F_{ox} je na mjestu $y = L$ jer je tu $\Phi(y) = U_{DS}$, pa je:

$$F_{ox,min} = \frac{U_{GS} - U_{DS}}{d_{ox}}. \quad (12.5)$$

Kako jakost vertikalnog polja u oksidnom sloju opada od uvoda prema odvodu, koncentracija slobodnih elektrona u kanalu najveća je na strani uvoda, a najmanja na strani odvoda. Zato širina kanala u smjeru x opada od uvoda prema odvodu dok se intrinzična ravnina približava površini podloge. Kada je $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$, minimalni iznos polja F_{ox} prema relaciji (12.5) iznosi:

$$F_{ox,min} = \frac{U_{GS} - (U_{GS} - U_{GS0})}{d_{ox}} = \frac{U_{GS0}}{d_{ox}}. \quad (12.6)$$



Slika 12.3. Uz izvod strujno-naponske ovisnosti MOS FET-a s n -kanalom

Kako je napon U_{GS0} upravo onaj napon U_{GS} kod kojega se formira inverzijski sloj na površini, pri naponu $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$ širina inverzijskog sloja na mjestu $y = L$ teži nuli. To je granični slučaj za sliku 12.2.b. U tom slučaju širina kanala u smjeru x monotono opada od uvida prema odvodu da bi na strani odvoda težila nuli. Taj slučaj prikazan je na slici 12.2.c. Istodobno, širina osiromašenog sloja ispod kanala i uvida raste duž osi y .

U slučaju opisanom slikama 12.2.a-c rast napona U_{DS} od nule do $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$ uz $U_{GS} > U_{GS0}$ izaziva rast jakosti električnog polja u kanalu F_y . To izaziva rast driftne brzine slobodnih elektrona u kanalu, što opet izaziva rast struje odvoda I_D . Očito je da će ta struja rasti pri porastu i U_{GS} i U_{DS} . Veći U_{GS} znači jače polje F_{ox} u oksidnom sloju i veću koncentraciju slobodnih elektrona u kanalu, čime se povećava vodljivost kanala i iznos struje kroz kanal. Veći iznos napona U_{DS} daje jače polje F_y u kanalu, veći iznos driftne brzine slobodnih elektrona i veći iznos struje kroz kanal.

U slučaju na slici 12.2.d napon U_{GS} isti je kao u prethodna tri slučaja, ali je napon U_{DS} veći od $U_{GS} - U_{GS0}$. U tom slučaju kanal završava na udaljenosti $y = L'$ od uvida u točki s potencijalom $\Phi(L') = U_{GS} - U_{GS0}$. Efektivno je kanal kraći od razmaka L između uvida i odvoda. Veličina L' zove se **efektivna dužina kanala** (engl. *effective channel length*) za razliku od veličine L koja je zapravo **geometrijska dužina kanala**. U tom slučaju dolazi do efekta skraćivanja kanala ili do modulacije dužine kanala već uočene u opisu rada spojnog FET-a. Taj će efekt biti to izraženiji što je U_{DS} veći od $U_{GS} - U_{GS0}$. Osiromašeni sloj ispod odvoda i kanala ovdje je još širi nego u slučaju na slici 12.2.c, jer je odvod još reverznije polariziran. Kasnije ćemo pokazati da uz postojanje modulacije dužine kanala struja odvoda raste s porastom napona U_{GS} , dok rast te struje s naponom $U_{DS} > U_{GS} - U_{GS0}$ isključivo ovisi o iznosu skraćivanja kanala i slabije je izražen od porasta te struje pri porastu U_{GS} . Kod MOS-tranzistora s dugim kanalom, gdje je razlika između L i L' zanemariva, struja odvoda dolazi u zasićenje čim napon U_{DS} dostigne iznos $U_{GS} - U_{GS0}$. Dalji rast napona U_{DS} seli točku D' u kojoj širina kanala u smjeru x teži nuli bliže uvidu. U točki D' potencijal $\Phi(L')$ je uvijek isti bez obzira na iznos L' i iznosi $\Phi(L') = U_{GS} - U_{GS0}$ (slika 12.2.d). Otpor kanala pri tome opada jer je kanal sve kraći, što uz porast napona U_{DS} iznad $U_{GS} - U_{GS0}$ daje porast struje odvoda. Ako je kanal dug, bit će $L' \approx L$, i struja odvoda praktički ne raste s porastom U_{DS} iznad $U_{GS} - U_{GS0}$. To područje rada MOS-tranzistora zove se **područje zasićenja** i značajke su mu iste kao kod spojnog FET-a. Područje karakteristika gdje je $U_{GS} > U_{GS0}$ i $U_{DS} < U_{GS} - U_{GS0}$ i gdje struja odvoda raste i s U_{GS} i s U_{DS} zove se **triudno područje** i značajke su mu također iste kao kod spojnog FET-a. Triudno područje ponekad se zove i **nezasićeno** (engl. *nonsaturated*) područje.

Iznos skraćivanja kanala pri radu MOS-tranzistora u području zasićenja može se procijeniti pomoću relacije (5.114) za širinu osiromašenog sloja na p -strani pn -spoja odvod-podloga tranzistora. Kako je koncentracija donora N_D u odvodu mnogo veća od koncentracije akceptora N_A u podlozi uz $U_R \gg U_K$ i $U_R = U_{DS} - (U_{GS} - U_{GS0})$, širina osiromašenog sloja odvod-podloga na strani podloge, odnosno kanala je:

$$L - L' = \Delta L = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_A}} \sqrt{U_{DS} - (U_{GS} - U_{GS0})}. \quad (12.7)$$

Gornja relacija dobra je aproksimacija za skraćivanje kanala tako dugo dok je ΔL mnogo veći od debljine oksidnog sloja d_{ox} . Efekt skraćivanja kanala bit će to izraženiji što je vodljivost podloge manja i što je tranzistor dublje u zasićenju.

Ovdje treba napomenuti da pad širine kanala u smjeru x u točki D' na nulu ne znači da se struja prekida kroz tranzistor. Slobodni elektroni u točki D' prelaze u osiromašeni sloj desno od te točke gibajući se dalje prema odvodu na isti način kao kod spojnog FET-a na slici 10.6.b, prelazeći u n^+ -odvod kao manjinski nosioci koji ne vide potencijalnu barijeru.

12.3. Unipolarni MOS-tranzistor kao naponom upravljani linearni otpornik

Pretpostavimo da je n -kanalni MOS-tranzistor spojen prema slici 12.2.a uz $U_{GS} > U_{GS0}$, ali uz napon U_{DS} samo malo veći od nule uz ispunjen uvjet $U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}$. U tom je slučaju potencijal svake točke u kanalu prema uvodu $\Phi(y)$ zanemarivo malen prema naponu U_{GS} , pa prema relaciji (12.3) jakost električnog polja F_{ox} u oksidnom sloju ne ovisi o y . To uzrokuje jednaku širinu kanala u smjeru x za svaki $0 < y < L$, pa prikaz inverzijskog sloja i osiromašenog sloja na slici 12.2.a vrijedi i u tom slučaju.

Do ovisnosti struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} može se u ovom slučaju doći jednostavnim razmatranjem. Zbog niskog iznosa napona U_{DS} polje u kanalu F_y je slabo pa se slobodni elektroni kroz kanal gibaju od uvida prema odvodu konstantnom driftnom brzinom v_d :

$$v_d = -\mu_n F_y, \quad (12.8)$$

gdje je μ_n pokretljivost slobodnih elektrona u kanalu, dok je F_y određen relacijom:

$$F_y = -\frac{U_{DS}}{L}. \quad (12.9)$$

Vrijeme prolaska slobodnih elektrona kroz kanal τ iznosi:

$$\tau = \frac{L}{v_d}. \quad (12.10)$$

Pomoću gornjih relacija dobiva se:

$$\tau = \frac{L^2}{\mu_n U_{DS}}. \quad (12.11)$$

Vrijeme prolaska slobodnih elektrona kroz kanal raste s kvadratom dužine kanala. S rastom pokretljivosti i napona U_{DS} vrijeme prolaska opada. Kada bi se umjesto n -kanalnog razmatrao p -kanalni MOS-tranzistor, tada bi u relaciji (12.11) pokretljivost slobodnih elektrona bila nadomještena s pokretljivosti šupljina, što bi uz isti L i U_{DS} rezultiralo dužim vremenom prolaska.

Struja odvoda I_D jednaka je struji kroz kanal, a ta je struja opet određena omjerom naboja slobodnih elektrona u kanalu Q_n i vremena prolaska slobodnih elektrona kroz kanal τ :

$$I_D = -\frac{Q_n}{\tau} \quad (12.12)$$

Predznak minus u toj relaciji potreban je da bi se uz negativni Q_n dobila pozitivna struja I_D . Naboj slobodnih elektrona Q_n u kanalu određen je umnoškom kapaciteta C_{ox} oksidnog sloja u MOS-strukturi između uvoda i odvoda i neto-napona upravljačke elektrode $U_{GS} - U_{GS0}$ koji naboj Q_n podržava:

$$Q_n = -C_{ox}(U_{GS} - U_{GS0}), \quad (12.13)$$

gdje je:

$$C_{ox} = \epsilon_{ox} \frac{WL}{d_{ox}} \quad (12.14)$$

kapacitet MOS-strukture, pri čemu je ϵ_{ox} dielektrična konstanta oksidnog sloja. U relaciji (12.13) prisutan je neto-napon upravljačke elektrode $U_{GS} - U_{GS0}$, pa je pri $U_{GS} = U_{GS0}$ struja I_D prema relacijama (12.13) i (12.12) jednaka nuli. To znači da u uvjetima vođenja struje kroz tranzistor zanemarujemo postojanje slobodnih elektrona na površini poluvodiča u početnom inverzijskom sloju što ga formira napon praga i da za vođenje raspoloživim smatramo samo one elektrone koji izazivaju jaču inverziju površine poluvodiča od inverzije potrebne za formiranje početnog inverzijskog sloja pri $U_{GS} = U_{GS0}$. Taj koncept zanemaruje dakle struju kroz kanal pri naponima $U_{GS} \leq U_{GS0}$. Strogo uzevši, inverzijski sloj na površini formira se čim U_{GS} poraste malo iznad iznosa potrebnog da površina postane intrinzična. Već u tim uvjetima teče kroz kanal mala struja. Ta se struja zove **početna struja** ili po analogiji s elektronskom cijevi **struja početka protjecanja** (engl. *subthreshold current*). O toj će struji kasnije biti više rečeno.

Uz zanemarenje struje početka protjecanja pomoću relacija (12.12), (12.13), (12.14) dobiva se:

$$I_D = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} (U_{GS} - U_{GS0}) U_{DS}. \quad (12.15)$$

Ta relacija daje linearnu vezu između struje odvoda I_D i napona U_{DS} . Pri konstantnom U_{DS} struja I_D raste s porastom U_{GS} . Očito je da se u opisanim uvjetima MOS tranzistor ponaša u biti identično spojnomo FET-u (v. dio 10.2). Prema gornjoj relaciji struja odvoda pri zadanom iznosu U_{GS} i U_{DS} raste s porastom omjera širine i dužine W/L kanala u smjeru z i y . Pri tome će u istim uvjetima p -kanalni MOS-tranzistor imati manji iznos struje odvoda zbog manjeg iznosa pokretljivosti šupljina.

U ovdje izvedenim relacijama koristi se pokretljivost slobodnih elektrona u kanalu μ_n . Treba uočiti da ta pokretljivost pripada slobodnim elektronima koji se gibaju uz samu oksidiranu površinu poluvodiča, gdje na gibanje elektrona znatno utječu pojave raspršenja na samoj površini i površinska stanja. Zato se ta pokretljivost razlikuje od pokretljivosti u neutralnom volumenu i obično se zove **efektivnom** ili **površinskom pokretljivošću** (engl. *effective or surface mobility*). U praktičnim računanjima obično se grubo uzima da je površinska pokretljivost upola manja od volumne. O tome je više rečeno već prije u dijelu 3.3.

Relacija (12.15) izravno omogućuje procjenu brzine odziva MOS-tranzistora u sklopovskim primjenama. U sklopovima temeljenim na MOS-tranzistorima, na izlaz (odvod) jednog tranzistora veže se ulaz (upravljačka elektroda) drugog tranzistora. To je uobičajeni način vezivanja MOS-tranzistora. Za brzinu rada u digitalnim primjenama bitna je vremenska ili RC konstanta ulaznoga kruga tranzistora. Nju određuje umnožak otpora kanala i kapaciteta C_{ox} . Otpor kanala prema relaciji (12.15) iznosi:

$$\frac{U_{DS}}{I_D} = \frac{1}{\mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} (U_{GS} - U_{GS0})}. \quad (12.16)$$

Vremenska konstanta ulaznog kruga τ_{RC} kada se na izlaz jednog MOS-tranzistora veže ulaz drugog, identičnog tranzistora, određena je relacijom [12.1]:

$$\tau_{RC} = C_{ox} \frac{U_{DS}}{I_D} = \frac{L^2}{\mu_n (U_{GS} - U_{GS0})}. \quad (12.17)$$

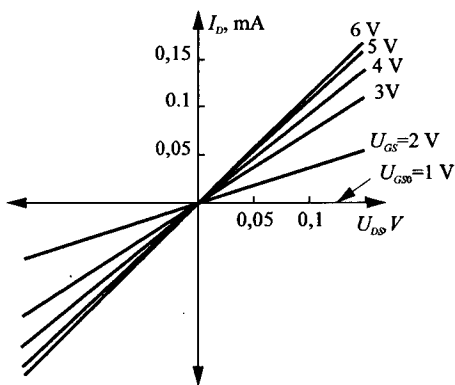
RC konstanta raste s kvadratom dužine kanala i opada s porastom neto-napona upravljačke elektrode.

Omjer vremena prolaska slobodnih elektrona kroz kanal i RC konstante u linearnom području rada prema relacijama (12.11) i (12.17) iznosi:

$$\frac{\tau}{\tau_{RC}} = \frac{U_{GS} - U_{GS0}}{U_{DS}}, \quad U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}. \quad (12.18)$$

Taj omjer kazuje da je $\tau \gg \tau_{RC}$, pa brzina rada MOS-tranzistora u linearnom području mnogo više ovisi o vremenu prolaska elektrona kroz kanal nego o RC konstanti.

Tipične izlazne karakteristike n -kanalnog MOS-tranzistora u linearnom području prikazane su na slici 12.4. Prema relaciji (12.15) pri $U_{DS} = konst.$ prirast struje I_D je konstantan pri konstantnom prirastu U_{GS} . Međutim, kod realnog MOS-tranzistora zgušnjavaju se izlazne karakteristike pri višim iznosima napona U_{GS} . To je posljedica djelovanja dvaju faktora. Prvi je serijski otpor koji postoji između vanjskih stezaljki S i D uvida i odgovarajućeg kraja kanala na strani uvida i odvoda. Taj serijski otpor uključuje serijski otpor n^+ -uvida i odvoda, otpor metalnih kontakata uvida i odvoda i otpor priključnih metalnih vodova do vanjskih stezaljki S i D uvida i odvoda. Drugi faktor je pad pokretljivosti slobodnih elektrona u kanalu pri porastu iznosa napona upravljačke elektrode [12.4].



Slika 12.4. Tipične izlazne karakteristike MOS FET-a s n -kanalom u linearnom području rada

MOS-tranzistor u linearnom području izlaznih karakteristika primjenjuje se u monolitnim integriranim sklopovima kao naponom upravljani linearni otpornik. Iznos otpora, isti u statičkim i dinamičkim uvjetima, određen je naponom U_{GS} . Pri tome isti MOS-tranzistor, zbog ovisnosti otpora o U_{GS} , može poslužiti kao otpornik kojemu se otpor kontinuirano upravlja naponom U_{GS} . Kako je struja upravljačke elektrode jednaka nuli (osim pri vrlo visokim frekvencijama), za upravljanje iznosom otpora ne troši se snaga, odnosno energija. Opisano svojstvo vrlo često se koristi u realizaciji otpornika u monolitnim integriranim sklopovima.

12.4. Rad unipolarnog MOS-tranzistora kao nelinearnog elementa

Uz iste pretpostavke kao u dijelu 12.2. odredit ćemo vezu između struje odvoda I_D i napona U_{DS} i U_{GS} bez ograničenja iznosa napona U_{DS} u odnosu na $U_{GS} - U_{GS0}$. Za matematičku analizu koristit ćemo se prikazom n -kanalnog MOS-tranzistora na slici 12.3. Podloga i uvod su uzemljeni. Slobodni elektroni gibaju se od n^+ -uvoda kroz n -kanal i prelaze u n^+ -odvod generirajući struju odvoda I_D . Protjecanjem struje kroz kanal stvara se duž kanala omski pad napona. Uz pretpostavku da u kanalu nema generacije i rekombinacije slobodnih nosilaca i da se slobodni elektroni gibaju isključivo pod djelovanjem horizontalnog električnog polja, kroz kanal u statičkim uvjetima teče driftna elektronska struja gustoće:

$$J_n = -qn\mu_n \frac{d\Phi}{dy} \quad (12.19)$$

Gustoća elektronske struje ovisi o udaljenosti y od uvida jer i koncentracija slobodnih elektrona n i jakost električnog polja u y -smjeru $-d\Phi/dy$ ovise o y .

Struja odvoda I_D dobiva se integriranjem gustoće elektronske struje J_n preko poprečnog presjeka kanala:

$$I_D = \int_0^{x_f} \int_0^W J_n dx dz = -qW \int_0^{x_f} \mu_n n \frac{d\Phi}{dy} dx, \quad (12.20)$$

gdje je x_f širina kanala u smjeru x na udaljenosti y od uvida, a W je širina kanala u smjeru z . Pretpostavit ćemo da je kanal vrlo tanak i vrlo vodljiv, pa horizontalno električno polje ne ovisi o x . Pokretljivost slobodnih elektrona u području integriranja pretpostavit ćemo također konstantnom, pa gornja relacija za struju odvoda prelazi u:

$$I_D = -W\mu_n \frac{d\Phi}{dy} \int_0^{x_f} qn dx. \quad (12.21)$$

Integral na desnoj strani znaka jednakosti predstavlja površinsku gustoću elektronskog naboja u području kanala:

$$\int_0^{x_f} qn dx = Q_{ns}. \quad (12.22)$$

Naboj Q_{ns} izražen je u As cm^{-2} , za razliku od naboja Q_n u relaciji (12.13), koji je izražen u As . Relacija za struju odvoda sada glasi:

$$I_D = -W\mu_n Q_{ns} \frac{d\Phi}{dy}. \quad (12.23)$$

Množenjem s dy i integriranjem duž kanala po y od $y = 0$ do $y = L$ i po Φ od $\Phi = 0$ za $y = 0$ do $\Phi = U_{DS}$ za $y = L$ dobiva se:

$$I_D = -\mu_n \frac{W}{L} \int_0^{U_{DS}} Q_{ns} d\Phi. \quad (12.24)$$

Gornja relacija je posve općenita i omogućuje određivanje struje odvoda iz poznate ovisnosti površinske gustoće naboja Q_{ns} o potencijalu Φ . Pretpostavit ćemo najjednostavniji slučaj da protjecanje struje odvoda ne mijenja napon praga U_{GS0} duž kanala. U tom se slučaju gustoća površinskog naboja Q_{ns} može izraziti kao umnožak kapacitivnosti oksidnog sloja po jedinici površine C_0 (relacija 11.43) i potencijalne razlike koja inducira Q_{ns} . Ta potencijalna razlika jednaka je razlici neto-napona upravljačke elektrode $U_{GS} - U_{GS0}$ i potencijala Φ na udaljenosti y od uvida:

$$Q_{ns} = -C_0 (U_{GS} - U_{GS0} - \Phi). \quad (12.25)$$

Predznak minus upućuje na elektronski karakter Q_{ns} . Uvrštenjem relacije (12.25) u (12.24), uz pomoć relacije (11.43), dobiva se ovisnost struje odvoda I_D o U_{DS} i U_{GS} u obliku:

$$I_D = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \left[(U_{GS} - U_{GS0}) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right]. \quad (12.26)$$

Unatoč grubim ograničenjima uz koje je izvedena, gornja relacija kvalitativno vrlo dobro opisuje strujno-naponske karakteristike MOS-tranzistora. Najčešće se primjenjuje kao podloga za analizu rada MOS-tranzistora u digitalnim i analognim elektroničkim sklopovima, a često i u konkretnim proračunima kada su važni samo efekti prvog reda.

Ovisnost potencijala Φ duž kanala o udaljenosti y od uvida dobiva se integriranjem relacije (12.23) uz primjenu relacije (11.25) i uz uvažavanje činjenice da struja I_D ima isti iznos za svaki y :

$$\Phi(y) = U_{GS} - U_{GS0} - \sqrt{(U_{GS} - U_{GS0})^2 - \left[2(U_{GS} - U_{GS0})U_{DS} - U_{DS}^2 \right] \frac{y}{L}}. \quad (12.27)$$

Gornja relacija vrijedi samo kada je $U_{DS} \leq U_{GS} - U_{GS0}$ iz razloga koji će kasnije biti jasni. Normiranjem u odnosu na U_{DS} dobiva se:

$$\frac{\Phi(y)}{U_{DS}} = \frac{U_{DS} - U_{GS0}}{U_{DS}} - \sqrt{\left(\frac{U_{GS} - U_{GS0}}{U_{DS}} \right)^2 - \left(2 \frac{U_{GS} - U_{GS0}}{U_{DS}} - 1 \right) \frac{y}{L}}. \quad (12.28)$$

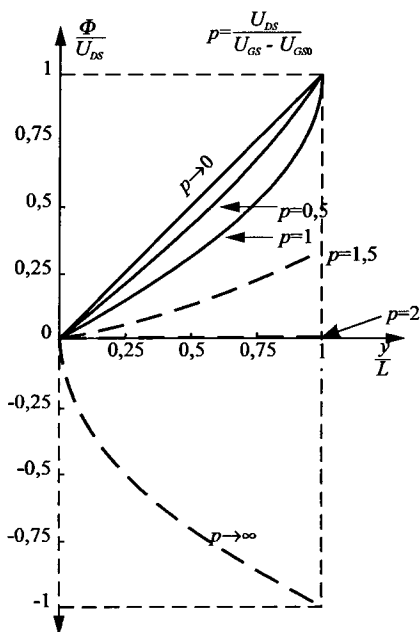
Uvođenjem parametra:

$$p = \frac{U_{DS}}{U_{GS} - U_{GS0}} \quad (12.29)$$

dobiva se:

$$\frac{\Phi(y)}{U_{DS}} = \frac{1}{p} - \sqrt{\frac{1}{p^2} - \left(\frac{2}{p} - 1\right) \frac{y}{L}} \quad (12.30)$$

Gornja ovisnost prikazana je grafički na slici 12.5. za vrijednosti parametra $p = 0; 0,5; 1; 1,5; 2$ i ∞ . Krivulje za $p = 0; 0,5$ i 1 prikazane su punom crtom, a krivulje za $p > 1$ isprekidanom. Fizikalno su ispravne samo prve tri krivulje jer za $y=L$ one daju $\Phi(L) = U_{DS}$. Ostale krivulje ($p > 1$) nisu fizikalno ispravne jer za $y=L$ daju $\Phi(L) \neq U_{DS}$, što nije u skladu s činjenicom da je između odvoda i uvođa izvana priključen napon U_{DS} . Zato su fizikalno ispravne krivulje prikazane punom crtom, a fizikalno neispravne isprekidanom. To znači da relacija za potencijal $\Phi(y)$, a time i relacija za struju odvoda I_D u obliku (12.26) vrijede samo za $p \leq 1$, odnosno za $U_{DS} \leq U_{GS} - U_{GS0}$. Međutim, slučaj $p > 1$, odnosno $U_{DS} > U_{GS} - U_{GS0}$ fizikalno je realan, s tim da je $\Phi(L) = U_{DS}$ za svaki $p > 1$. Stoga krivulja za $p = 1$ na slici 12.5. vrijedi i za $p > 1$.

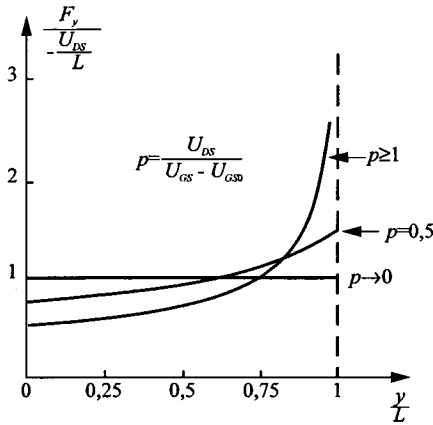


Slika 12.5. Ovisnost normiranog potencijala Φ/U_{DS} o normiranoj udaljenosti y/L za različite vrijednosti parametra p

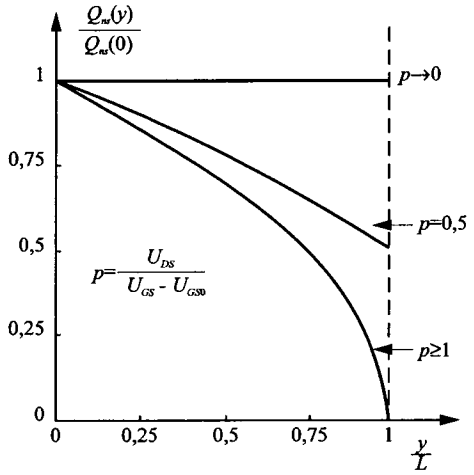
Jakost električnog polja u smjeru y određena je relacijom (12.2). Ako se u tu relaciju uvrsti relacija (12.27), dobiva se:

$$F_y = -\frac{U_{DS}}{L} \cdot \frac{1 - \frac{p}{2}}{\sqrt{1 - \left(2p - p^2\right) \frac{y}{L}}} \quad (12.31)$$

Ta je ovisnost prikazana grafički u normiranom obliku na slici 12.6. Kada $p \rightarrow 0$, tada je $U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}$ i tranzistor radi u linearnom dijelu triodnog područja, pa je $F_y = -U_{DS}/L$, što se već prije pretpostavlja pri analizi rada tranzistora u tom području. Kada je $p = 0,5$, odnosno $U_{DS} = 0,5(U_{GS} - U_{GS0})$, tranzistor više ne radi u linearnom režimu, već u nelinearnom dijelu triodnog područja, i tu jakost električnog polja raste duž osi y , pri čemu je F_y na mjestu $y = 0$ jednak $-0,75U_{DS}/L$, a na mjestu $y=L$ jednak $-1,5U_{DS}/L$. Kada je $p = 1$, tada F_y iznosom teži u neizmjereno kada $y \rightarrow L$. To je posljedica odabranog fizikalnog modela u kojem Q_{ns} teži nuli kada $y \rightarrow L$ zato što širina kanala u smjeru x tu



Slika 12.6. Ovisnost normiranog električnog polja u smjeru y o normiranoj udaljenosti za različite vrijednosti parametra p



Slika 12.7. Ovisnost normirane površinske gustoće elektronskog naboja o normiranoj udaljenosti za različite vrijednosti parametra p

teži nuli. Ta činjenica ograničava točnost odabranog modela na granici triodnog područja prema području zasićenja. Krivulja za $p = 1$ vrijedi i za $p > 1$.

Sada je moguće odrediti ovisnost površinske gustoće elektronskog naboja u kanalu Q_{ns} o y . Pomoću relacija (12.25) i (12.30) dobiva se:

$$\frac{Q_{ns}(y)}{Q_{ns}(0)} = \sqrt{1 - (2p - p^2) \frac{y}{L}}, \quad (12.32)$$

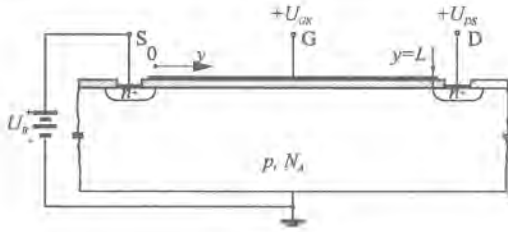
gdje je

$$Q_{ns}(0) = -C_0(U_{GS} - U_{GS0}) \quad (12.33)$$

površinska gustoća elektronskog naboja na početku kanala ($y = 0$). Relacija (12.32) prikazana je grafički na slici 12.7. za vrijednosti parametra $p = 0; 0,5$ i 1 . Krivulja za $p = 1$ vrijedi i za $p > 1$.

12.5. Statičke karakteristike MOS-tranzistora

Statičke karakteristike MOS-tranzistora pokazuju ovisnost struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} . Uz pretpostavku da protjecanje struje kroz kanal ne mijenja iznos napona praga, dobiva se relacija (12.26). Ta relacija kvalitativno dobro opisuje statičke karakteristike MOS-tranzistora. U pojedinim specifičnim slučajevima upotrebljavaju se točniji izrazi za ovisnost I_D o U_{DS} i U_{GS} . Ti točniji izrazi uzimaju u obzir pojave i efekte koje relacija (12.26) ne uzima u obzir.



Slika 12.8. MOS FET s n -kanalom s naponom U_B između uvoda i uzemljene podloge

Ako se između uvoda i uzemljene podloge spoji napon U_B prema slici 12.8., promijenit će se iznos napona praga s U_{GS0} na U'_{GS0} prema relaciji (11.70). Zbog protjecanja struje elektrona kroz kanal doći će do omskog pada napona $\Phi(y)$ duž kanala, pa relacija (11.69) za Q_{SD} prelazi u:

$$Q_{SD} = -\sqrt{2\epsilon q N_A (-2\Phi_b + U_B + \Phi)}. \quad (12.34)$$

U tome slučaju u relaciju (12.25) za napon praga treba uvrstiti U'_{GS0} . Integriranjem relacije (12.24) u opisanim uvjetima dobiva se ovisnost struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} u obliku [12.8]:

$$I_D = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \left[(U_{GS} - U'_{GS0}) U_{DS} - (1 + \delta) \frac{U_{DS}^2}{2} \right], \quad (12.35)$$

gdje je:

$$\delta = \frac{\gamma}{2\sqrt{-2\Phi_b + U_B}}, \quad (12.36)$$

dok je γ faktor volumena određen relacijom (11.71). Napon praga U'_{GS0} određen je relacijom (11.70). Pri korištenju gornjih relacija koje se odnose na MOS-tranzistor s n -kanalom, veličina U_B je pozitivna, a Φ_b negativna.

Kada je uvod kratko spojen s podlogom ($U_B = 0$) i kada se uzme u obzir da napon praga ovisi o padu napona Φ duž kanala, pri čemu iznos napona praga raste od uvoda prema odvodu zbog porasta iznosa naboja $Q_{SD}(-u_b, u_b)$, tada relacija (12.34) glasi:

$$Q_{SD} = -\sqrt{2\epsilon q N_A (-2\Phi_b + \Phi)}. \quad (12.37)$$

Pomoću te relacije, relacije (11.48) i relacije (12.24) dobiva se točan izraz za ovisnost struje odvoda I_D o naponima U_{DS} i U_{GS} u obliku:

$$I_D = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \left\{ \left(U_{GS} - \Phi'_{MS} + 2\Phi_b + Q_{SS} \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} - \frac{U_{DS}}{2} \right) U_{DS} - \frac{2}{3} \gamma \left[(U_{DS} - 2\Phi_b)^{\frac{3}{2}} - (-2\Phi_b)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (12.38)$$

gdje je γ faktor volumena određen relacijom (11.71). U praksi se primjenjuje i jednostavniji, manje točan oblik relacije za struju odvoda (12.26) i složeniji, točan oblik relacije za struju odvoda (12.38). Relacija (12.38) daje manje iznose I_D za iste iznose U_{DS} i U_{GS} nego relacija (12.26). To je posljedica činjenice što približna relacija (12.26) pretpostavlja napon praga neovisan o padu napona duž kanala. Relacija (12.38) uzima u obzir ovisnost napona praga o padu napona duž kanala pri čemu je u prosjeku napon praga veći od napona U_{GS0} u relaciji (12.26). Kako je relacija (12.26) jednostavnija od relacije (12.38), u praksi se češće upotrebljava oblik (12.26), a gubitak točnosti može se korigirati tako da se faktor pred uglatom zagradom na desnoj strani znaka jednakosti podesi tako da najbolje procjenjuje iznos I_D pri zadanom iznosu U_{DS} i U_{GS} u području rada koje nas zanima. Pri tome taj faktor ne mora imati isti iznos u svim režimima rada tranzistora. Napon praga U_{GS0} u relaciji (12.26) može se pri tome procijeniti iz karakteristika MOS-tranzistora dobivenih mjerenjem. Više o točnosti izraza za struju odvoda zainteresirani čitatelj naći će u [12.2], [12.3], [12.5].

Na temelju približne relacije (12.26) sada ćemo na jednostavan način nacrtati statičke karakteristike MOS-tranzistora s dugim kanalom. Pri tome se karakteristike mogu prikazati na isti način kao kod spojnog FET-a, tj. kao izlazne i prijenosne. Razmotrit ćemo tri karakteristična dijela izlaznih karakteristika koje izlaznu struju I_D povezuju s izlaznim naponom U_{DS} uz ulazni napon U_{GS} kao parametar.

12.5.1. Linearni dio izlaznih karakteristika

To je početni dio izlaznih karakteristika u kojem je ispunjen uvjet $U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}$. U tom slučaju relacija (12.26) prelazi u (12.15), pa je veza između I_D i U_{DS} pri konstantnom U_{GS} linearna.

12.5.2. Triodno područje izlaznih karakteristika

U tom području struja odvoda kontinuirano raste s naponom U_{DS} pri zadanom naponu $U_{GS} > U_{GS0}$. Taj rast slijedi relaciju (12.26) tako dugo dok je ispunjen uvjet:

$$\frac{dI_D}{dU_{DS}} \geq 0. \quad (12.39)$$

Deriviranjem relacije (12.26) po U_{DS} uz konstantni U_{GS} i izjednačavanjem derivacije s nulom dobiva se iznos napona U_{DS} , pri kojem prestaje rast struje s naponom U_{DS} . Taj napon iznosi:

$$U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0} \equiv U_{DSS}. \quad (12.40)$$

Područje rada u kojem je ispunjen uvjet:

$$0 < U_{DS} < U_{DSS} \quad (12.41)$$

je područje porasta struje odvoda pri porastu izlaznog napona, i to se područje kao i kod spojnog FET-a zove triodno područje rada. Ako je ispunjen stroži uvjet $0 < U_{DS} \ll U_{DSS}$, tada tranzistor radi u linearnom dijelu triodnog područja. Izvan linearnog dijela I_D raste pri porastu U_{DS} sporije nego po linearnom zakonu zbog člana $U_{DS}^2/2$ na desnoj strani relacije (12.26).

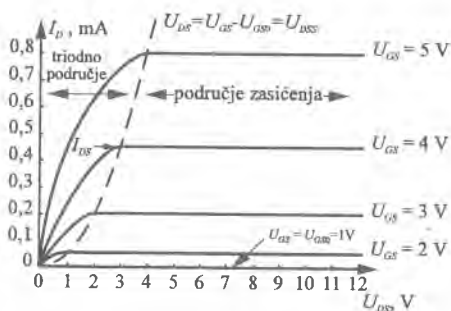
12.5.3. Područje zasićenja

Pri naponu $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0} = U_{DSS}$ prestaje rast struje I_D s naponom U_{DS} . Pripadna struja I_D zove se **struja zasićenja**. Njezin iznos je prema relaciji (12.26):

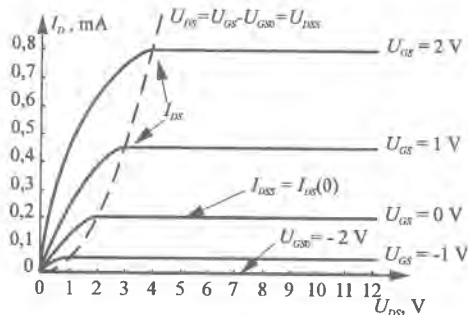
$$I_D = \frac{1}{2} \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} (U_{GS} - U_{GS0})^2 = I_{DS} \quad (12.42)$$

Rast napona U_{DS} iznad $U_{DSS} = U_{GS} - U_{GS0}$ doveo bi prema relaciji (12.26) do pada struje I_D ispod iznosa I_{DS} . Međutim, fizikalno to nije moguće, pa za $U_{DS} > U_{GS} - U_{GS0}$ struja I_D ima isti iznos kao za $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$. Pri naponu $U_{DS} = U_{DSS}$ prema slici 12.2.c širina kanala na mjestu $y=L$ u smjeru x teži nuli. Kada je $U_{DS} > U_{DSS}$, dolazi do pomaka točke D' u kojoj širina kanala u smjeru x teži nuli sve bliže uvodu (slika 12.2.d) uz smanjenje efektivne dužine kanala s iznosa L na iznos L' . Pri tome je struja odvoda I_D određena relacijom (12.42), pri čemu L u članu ispred zagrade treba zamijeniti s L' . Kod tranzistora s dugim kanalom je $L' \approx L$, pa je I_D za $U_{DS} > U_{DSS}$ praktički jednako $I_{DS} = konst.$ U tom slučaju imamo pravo zasićenje i struja odvoda za $U_{DS} > U_{DSS}$ zadržava konstantan iznos. Zato se to područje izlaznih karakteristika zove **područje zasićenja**.

Uz pretpostavku da je $U_{GS0} > 0$ i da je MOS-tranzistor n -kanalni, tipične izlazne karakteristike prema relaciji (12.26) izgledaju kao na slici 12.9. Jasno se uočava triodno ili nezasićeno područje i područje zasićenja. Element opisan karakteristikama na slici 12.9. zove se element **obogaćenog** (engl. *enhancement*) tipa. On može voditi struju samo ako se na upravljačku elektrodu dovede pozitivni U_{GS} iznosom veći od napona praga U_{GS0} . Osim toga tipa elementa postoji i n -kanalni MOS-tranzistor s početnim ili inicijalnim kanalom poznat kao element **osiromašenog** (engl. *depletion*) tipa. Taj element karakterizira negativni predznak napona praga U_{GS0} , što prema slikama 11.15. do 11.17. upućuje na tranzistor sa slabije dopiranom podlogom nego kod elementa obogaćenog tipa gdje je $U_{GS0} > 0$. Inverzijski sloj ili n -vodljivi kanal postoji pri naponu $U_{GS} = 0$ zbog djelovanja pozitivnog naboja u oksidnom sloju i na međupovršini između oksidnog sloja i silicija. Ovdje je potrebno dovesti određeni negativni napon na metal upravljačke elektrode da se »otjeraju« slobodni elektroni



Slika 12.9. Izlazne karakteristike n -kanalnog MOS FET-a obogaćenog tipa s naznakom triodnog područja i područja zasićenja



Slika 12.10. Izlazne karakteristike n -kanalnog MOS FET-a osiromašenog tipa

s površine silicija u volumen podloge i tako odstrani n -inverzijski sloj na površini silicija. Taj napon je napon praga U_{GS0} . Element osiromašenog tipa s n -kanalom može dakle raditi s oba predznaka napona upravljačke elektrode. Izlazne karakteristike n -kanalnog MOS-tranzistora osiromašenog tipa prikazane su na slici 12.10. Ako element radi s pozitivnim naponom U_{GS} , tada radi na obogaćeni način ili u obogaćenom modu. Ako element radi s negativnim naponom U_{GS} , tada radi na osiromašeni način ili u osiromašenom modu. Za razliku od elementa obogaćenog tipa koji može raditi samo na jedan način, u obogaćenom modu, jer mu je uvijek $U_{GS} > 0$, element osiromašenog tipa ima dva načina rada jer U_{GS} može biti i pozitivan i negativan.

Kod elementa osiromašenog tipa može se struja odvoda u području zasićenja izraziti pomoću struje I_{DSS} koja teče pri $U_{GS} = 0$. Ta struja prema relaciji (12.42) iznosi:

$$I_D = \mu_n \frac{\varepsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{2L} (-U_{GS0})^2 = I_{DSS}. \quad (12.43)$$

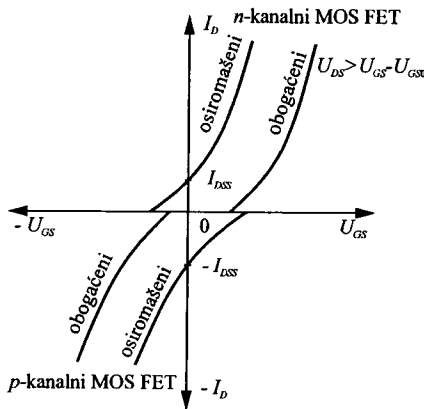
Pomoću te relacije relacija (12.42) koja daje struju odvoda u području zasićenja za proizvoljni napon U_{GS} može se pisati u obliku:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_{GS0}} \right)^2. \quad (12.44)$$

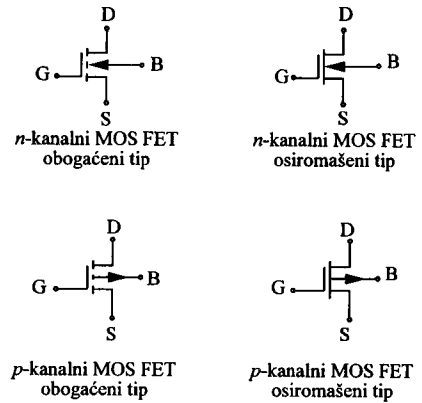
Oblik strujno-naponske ovisnosti u području zasićenja dan relacijom (12.44) u sklopovskim je primjenama pogodniji od oblika (12.42) jer se struja I_{DSS} može direktno odčitati iz izlazne karakteristike elementa za $U_{GS} = 0$ pri $U_{DS} \geq -U_{GS0}$. Oblik (12.42) manje je pogodan jer sadržava fizikalne i geometrijske veličine tranzistora (μ_n , d_{ox} , W i L) koje korisniku elementa nisu poznate.

Ovdje su opisane izlazne karakteristike n -kanalnih MOS-tranzistora obogaćenog i osiromašenog tipa. U načelu isti oblik imaju i izlazne karakteristike p -kanalnih MOS-tranzistora. Kod p -kanalnih elemenata s aluminijskom upravljačkom elektrodom prema slikama 11.18. do 11.20. napon praga je uvijek negativan pa je moguće samo p -kanalni MOS-tranzistor **obogaćenog** tipa. Karakteristike su mu u načelu iste kao kod n -kanalnog elementa na slici 12.9., pri čemu su I_D , U_{DS} , U_{GS} i U_{GS0} negativni. Prema slici 11.18. moguće je dobiti i p -kanalni element **osiromašenog** tipa ako je oksidni sloj dovoljno tanak, podloga slabo dopirana i ako se za upravljačku elektrodu koristi polisilicij p -tipa. Međutim, u praksi se kao sigurnija metoda dobivanja p -kanalnog elementa osiromašenog tipa primjenjuje implantacija atoma bora u podlogu ispod oksidnog sloja, čime se umjetnim putem u površinskom sloju stvara inverzijski sloj bogat šupljinama. U modernoj poluvodičkoj tehnologiji danas je ionska implantacija primjesa u područje kanala jedna od uobičajenih metoda podešavanja predznaka i iznosa napona praga. Više o tome zainteresirani će čitatelj naći u poglavlju 11. i u literaturi pod brojevima [12.1] i [12.3] na kraju poglavlja.

Uz izlazne karakteristike MOS-tranzistora često se primjenjuju i prijenosne karakteristike koje pokazuju ovisnost struje odvoda o naponu U_{GS} uz napon U_{DS} kao parametar. Kada tranzistor radi u području zasićenja, I_D pri konstantnom U_{GS} ne ovisi o U_{DS} pa se prijenosne karakteristike stapaju u jednu krivulju. Prijenosne karakteristike n -kanalnog i p -kanalnog tranzistora obogaćenog i osiromašenog tipa prikazane su na slici 12.11.



Slika 12.11. Prijenosne karakteristike n -kanalnog i p -kanalnog MOS FET-a obogaćenog i osiromašenog tipa



Slika 12.12. Simboli MOS FET-ova

Kako i n -kanalni i p -kanalni MOS-tranzistor mogu biti izvedeni na dva načina, i to kao elementi obogaćenog i elementi osiromašenog tipa, radi se u biti o četiri tipa tranzistora koji se u električnim shemama označuju posebnim simbolima. Za razliku od bipolarnih tranzistora kod kojih su univerzalno prihvaćeni simboli na slici 8.3. i 8.4., nema univerzalno prihvaćenih simbola MOS-tranzistora. Ovdje ćemo se držati simbola koje je 1979. godine uveo IEEE². Ti su simboli dani na slici 12.12. Oznake elektroda su G za upravljačku elektrodu (engl. *gate*), D za odvod (engl. *drain*), S za uvod (engl. *source*) i B za podlogu (engl. *body*).

12.5.4. Usporedba približnog i točnog izraza za struju odvoda

Usporedbu je najlakše učiniti na temelju proračuna napona U_{DSS} na granici triodnog područja i područja zasićenja i pripadne struje odvoda u području zasićenja I_{DS} . Približni izraz (12.26) daje za U_{DSS} iznos $U_{DSS} = U_{GS} - U_{GS0}$, a za struju I_{DS} iznos prema relaciji (12.42). Točniji iznosi koje ćemo označiti s U'_{DSS} i I_{DS} dobivaju se ako se polazi od relacije (12.38). Uvođenjem oznake:

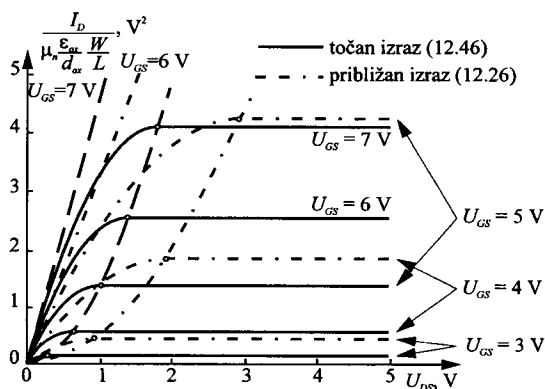
$$U'_{GS} = U_{GS} - U_{GS0} - \frac{Q_{SD}(-u_b, u_b)}{\epsilon_{ox}} d_{ox} \quad (12.45)$$

uz pomoć relacije (11.48) dobiva se relacija (12.38) u obliku:

$$I_D = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \left\{ \left(U'_{GS} - \frac{U_{DS}}{2} \right) U_{DS} - \frac{2}{3} \gamma \left[(U_{DS} - 2\Phi_b)^{\frac{3}{2}} - (-2\Phi_b)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (12.46)$$

² Američki Institute of Electrical and Electronics Engineers.

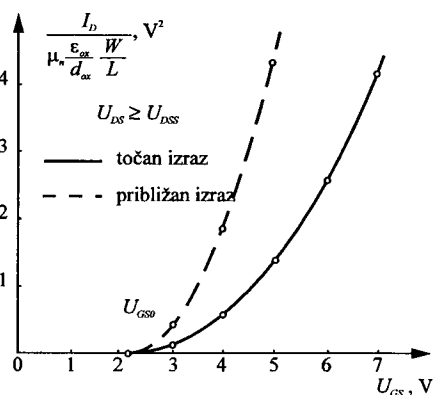
Slika 12.13. Usporedba izlaznih karakteristika n -kanalnog MOS FET-a prema približnom izrazu (12.26) i točnom izrazu (12.46)



Deriviranjem po U_{DS} i izjednačavanjem derivacije s nulom dobiva se napon U_{DSS} na granici triodnog područja i područja zasićenja:

$$U_{DSS} = U'_{GS} + \frac{\gamma^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4}{\gamma^2} (U'_{GS} - 2\Phi_b)} \right] \quad (12.47)$$

Ako se U_{DSS} uvrsti u (12.46) dobiva se odgovarajuća struja odnosa I_{DS} u području zasićenja. U realnim MOS-tranzistorima razlike između točnih i približnih iznosa napona U_{DSS} i struje I_{DS} često nisu zanemarive. Za ilustraciju može poslužiti n -kanalni MOS-tranzistor s koncentracijom akceptora u podlozi $N_A = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, s oksidnim slojem debljine $d_{ox} = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$, s gustoćom površinskog naboja $Q_{SS}/q = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ i s aluminijskom metalnom elektrodom. Napon praga u tom slučaju iznosi $U_{GS0} = 2,08 \text{ V}$. Relacija (12.47) za napon U_{DSS} daje u ovom slučaju iznos $0,28 \text{ V}$, a približna relacija (12.40) iznos $0,92 \text{ V}$. Struja I_{DS} podijeljena s faktorom ispred velike zagrade u relaciji (12.46) iznosi $0,13 \text{ AV}^{-2}$. Prema približnoj relaciji (12.42) taj iznos je $0,42 \text{ AV}^{-2}$. Posljedica ovisnosti napona praga o padu napona duž kanala izazvanom protjecanjem struje odnosa je sniženje iznosa napona U_{DSS} i struje I_{DS} . Na slici 12.13. prikazane su izlazne karakteristike gornjeg tranzistora prema približnom izrazu (12.26) i i točnom izrazu (12.46). Za isti tranzistor prikazana je prijenosna karakteristika u području zasićenja prema točnom izrazu (12.46) i približnom izrazu (12.26) na slici 12.14. Točna karakteristika pomaknuta je udesno s obzirom na približnu, pa istim iznosima napona U_{GS} odgovaraju manji iznosi struje odnosa. Međutim, i točna i približna karakteristika polaze



Slika 12.14. Usporedba prijenosne karakteristike n -kanalnog MOS FET-a prema približnom izrazu (12.26) i točnom izrazu (12.46), u području zasićenja

iz iste točke na apscisi. To je točka u kojoj je $U_{GS} = U_{GS0}$. U toj točki je struja odvoda jednaka nuli. To znači da nema omskog pada napona duž kanala pa je napon praga isti i za točan i za približan izraz.

12.6. Utjecaj napona uvida na karakteristike MOS-tranzistora

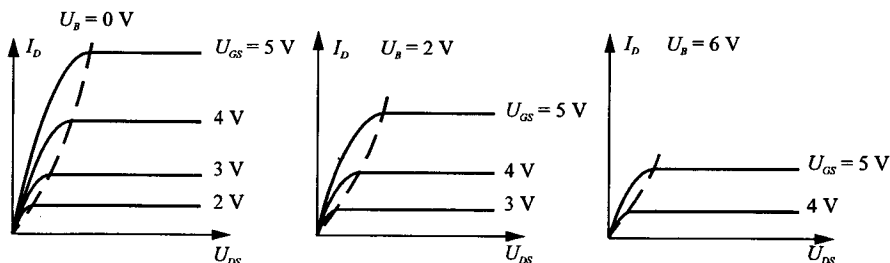
Kada je uvid prema podlozi nepropusno polariziran naponom U_B prema slici 12.8., tada je struja odvoda kao funkcija napona U_{DS} i U_{GS} određena relacijom (12.35). Ta relacija uzima u obzir utjecaj napona U_B na iznos napona praga. Slična je relaciji (12.26) s tim da je U_{GS0} zamijenjen s $U'_{GS0} > U_{GS0}$, dok je kvadratični član u uglatoj zagradi dobio korekcijski faktor $(1+\delta)$. Taj faktor smanjuje iznos struje odvoda pri višim iznosima napona U_{DS} . Relacija (12.35) je približna i to je točnija što je U_{DS} manji. Deriviranjem struje I_D u toj relaciji po U_{DS} i izjednačavanjem derivacije s nulom dobiva se napon U_{DSS} na granici triodnog područja i područja zasićenja:

$$U_{DSS} = \frac{U_{GS} - U'_{GS0}}{1+\delta}. \quad (12.48)$$

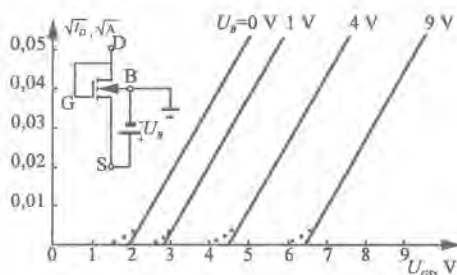
Pripadna struja odvoda iznosi:

$$I_{DS} = \frac{1}{2} \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \cdot \frac{(U_{GS} - U'_{GS0})}{1+\delta}. \quad (12.49)$$

Kako je $U'_{GS0} > U_{GS0}$ pri istom naponu U_{GS} napon U_B smanjuje iznos veličina U_{DSS} i I_{DS} , što se očituje u »spuštanju« izlaznih karakteristika MOS-tranzistora prema slici 12.15. pri porastu iznosa napona U_B . Utjecaj napona U_B na prijenosnu karakteristiku prikazan je na slici 12.16. crtanoj u obliku $\sqrt{I_D} = f(U_{GS})$ uz U_B kao parametar. Pri tome je upravljačka elektroda kratko spojena na odvod da se osigura rad tranzistora u području zasićenja. Kako je prijenosna karakteristika u $I_D - U_{GS}$ koordinatnom sustavu u području zasićenja kvadratična, bit će u $\sqrt{I_D} - U_{GS}$ koordinatnom sustavu linearna. Taj način prikaza prijenosne karakteristike dobivene eksperimentalno obično se primjenjuje da se verificira stupanj točnosti pretpostavke o kvadratičnoj vezi struje odvoda i napona U_{GS} u području zasićenja.



Slika 12.15. Utjecaj napona U_B između uvida i podloge kod n -kanalnog MOS FET-a na izlazne karakteristike



Slika 12.16. Prijenosna karakteristika n -kanalnog MOS FET-a s različitim iznosima napona U_B između uvida i podloge

Iz slike 12.16. je vidljivo da napon U_B kod n -kanalnog MOS-tranzistora obogaćenog tipa dovodi do pomaka prijenosne karakteristike udesno to više što je U_B iznosom veći. To je posljedica porasta iznosa napona praga pri porastu napona U_B .

12.7. Modulacija dužine kanala

Pojava modulacije dužine kanala opisana u dijelu 10.3. kao svojstvo spojnog FET-a prisutna je i kod MOS-tranzistora kao posljedica širenja osiromašenog sloja reverzno polariziranog pn -spoja između odvoda i podloge. Ta je pojava izražena u području zasićenja (slika 12.2.d) i rezultira činjenicom da efektivna dužina kanala L' postaje to manja u odnosu na udaljenost između odvoda i uvida L što je napon U_{DS} veći. Smanjenje dužine kanala prema relaciji (12.42) dovodi do rasta struje I_{DS} . Ona se sada može pisati u obliku:

$$I'_{DS} = \frac{1}{2} \mu_n \frac{\varepsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L'} (U_{GS} - U_{GS0})^2 \quad (12.50)$$

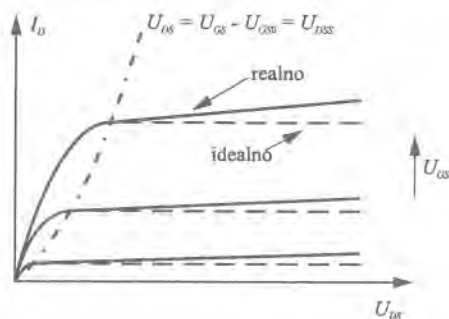
Za struju odvoda u području zasićenja ovdje upotrebljavamo oznaku I'_{DS} da bismo je razlikovali od struje I_{DS} u idealnom slučaju, koji zanemaruje modulaciju dužine kanala. Pomoću relacije:

$$L' = L - \Delta L \quad (12.51)$$

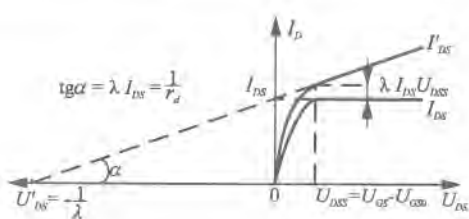
gdje je ΔL razlika geometrijske i efektivne dužine kanala prema slici 12.2.d, dobiva se, uz uzete u obzir relacije (12.42) i (12.50), veza struja I'_{DS} i I_{DS} u obliku:

$$I'_{DS} = \frac{I_{DS}}{1 - \frac{\Delta L}{L}} > I_{DS} \quad (12.52)$$

S porastom U_{DS} raste i ΔL pa se I'_{DS} povećava u odnosu na I_{DS} to više što je U_{DS} iznosom veći. Rezultat je konačni nagib izlaznih karakteristika u području zasićenja (slika 12.17). Iznos veličine ΔL , a time i nagib izlaznih karakteristika, može se procijeniti ako se polazi od relacije (12.7). Ako je uvod polariziran s obzirom na podlogu naponom U_B prema slici 12.8., tada raste širina osiromašenog sloja oko pn -spoja između uvida i podloge, pa



Slika 12.17. Utjecaj modulacije dužine kanala na izlazne karakteristike MOS FET-a u području zasićenja



Slika 12.18. Određivanje faktora λ iz izlazne karakteristike MOS FET-a

modulaciji dužine kanala pridonosi uz napon U_{DS} i napon U_B . U tom slučaju je efektivna dužina kanala L' manja nego pri $U_B = 0$, pa je i nagib izlaznih karakteristika u području zasićenja veći.

U praktičnim primjenama relacija (12.52) nadomješta se empirijskom relacijom [12.1]:

$$I'_{DS} = I_{DS} [1 + \lambda (U_{DS} - U_{DSS})]. \quad (12.53)$$

Veličina λ zove se **faktor modulacije dužine kanala** (engl. *channel-length-modulation factor*). Tipičan iznos mu je 0,01 do 0,1 V^{-1} . Alternativni oblik gornje relacije glasi [12.9]:

$$I'_{DS} = I_{DS} [1 + \lambda U_{DS}]. \quad (12.54)$$

Relacija (12.53) za $U_{DS} = U_{DSS}$ daje $I'_{DS} = I_{DS}$, a relacija (12.54) u istom slučaju $I'_{DS} = I_{DS} (1 + \lambda U_{DSS}) > I_{DS}$. Drugi izraz je u formalnom smislu korektniji jer modulacija dužine kanala postoji i pri radu tranzistora u triodnom području zbog reverzne polarizacije pn -spoja između odvoda i podloge. Stoga je relacija (12.54) formalno korektnija od relacije (12.53) iako su kvantitativne razlike vrlo male zbog vrlo malog iznosa faktora λ kod tranzistora s dugim kanalom. Značenje faktora λ vidljivo je iz relacije (12.54) grafički interpretirane na slici 12.18. Ako se izlazna karakteristika tranzistora u području zasićenja ekstrapolira do sjecišta s negativnom apscisom, dobiva se napon U'_{DS} određen relacijom:

$$U'_{DS} = -\frac{1}{\lambda}. \quad (12.55)$$

Napon U'_{DS} jednak $-\lambda^{-1}$ ima isto značenje kao Earlyjev napon kod bipolarnih tranzistora.

Za određivanje struje odvoda u području zasićenja primjenjuje se i empirijska relacija [12.20]:

$$I'_{DS} = I_{DS} \left[1 + \frac{U_{DS} - U_{DSS}}{U_A + U_{DSS}} \right], \quad (12.56)$$

gdje je:

$$U_A = F_A L \left[\frac{N_A}{N_T} \right]^2 \quad (12.57)$$

pri čemu je $F_A = 5 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}$, $N_T = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, dok L i N_A imaju otprije poznata značenja. Više pojedinosti o aproksimiranju struje odvoda u području zasićenja čitatelj će naći u literaturi [12.3] i [12.20].

12.8. Određivanje iznosa napona praga i konstante MOS-tranzistora

Neovisno o području rada struja odvoda može se pisati u obliku:

$$I_D = K f(U_{DS}, U_{GS}), \quad (12.58)$$

gdje je K konstanta MOS-tranzistora određena relacijom:

$$K = \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \quad (12.59)$$

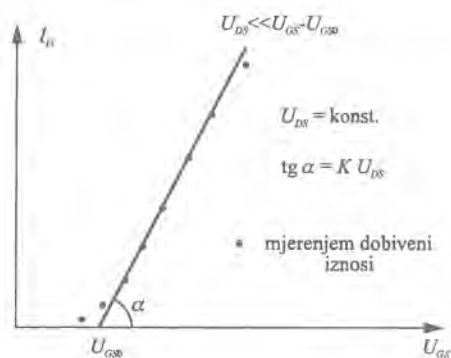
Ta relacija vrijedi i za p -kanalni MOS-tranzistor ako se pokretljivost elektrona μ_n zamijeni s pokretljivošću šupljina μ_p . U praksi je teško izračunati konstantu MOS-tranzistora jer ona ovisi o veličinama koje korisniku obično nisu poznate. Jednostavnije je određivanje iznosa te konstante iz strujno-naponskih karakteristika tranzistora. To je moguće na više načina. Prvi se svodi na primjenu relacije (12.15) koja se odnosi na rad u linearnom dijelu triodnog područja. Tu relaciju pomoću konstante MOS-tranzistora možemo pisati u obliku:

$$I_D = K (U_{GS} - U_{GS0}) U_{DS} \quad (12.60)$$

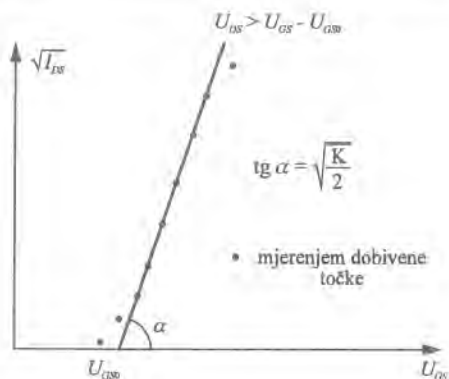
Ako se na realnom tranzistoru pri zadanom iznosu U_{DS} mjeri ovisnost I_D o U_{GS} , dobiva se pri $U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}$ ovisnost prema slici 12.19. Kroz točke dobivene mjerenjem povučen je pravac koji najbolje odgovara tim točkama. Odstupanje pravca od mjerenjem dobivenih točaka pri najnižim strujama odvoda posljedica je utjecaja struje početka protjecanja ili početne struje, o čemu će kasnije biti više rečeno. Do odstupanja dolazi i pri višim iznosima struje odvoda, odnosno napona U_{GS} zbog smanjenja površinske pokretljivosti slobodnih elektrona [12.3]. Iz slike 12.19. i relacije (12.60) proizlazi da je konstanta MOS-tranzistora određena izrazom:

$$K = \frac{\text{tg} \alpha}{U_{DS}}, \quad (12.61)$$

pa se može odrediti iz omjera nagiba $I_D - U_{GS}$ karakteristike i napona U_{DS} , pri kojem je ta karakteristika mjerena.



Slika 12.19. Određivanje iznosa konstante MOS FET-a i napona praga iz prijenosne karakteristike u linearnom dijelu triodnog područja



Slika 12.20. Određivanje konstante MOS FET-a i napona praga iz prijenosne karakteristike u $\sqrt{I_{DS}} - U_{GS}$ koordinatnom sustavu, u području zasićenja

Napon praga određen je presjekom prijenosne karakteristike i apscise jer je pri $U_{GS} = U_{GS0}$ struja I_D jednaka nuli. Tako dobiveni iznos napona praga zove se **ekstrapolirani napon praga** (engl. *extrapolated threshold voltage*) jer se dobiva ekstrapoliranjem linearnog dijela prijenosne karakteristike do točke presjeka s apscisom.

Drugi način određivanja iznosa veličina K i U_{GS0} temelji se na prijenosnoj karakteristici MOS-tranzistora u području zasićenja crtanoj u obliku koji izravno proizlazi iz relacija (12.42) i (12.59):

$$\sqrt{I_{DS}} = \sqrt{\frac{K}{2}} (U_{GS} - U_{GS0}), \quad (12.62)$$

pri čemu se pretpostavlja da je moguće zanemariti efekt modulacije dužine kanala, što je ekvivalentno pretpostavci da je to tranzistor s dugim kanalom. Gornja ovisnost prikazana je na slici 12.20. Konstanta K određena je nagibom pravca koji najbolje odgovara mjerenjem dobivenim točkama:

$$K = 2 \tan^2 \alpha \quad (12.63)$$

Napon praga određen je točkom presjeka pravca s apscisom, što proizlazi iz relacije (12.62). I ovdje je zapravo riječ o ekstrapoliranom iznosu napona praga.

12.9. Struja početka protjecanja ili početna struja

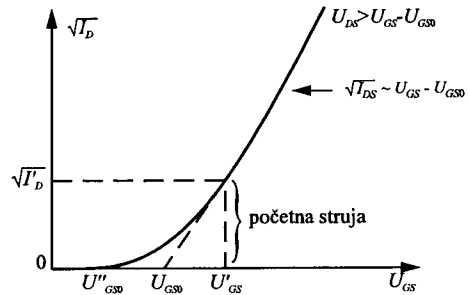
Iz prijenosnih karakteristika MOS-tranzistora na slikama 12.16., 12.19. i 12.20. vidljivo je da pri niskim iznosima struja odvoda odstupa od teorijskih iznosa. Pri $U_{GS} = U_{GS0}$ struja odvoda trebala bi biti jednaka nuli, a ona ima mali, ali konačan iznos. Struja odvoda pri

zadanom U_{DS} teče i pri naponima $U_{GS} < U_{GS0}$. Da bi struja odvoda pala na nulti iznos, napon U_{GS} prema slici 12.21. mora pasti na iznos $U'_{GS0} < U_{GS0}$. Do odstupanja od relacije (12.62) dolazi pri naponima U_{GS} u intervalu od U''_{GS0} do U'_{GS} , pri čemu ekstrapolirana vrijednost napona praga U_{GS0} leži u tom intervalu. Ovisnost I_D o U_{GS} u intervalu od U''_{GS0} do U'_{GS} slijedi eksponencijalni zakon, zato se to područje zove **eksponencijalnim područjem** ili **područjem početne struje**.

Podrijetlo početne struje može se razumjeti pomoću dijagrama potencijala MOS-strukture na slici 12.22. Potencijal neutralnog volumena je Φ_b . Kod poluvodiča p -tipa je $\Phi_b < 0$. S promjenom napona U_{GS} mogu se postići različiti iznosi krivljenja dijagrama potencijala u blizini površine poluvodiča u području inverzijskog sloja. To dovodi do različitih iznosa površinskog potencijala Φ_s . U slučaju $\oplus$ napon U_{GS} daje intrinzičnu površinu, odnosno $\Phi_s = 0$. U slučaju $\ominus$ površina je invertirana ($\Phi_s = -\Phi_b$), što po definiciji odgovara naponu praga U_{GS0} . U slučaju $\ominus$ je $\Phi_s > -\Phi_b$, što odgovara vrlo jakoj inverziji površine, pa je $U_{GS} > U_{GS0}$. Inverzija površine nastupa pri naponu U_{GS} koji odgovara površinskom potencijalu $\Phi_s = 0$. Područje napona U_{GS} kojem odgovaraju površinski potencijali od $\Phi_s = 0$ do $\Phi_s = -\Phi_b$ zove se područje **slabe inverzije** (engl. *weak inversion*). Pri naponu $U_{GS} > U_{GS0}$, gdje je $\Phi_s > -\Phi_b$ imamo **jaku inverziju** (engl. *strong inversion*). U području slabe inverzije površina poluvodiča je invertirana, iako slabo s obzirom na područje jake inverzije. U ovom slučaju već postoji n -vodljivi kanal od uvida prema odvodu. Taj kanal sadrži malu koncentraciju slobodnih elektrona, mnogo manju nego u području jake inverzije. Ta mala koncentracija slobodnih elektrona sasvim je dovoljna za protjecanje početne struje odvoda na slici 12.21.

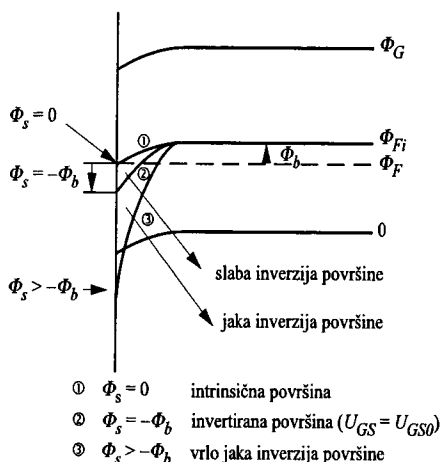
Dijagram potencijala na slici 12.22. pridružen je prijenosnoj karakteristici na slici 12.21. i tako je dobiven prikaz na slici 12.23. koji pojedine točke prijenosne karakteristike povezuje s dijagramom potencijala.

Teorija rada MOS-tranzistora u području početne struje prilično je složena. Struja kroz kanal općenito tu ima i difuzijsku i driftnu komponentu, pri čemu difuzijska prevladava na početku toga područja (tj. kada $I_D \rightarrow 0$), a driftna je najveća na kraju (tj. kada $I_D \rightarrow I'_D$ na slici 12.21). Na prevladavajući utjecaj difuzijske komponente struje upućuje činjenica da I_D eksponencijalno ovisi o U_{GS} . Teorija rada MOS-tranzistora u tom području temelji se na postojanju **bipolarnog** efekta u MOS-strukturi. Ako je $U_{GS} > 0$ i $U_{DS} > 0$, uz uzemljeni uvod i podlogu, tada n^+ -uvod preuzima ulogu emitera, n -inverzijski sloj na površini p -podloge ulogu baze, a n^+ -odvod ulogu kolektora. U uvjetima slabe inverzije kod elemenata s dugim kanalom površinski potencijal je u području između uvida i odvoda konstantan, pa je horizontalno električno polje u kanalu jednako nuli. To znači da je driftna komponenta struje odvoda također jednaka nuli, pa je struja kroz kanal difuzijska i određena je relacijom:

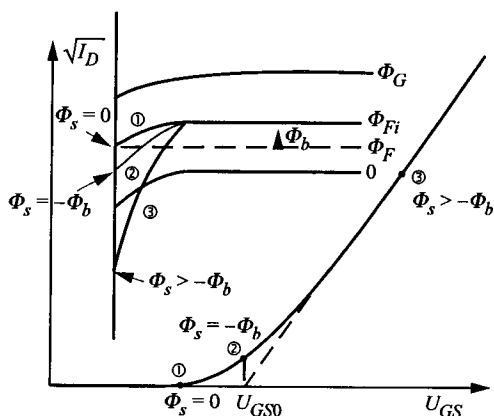


Slika 12.21. $\sqrt{I_{DS}} - U_{GS}$ karakteristika MOS FET-a s naznakom početne struje u intervalu od U'_{GS0} do U'_{GS}

$$I = -qSD_n \frac{dn}{dy}, \quad (12.64)$$



Slika 12.22. Dijagram potencijala MOS-strukture s poluvodičem p-tipa uz površinski potencijal $\Phi_s = 0$, $\Phi_s = -\Phi_b$ i $\Phi_s > -\Phi_b$

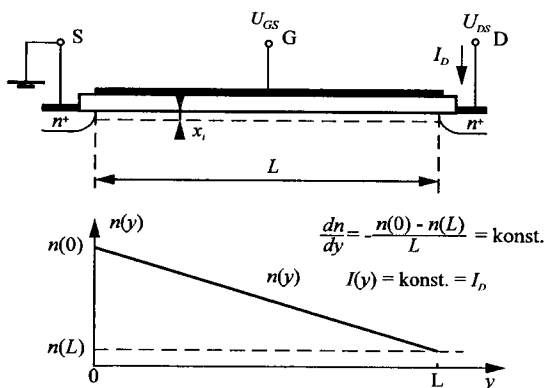


Slika 12.23. Pridruženje dijagrama potencijala MOS-strukture prijenosnoj $\sqrt{I_{DS}} - U_{GS}$ karakteristici u području početne struje

gdje je S površina poprečnog presjeka kanala. Ta površina iznosi Wx_i gdje je W širina kanala u smjeru z , a x_i u smjeru x prema slici 12.3. U području kanala postoje samo slobodni elektroni te nema pojava rekombinacije. Ako pretpostavimo da su i pojave generacije zanemarive, struja I mora biti konstantna, pa je:

$$\frac{dI}{dy} = 0. \quad (12.65)$$

Ako je na početku kanala ($y = 0$) koncentracija slobodnih elektrona n jednaka $n(0)$, a na kraju kanala ($y=L$) jednaka $n(L)$, tada je gradijent koncentracije slobodnih elektrona prema slici 12.24:



Slika 12.24. Ovisnost koncentracije slobodnih elektrona o udaljenosti od uvida u području početne struje

$$\frac{dn}{dy} = -\frac{n(0) - n(L)}{L} \quad (12.66)$$

Relacija (12.64) sada prelazi u:

$$I = qWx_i D_n \frac{n(0) - n(L)}{L} \equiv I_D \quad (12.67)$$

jer struja kroz kanal mora biti jednaka struji odvoda mjerenoj u vanjskom krugu. Polazeći od te relacije, moguće je dobiti I_D kao funkciju napona U_{GS} i U_{DS} u eksponencijalnom području. Za praktičnu primjenu najpogodniji je oblik strujno-naponske karakteristike koji su dali R.M. Swanson i J.D. Meindl [12.21]:

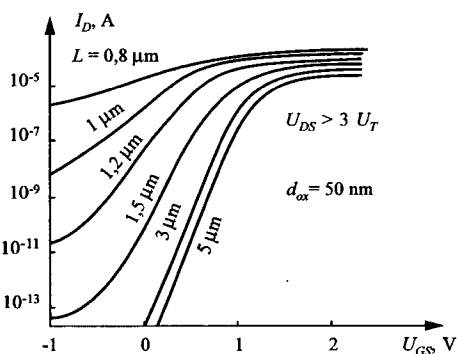
$$I_D = I_0 \exp \frac{U_{GS} - U_{GS0} - nU_T}{nU_T}, \quad (12.68)$$

gdje je:

$$I_0 = \mu_n \frac{\varepsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L} \cdot \frac{(nU_T)^2}{m} \left(1 - \exp \frac{-mU_{DS}}{nU_T} \right) \quad (12.69)$$

Parametri n i m imaju fizikalnu podlogu u kapacitivnostima MOS-strukture, no oni se redovito određuju mjerenjem i obično su u intervalu od 1,5 do 3, pri čemu je n nešto veći od m . Gornje relacije pokazuju da I_D raste eksponencijalno s porastom napona U_{GS} . Ona raste i pri porastu napona U_{DS} , ali samo pri nižim iznosima toga napona jer U_{DS} u argumentu eksponencijalne funkcije u relaciji (12.69) dolazi s negativnim predznakom. Kada je $U_{DS} > 3U_T$, zbog male razlike u iznosima parametara m i n , ovisnost struje I_D o naponu U_{DS} može se zanemariti. Početna struja raste kada se dužina kanala smanjuje jer se time smanjuje i širina baze bipolarnog tranzistora u koji MOS-tranzistor degenerira. To dovodi do porasta iznosa gradijenta koncentracije slobodnih elektrona u bazi tranzistora prema slici 12.24. i do porasta difuzijske struje.

Ovisnost I_D o U_{GS} u eksponencijalnom području prikazana je na slici 12.25. za $U_{DS} > 3U_T$, za različite dužine kanala. Kako je struja crtana u logaritamskoj skali, a napon u linearnoj, postojanje područja linearne ovisnosti $\log I_D$ o U_{GS} upućuje na eksponencijalni karakter ovisnosti struje o naponu. Relacija (12.68) dobro opisuje $I_D - U_{GS}$ karakteristiku tranzistora



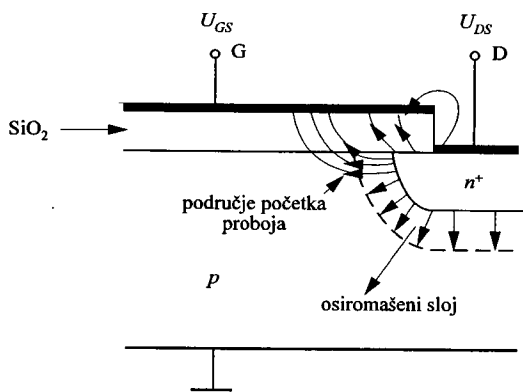
Slika 12.25. Prijenosna karakteristika MOS FET-a u eksponencijalnom području uz dužinu kanala kao parametar

s dugim kanalom, što odgovara karakteristikama na slici 12.25. koje se odnose na $L = 3 \mu\text{m}$ i $L = 5 \mu\text{m}$. Kod $L < 3 \mu\text{m}$ do izražaja dolaze **efekti kratkog kanala** (engl. *short channel effects*), što narušava točnost relacija (12.68) i (12.69), o čemu će kasnije biti više rečeno.

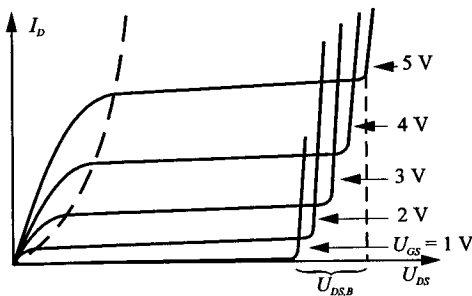
Detaljniju analizu rada MOS-tranzistora u eksponencijalnom području čitatelj će naći u literaturi [12.1], [12.2], [12.3] i [12.8].

12.10. Mehanizmi proboja u MOS-tranzistoru

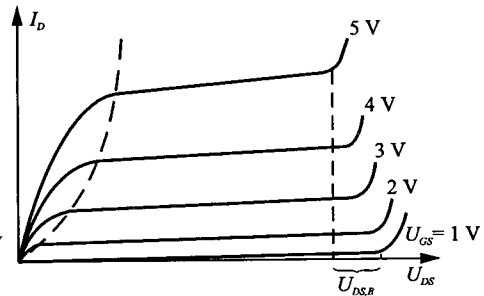
Pojave proboja ograničavaju radno područje MOS-tranzistora. Vezane su ponajprije uz nepropusno polarizirani pn -spoj između odvoda i podloge, te uz oksidni sloj ispod upravljačke elektrode načinjene od metala ili od dopiranog polikristalnog silicija. Mehanizam lavinskog proboja prevladavajući je mehanizam proboja povezan s pn -spojem između odvoda i podloge. Međutim, iznos probojnog napona $U_{DS,B}$ između odvoda i podloge manji je nego što proizlazi iz slika 5.25. i 5.28. za zadanu koncentraciju primjesa u podlozi i zadani radijus zakrivljenosti bočnih dijelova odvoda zbog utjecaja napona upravljačke elektrode na konfiguraciju električnog polja u osiromašenom sloju bočnog dijela pn -spoja između odvoda i podloge okrenutog upravljačkoj elektrodi. To je opisano slikom 12.26. U probojnim uvjetima napon U_{DS} koji reverzno polarizira pn -spoj između odvoda i podloge veći je od također pozitivnog napona upravljačke elektrode U_{GS} , pa silnice električnog polja inducirane naponom U_{GS} u **području početka proboja** na slici 12.26. djeluju u istom smjeru kao silnice električnog polja inducirane naponom U_{DS} u osiromašenom sloju. Zato će jakost električnog polja potrebnog za iniciranje procesa lavinskog mehanizma biti dostignuta pri nižem iznosu napona U_{DS} nego u čistoj pn -strukturi s istim vrijednostima koncentracija primjesa i istim radijusom zakrivljenosti. Lavinski proboj počinje tamo gdje jakost električnog polja najprije dostigne kritični iznos, a to je mjesto gdje osiromašeni sloj reverzno polariziranog pn -spoja između odvoda i podloge izlazi na površinu pločice pokrivene oksidnim slojem iznad kojega je metal upravljačke elektrode. Što je pozitivni U_{GS} manji, veća je razlika između napona U_{DS} i U_{GS} i probojni napon $U_{DS,B}$ je niži (slika 12.27). Izlazne karakteristike s probojnim područjem na slici 12.27. nisu međutim univerzalne već vrijede samo za MOS-tranzistor obogaćenog tipa s metalnom upravljačkom elektrodom. Kod tih



Slika 12.26. Ilustracija utjecaja napona upravljačke elektrode na konfiguraciju električnog polja u osiromašenom sloju i na početak proboja



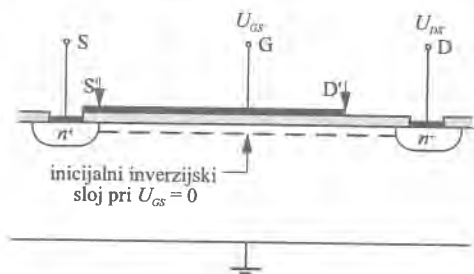
Slika 12.27. Izlazne karakteristike n -kanalnog MOS FET-a obogaćenog tipa, s metalnom upravljačkom elektrodom, s područjem proboja



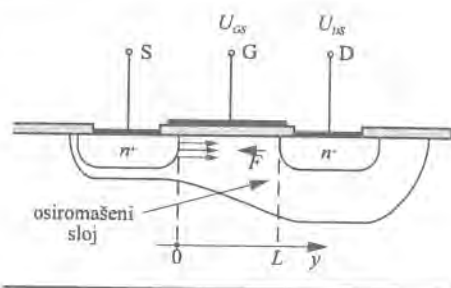
Slika 12.28. Izlazne karakteristike n -kanalnog MOS FET-a obogaćenog tipa, sa samopodesivom upravljačkom elektrodom, s područjem proboja

elemenata potrebna je kontrola čitave dužine kanala naponom upravljačke elektrode da bi se uspostavio n -inverzijski kanal u cijelom području između uvida i odvoda. Zbog tolerancija litografskih procesa kojima se definiraju područja i dimenzije uvida, odvoda i upravljačke elektrode potrebno je djelimično **prekrivanje** (engl. *overlap*) metala upravljačke elektrode s područjima uvida i odvoda. To je loša strana elemenata obogaćenog tipa jer se time smanjuje iznos probojnog napona između odvoda i uvida pri zadanom naponu U_{GS} i povećavaju međuelektrodne kapacitivnosti između odvoda i upravljačke elektrode i upravljačke elektrode i uvida, čime se smanjuje brzina rada elementa. Te neželjene pojave mogu se kod MOS-tranzistora obogaćenog tipa smanjiti primjenom **tehnike samopodešavanja** (engl. *self-alignment*) upravljačke elektrode prema područjima uvida i odvoda, čime se eliminira prekrivanje uz eliminaciju neželjenih pojava navedenih u vezi s elementima s metalnom upravljačkom elektrodom. To rezultira u izlaznim karakteristikama na slici 12.28. gdje probojni napon opada s porastom U_{GS} , kao što kod bipolarnih tranzistora opada s porastom struje baze. O samoj tehnici samopodešavanja bit će kasnije više rečeno, a ovdje navodimo da se to postiže primjenom polisilicija kao materijala upravljačke elektrode namjesto metala i primjenom samopodešavanja pomoću ionske implantacije, gdje se upotrebljava metalna upravljačka elektroda koja ne prekriva cijelo područje između uvida i odvoda, a samopodešavanje uvida i odvoda prema toj elektrodi osigurava se ionskom implantacijom. O tome će kasnije biti više rečeno.

Ako su MOS-tranzistori osiromašenog tipa s metalnom upravljačkom elektrodom kod njih nije potrebno prekrivanje metalne upravljačke elektrode s područjima uvida i odvoda jer već pri $U_{GS} = 0$ postoji **početni** ili **inicijalni** inverzijski sloj između uvida i odvoda. Presjek takvog elementa prikazan je na slici 12.29. U tom slučaju metal upravljačke elektrode prekriva oksidni sloj između područja uvida i odvoda samo djelimično između točaka S' i D' . Dio kanala desno od točke D' nije pod utjecajem električnog polja induciranog naponom U_{GS} u oksidnom sloju. Time se povećava ukupni otpor kanala između uvida i odvoda, međutim kako tranzistor radi uglavnom u području zasićenja, gdje je dinamički otpor visok, taj se utjecaj može zanemariti. Međutim, i ovdje kao i kod elementa obogaćenog tipa mora postojati prekrivanje metala upravljačke elektrode i područja uvida jer bi u suprotnom postojao serijski otpor inverzijskog sloja prema uvidu, što bi izazvalo degeneraciju uvida i smanjilo strminu elementa na isti način kao kod spojnog FET-a (vidi dio 10.7). Pomak metala upravljačke elektrode dalje od područja odvoda eliminira utjecaj upravljačke



Slika 12.29. Presjek n -kanalnog MOS FET-a osiromašenog tipa s metalnom upravljačkom elektrodom



Slika 12.30. MOS FET u području prohvata

elektrode na električno polje u području početka proboja prema slici 10.26., pa izlazne karakteristike MOS-tranzistora osiromašenog tipa s metalnom upravljačkom elektrodom imaju oblik sličan MOS-tranzistoru obogaćenog tipa s polisilicijskom upravljačkom elektrodom.

Drugi osnovni mehanizam proboja u MOS-tranzistoru je **oksidni proboj** (engl. *oxide breakdown*) izazvan električnim poljem u oksidu. Do proboja dolazi kada jakost polja prekorači iznos od približno $600 \text{ V } \mu\text{m}^{-1}$. Posljedica je oksidnog proboja kratak spoj između metala upravljačke elektrode (ili polisilicija) i poluvodičke podloge i trajno uništenje oksidnog sloja. Probaj može inicirati svaki električni naboj neovisno o njegovu podrijetlu. Probaj može izazvati i običan dodir rukom upravljačke elektrode, jer se time inducira statički naboj. Zato se u MOS integriranim elektroničkim sklopovima redovito upotrebljavaju **zaštitni elementi** (engl. *protective devices*) u ulaznim krugovima sklopova.

Treći osnovni mehanizam proboja u MOS-tranzistoru je **prohvat** (engl. *punch-through*) analogan sličnom mehanizmu već opisanom kod bipolarnih tranzistora. Do prohvata najčešće dolazi kada je razmak između odvoda i uvoda dovoljno mali a specifični otpor podloge dovoljno visok. S povećanjem napona U_{DS} koji reverzno polarizira pn -spoj između odvoda i podloge, povećava se širina osiromašenog sloja između odvoda i podloge na strani slabije vodljive podloge. Pri odgovarajućem iznosu napona U_{DS} može se dogoditi da se osiromašeni slojevi pridruženi pn -spojevima između odvoda i podloge te uvoda i podloge na površini podloge dodirnu čime efektivna dužina kanala L pada na nulu te inverzijski sloj ispod oksida iščezava. Ta se pojava zove **prohvat**, a odgovarajući napon $U_{DS} = U_{DS,T}$ zove se **napon prohvata**. Njegov iznos određuje se iz relacije (5.114) uz $N_A \ll N_D$ i $x_p = L$, gdje je N_A koncentracija akceptora u p -podlozi, a N_D koncentracija donora u n^+ -odvodu. Taj iznos je:

$$U_{DS,T} = \frac{qN_A L^2}{2\varepsilon} - U_K, \quad (12.70)$$

pri čemu je pretpostavljeno da je širina osiromašenog sloja pridružena pn -spoju između uvoda i podloge zanemariva. Veličina U_K je kontaktni potencijal između odvoda i podloge. Prema gornjoj relaciji prohvat je moguć već pri sasvim niskim iznosima napona U_{DS} ako je dužina kanala vrlo mala, a specifični otpor podloge visok.

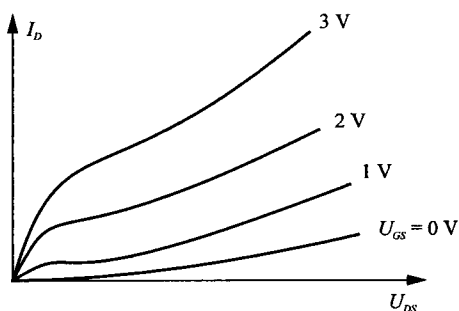
Relacija (12.70) ne uzima u obzir postojanje površinskih pojava i njihov utjecaj na prohvat, pa je tako dobiveni iznos napona prohvata orijentacijski.

Rad MOS-tranzistora u području prohvata opisan je slikom 12.30. Nakon što su se osiromašena područja pridružena odvodu i uvodu stopila, u području između n^+ -odvoda i n^+ -uvoda djeluje električno polje F usmjereno od odvoda prema uvodu. Uvod emitira slobodne elektrone u horizontalnom smjeru koji se gibaju prema odvodu pod djelovanjem horizontalnog električnog polja. Struja elektrona kroz osiromašeno područje driftnog je karaktera i ograničena je prostornim nabojem što ga ti elektroni u tom osiromašenom području stvaraju. Struja odvoda u području prohvata povezana je s naponom U_{DS} Mott-Gurneyjevom relacijom [12.22]:

$$I_D = \frac{9\epsilon\mu_n S U_{DS}^2}{8L^3}, \quad U_{DS} > U_{DS,T} \quad (12.71)$$

za n -kanalni element. Veličina S je površina poprečnog presjeka kroz koji teče struja prostornog naboja. Kako je u području napona U_{DS} većeg od napona prohvata struja odvoda kvadratična funkcija napona, taj proboj pripada **mekanom** (engl. *soft*) tipu proboja jer se struja odvoda u tom području može kontrolirati. Lavinski proboj nasuprot tome pripada **tvrdom** (engl. *hard*) tipu proboja jer kad dođe do lavinske multiplikacije, rast struje odvoda ne može se više kontrolirati. Kod tranzistora s dugim kanalom veća je vjerojatnost da do lavinskog proboja dođe pri nižem naponu U_{DS} nego do prohvata. Međutim, što je kanal kraći, a podloga slabije dopirana, sve je veća vjerojatnost da će prije doći do prohvata. Na slici 12.31. prikazane su tipične izlazne karakteristike za n -kanalni MOS-tranzistor obogaćenog tipa s kratkim kanalom, gdje do prohvata dolazi već pri niskim iznosima napona U_{DS} uz jako suženo područje zasićenja. Čak i pri $U_{GS} = 0$ postoji vođenje struje pri relativno niskim iznosima napona U_{DS} .

Detaljan opis pojava povezanih s prohvatom zainteresirani će čitatelj naći npr. u [12.4].



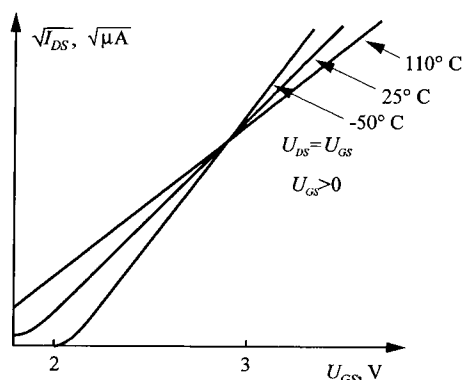
Slika 12.31. Izlazne karakteristike MOS FET-a s kratkim kanalom s vrlo naglašenim utjecajem prohvata

12.11. Temperaturna svojstva MOS-tranzistora

Statičke karakteristike MOS-tranzistora temperaturno su ovisne ponajprije zbog temperaturne ovisnosti pokretljivosti slobodnih nosilaca u kanalu i temperaturne ovisnosti napona praga.

Efektivna ili površinska pokretljivost slobodnih elektrona u kanalu n -kanalnog MOS-tranzistora kao funkcija temperature može se izraziti u obliku [12.3]:

$$\mu_n(T) = \mu_n(T_0) \left[\frac{T}{T_0} \right]^{-m}, \quad (12.72)$$



Slika 12.32. Ovisnost prijenosne karakteristike MOS FET-a o temperaturi u području zasićenja

gdje je T_0 sobna temperatura, a m faktor iznosa između 1,5 i 2. Ta relacija vrijedi u široj okolini sobnih temperatura.

Napon praga pri porastu temperature opada približno po relaciji [12.3]:

$$U_{GS0}(T) = U_{GS0}(T_0) - m_1(T - T_0) \quad (12.73)$$

gdje je $U_{GS0}(T_0)$ iznos napona praga na sobnoj temperaturi, a m_1 je faktor iznosa između 0,5 i 4 mV K⁻¹. Iznos toga faktora raste pri porastu specifične vodljivosti podloge i pri porastu debljine oksidnog sloja.

Pomoću gornjih dviju relacija relacija (12.62) može se pisati u obliku:

$$\sqrt{I_{DS}} = \sqrt{\frac{K_0}{2}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\frac{m}{2}} [U_{GS} - U_{GS0}(T_0) + m_1(T - T_0)], \quad (12.74)$$

gdje je:

$$K_0 = \mu_n(T_0) \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot \frac{W}{L}. \quad (12.75)$$

Efektivna ili površinska pokretljivost slobodnih elektrona prema relaciji (12.72) opada pri porastu temperature. Isto se prema relaciji (12.73) događa i s naponom praga. S padom pokretljivosti pada konstanta MOS-tranzistora, što prema relaciji (12.62) izaziva pad struje odnosa u području zasićenja. Pad iznosa napona praga prema relaciji (12.62) rezultira porastom iznosa struje odnosa. Dakle, to su dvije suprotne tendencije i njihov međusobni odnos određuje hoće li struja odnosa opadati ili rasti pri porastu temperature. Na slici (12.32) prikazane su eksperimentalne krivulje ovisnosti $\sqrt{I_{DS}}$ o U_{GS} u području zasićenja za n -kanalni MOS-tranzistor za tri različite temperature. Pri relativno visokim iznosima struje odnosa iznos te struje opada pri porastu temperature, što znači da je pad pokretljivosti pri porastu temperature utjecajniiji od pada iznosa napona praga. Obrnuto je pri relativno niskim iznosima struje odnosa gdje iznos te struje raste s porastom temperature, što znači da pad iznosa napona praga više utječe nego pad iznosa pokretljivosti. Pri određenoj vrijednosti struje odnosa oba se utjecaja kompenziraju jer iznos te struje temperaturno nije ovisan. Zato se $\sqrt{I_{DS}} - U_{GS}$ krivulje na slici 12.32. sijeku pri određenom iznosu struje I_D .

U realnim MOS-tranzistorima radno područje je obično tamo gdje struja odnosa opada pri porastu temperature pa su MOS-tranzistori električki slabije aktivni na višim temperaturama. To je suprotno nego kod bipolarnih tranzistora gdje aktivnost elementa raste s porastom temperature. To je jedna od prednosti MOS-tranzistora u odnosu na bipolarne.

12.12. Osnovna dinamička svojstva i parametri MOS-tranzistora

12.12.1. Strmina i dinamički otpor

Osnovni dinamički parametri MOS-tranzistora isti su kao i kod spojnog FET-a. Iz statičkih karakteristika određuju se strmina i dinamički otpor MOS-tranzistora. Polazeći od definicijskog izraza (10.34) i relacije (12.26), dobiva se opći izraz za strminu:

$$\left[g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} = K U_{DS} \right] \quad (12.76)$$

gdje je K konstanta MOS-tranzistora određena relacijom (12.59). Taj izraz vrijedi u svim područjima rada. U triodnom području za U_{DS} treba uvrstiti iznos $U_{DS} < U_{DSS}$, a u području zasićenja $U_{DS} = U_{DSS}$. Stoga u području zasićenja strmina iznosi:

$$\left[g_m = K(U_{GS} - U_{GS0}) \right] \quad (12.77)$$

pri čemu je zanemaren utjecaj modulacije dužine kanala. Ako se za struju odvoda u zasićenju primjenjuje relacija (12.42), dobiva se alternativni oblik relacije (12.77):

$$\left[g_m = \sqrt{2KI_D} \right] \quad (12.78)$$

Strmina MOS-tranzistora u području zasićenja raste s drugim korijenom iz istosmjerne struje odvoda. Geometrijsko značenje i način određivanja strmine pomoću statičke prijenosne karakteristike isti su kao kod spojnog FET-a (v. sliku 10.17).

Dinamički otpor MOS-tranzistora prema definicijskom izrazu (10.35) i relaciji (12.26) iznosi:

$$\left[r_d = \frac{\partial U_{DS}}{\partial I_D} = \frac{1}{K(U_{GS} - U_{GS0} - U_{DS})} \right] \quad (12.79)$$

U triodnom području je $U_{DS} < U_{GS} - U_{GS0}$, pa je dinamički otpor konačan. U linearnom dijelu triodnog područja zbog $U_{DS} \ll U_{GS} - U_{GS0}$ dinamički otpor ne ovisi o U_{DS} . U području zasićenja vrijedi $U_{DS} = U_{GS} - U_{GS0}$, pa je dinamički otpor teorijski neizmjeran. To je posljedica horizontalnih izlaznih karakteristika idealnog MOS-tranzistora u području zasićenja. Zbog modulacije dužine kanala izlazne karakteristike i u području zasićenja rastu s naponom U_{DS} , pa dinamički otpor ima visok, ali konačan iznos. Taj otpor prema slici 12.18. iznosi:

$$r_d = \frac{\partial U_{DS}}{\partial I_{DS}} = \operatorname{ctg} \alpha = \frac{1}{\lambda I_{DS}} \quad (12.80)$$

Isti se iznos dobiva i iz relacije (12.54) deriviranjem U_{DS} po I_{DS} . Kako λ obično leži u intervalu 0,01 do 0,1 V^{-1} , uz struje I_{DS} na početku područja zasićenja u intervalu 0,1 do 1 mA mogu se očekivati iznosi dinamičkog otpora reda veličine od nekoliko desetaka do

nekoliko stotina $k\Omega$. Kod tranzistora s relativno kratkim kanalom, gdje se na pojavu modulacije dužine kanala superponira efekt prohvata, nema izrazitog područja zasićenja, i to vodi na dinamičke otpore prilično niskog iznosa.

Ovdje dobivene relacije za strminu i dinamički otpor temelje se na primjeni pojednostavljene relacije (12.26) koja struju odvoda povezuje s naponima U_{DS} i U_{GS} . Za točnije analitičko određivanje strmine i dinamičkog otpora može poslužiti točnija analitička relacija (12.38). Taj se račun prepušta čitatelju.

12.12.2. Vrijeme prolaska kroz kanal

Brzina odziva MOS-tranzistora u određenim radnim uvjetima ovisi o vremenu prolaska slobodnih nosilaca kroz kanal. Vrijeme prolaska slobodnih elektrona kroz kanal n -kanalnog MOS-tranzistora određeno je dužinom kanala L i driftnom brzinom slobodnih elektrona u kanalu v_d u skladu s definicijskim izrazom:

$$\tau = \int_0^L \frac{dv}{v_d} = - \frac{1}{\mu_n} \int_0^L \frac{dv}{F_y}, \quad (12.81)$$

gdje je F_y jakost električnog polja u kanalu određena relacijom (12.31). Uvrštenjem te relacije u relaciju (12.81) nakon integriranja i sređivanja dobivenog rezultata proizlazi za vrijeme prolaska slobodnog elektrona kroz kanal n -kanalnog MOS-tranzistora relacija:

$$\tau = \frac{L^2}{\mu_n U_{DS}} \cdot \frac{4(3-3p+p^2)}{3(2-p)^2}, \quad (12.82)$$

gdje je:

$$p = \frac{U_{DS}}{U_{GS} - U_{GS0}} = \frac{U_{DS}}{U_{DSS}}, \quad 0 \leq p \leq 1. \quad (12.83)$$

Zamjenom U_{DS} sa pU_{DSS} dobiva se alternativni oblik relacije (12.82):

$$\tau = \frac{L^2}{\mu_n U_{DSS}} \cdot \frac{4(3-3p+p^2)}{3p(2-p)^2}. \quad (12.84)$$

U linearnom dijelu triodnog područja je $p \ll 1$. Relacija (12.82) za τ daje u ovom slučaju iznos:

$$\tau = \frac{L^2}{\mu_n U_{DS}}, \quad (12.85)$$

što je identično relaciji (12.11). S padom napona U_{DS} vrijeme prolaska teži prema sve većim iznosima jer je jakost električnog polja u kanalu sve manja, a time i driftna brzina nosilaca

u njemu. U triodnom području je $0 < p < 1$, i tu prema relacijama (12.82) i (12.84) vrijeme prolaska opada s rastom parametra p , odnosno napona U_{DS} . Najniži iznos vremena prolaska dobiva se kada se dostigne maksimalni iznos parametra p , a to je $p = 1$, odnosno $U_{DS} = U_{DSS}$. Tada relacija (12.84) daje iznos vremena prolaska kroz kanal:

$$\tau = \frac{4}{3} \frac{L^2}{\mu_n U_{DSS}} \quad (12.86)$$

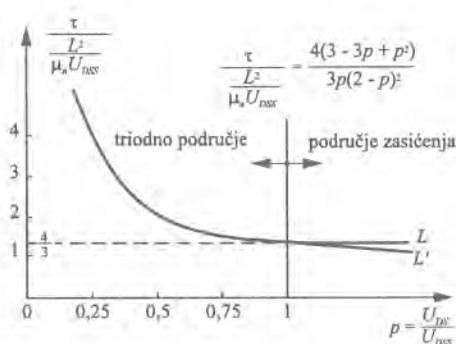
Ta relacija, strogo uzevši, odnosi se na granicu triodnog područja i područja zasićenja, jer odgovara uvjetu $U_{DS} = U_{DSS}$. Međutim, ona vrijedi u cijelom području zasićenja gdje je $U_{DS} > U_{DSS}$. Zbog efekta modulacije dužine kanala skraćuje se kanal pri porastu U_{DS} iznad U_{DSS} , pri čemu je pad napona na kanalu uvijek isti i iznosi $U_{DS} = U_{DSS}$, a razlika $U_{DS} - U_{DSS} > 0$ dodatno reverzno polarizira pn -spoj između odvoda i podloge. Pri tome, strogo uzevši, relaciju (12.86) treba u području zasićenja pisati u obliku:

$$\tau = \frac{4}{3} \cdot \frac{(L')^2}{\mu_n U_{DSS}} \quad (12.87)$$

gdje je L' efektivna dužina kanala. Kako je $L' < L$, vrijeme prolaska će opadati pri porastu U_{DS} iznad U_{DSS} , no taj je efekt kod elemenata s dugim kanalom zanemariv. Kod elemenata s kratkim kanalom treba ga uzeti u obzir, no tu se superponiraju dodatni učinci kratkog kanala (prohvat, utjecaj višedimenzijjskih polja itd.).

Ovisnost vremena prolaska τ o parametru p na temelju relacije (12.84) prikazana je u normiranom obliku na slici 12.33. U području zasićenja ($p \geq 1$, $U_{DS} \geq U_{DSS}$) s L je označena krivulja za element s dugim kanalom bez u obzir uzetog efekta modulacije dužine kanala, a s L' krivulja s u obzir uzetim efektom modulacije dužine kanala.

Da bi vrijeme prolaska što manje djelovalo na brzinu rada MOS-tranzistora, potrebno je imati što kraći kanal i što veći U_{DSS} , a to znači što veći U_{GS} pri zadanom naponu praga U_{GSO} .



Slika 12.33. Ovisnost vremena prolaska τ o parametru $p = U_{DS}/U_{DSS}$

12.12.3. Vremenska konstanta ulaznoga kruga

Vremenska konstanta ulaznoga kruga, kada se na izlaz jednog MOS-tranzistora veže ulaz drugog, identičnog tranzistora, određena je relacijom:

$$\tau_{RC} = C_{ox} \frac{U_{DS}}{I_D} \quad (12.88)$$

Uvrštenjem relacija (12.14) i (12.26) dobiva se:

$$\tau_{RC} = \frac{L^2}{\mu_n U_{DS}} \cdot \frac{2p}{2-p} = \frac{L^2}{\mu_n U_{DSS}} \cdot \frac{2}{2-p}, \quad (12.89)$$

gdje je p određen relacijom (12.83). U linearnom dijelu triodnog područja je $p \ll 1$, pa gornja relacija daje:

$$\tau_{RC} = \frac{L^2}{\mu_n U_{DSS}} \quad (12.90)$$

U triodnom području je $0 < p < 1$, i tu je τ_{RC} određen izrazom (12.89). U području zasićenja je $p = 1$, i tu relacija (12.89) daje:

$$\tau_{RC} = 2 \frac{L^2}{\mu_n U_{DSS}} \quad (12.91)$$

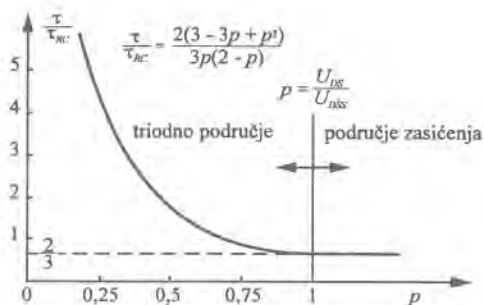
Dijeljenjem relacije za vrijeme prolaska i vremenske konstante u linearnom dijelu triodnog područja dobiva se:

$$\frac{\tau}{\tau_{RC}} = \frac{1}{p}, \quad p \ll 1. \quad (12.92)$$

Ta je relacija identična relaciji (12.18) i potvrđuje da je u ovom slučaju $\tau \gg \tau_{RC}$, pa brzinu rada MOS-tranzistora u linearnom dijelu triodnog područja određuje vrijeme prolaska nosilaca kroz kanal to više što je napon U_{DS} manji. Slično se za područje zasićenja dobiva:

$$\frac{\tau}{\tau_{RC}} = \frac{2}{3} \quad (12.92a)$$

U području zasićenja τ_{RC} je za 50% veći od τ uz konstantni iznos omjera tih veličina. U triodnom području je prema relacijama (12.84) i (12.89):



Slika 12.34. Ovisnost omjera τ/τ_{RC} o parametru p

$$\frac{\tau}{\tau_{RC}} = \frac{2(3-3p+p^2)}{3p(2-p)} \quad (12.93)$$

Ovisnost tog omjera o parametru p prikazana je grafički na slici 12.34. Iz gornje relacije može se lako izračunati da je pri ispunjenom uvjetu $p = 0,71$, odnosno $U_{DS} = 0,71 U_{DSS}$, vrijeme prolaska jednako vremenskoj konstanti ulaznoga kruga.

Pri $p < 0,71$, odnosno $U_{DS} < 0,71 U_{DSS}$, prevladava utjecaj vremena prolaska. Kada je $p > 0,71$, odnosno $U_{DS} > 0,71 U_{DSS}$, prevladava utjecaj vremenske konstante ulaznoga kruga. Pri tome je prevladavanje vremena prolaska pri niskim iznosima U_{DS} mnogo izraženije od prevladavanja vremenske konstante pri visokim iznosima U_{DS} .

12.13. Nadomjesni sklopovi MOS-tranzistora za mali izmjenični signal

Nadomjesni sklopovi spojnog FET-a za mali izmjenični signal u osnovi vrijede i za MOS-tranzistor. To su nadomjesni sklopovi opisani i izvedeni u dijelu 10.8. Osnovni nadomjesni sklop za područje niskih frekvencija opisan relacijom (10.41) i prikazan na slici 10.20. vrijedi i za MOS-tranzistor. Potpuni nadomjesni sklop za područje srednjih i visokih frekvencija na slici 10.21. vrijedi i za MOS-tranzistor. Pri tome iznose pojedinih parametara nadomjesnog sklopa treba prilagoditi MOS-tranzistoru. U području najviših radnih frekvencija treba primijeniti nadomjesni sklop na slici 10.22. Za pojedine specifične primjene i specifične tehnološke izvedbe treba iskoristiti varijante gornjih nadomjesnih sklopova prilagođene tim primjenama i izvedbama. To posebno vrijedi za VLSI i ULSI MOS-tranzistore, gdje se primjenjuje tehnika silicijske upravljačke elektrode, ionska implantacija u području kanala i slične metode.

Za procjenu frekvencijskog dometa MOS-tranzistora može poslužiti gornja granična frekvencija ili maksimalna radna frekvencija f_g definirana u dijelu 10.9. i određena relacijom (10.44). Ako se zanemari serijski otpor uvoda R_S na slici 10.21., tada je efektivna strmina g'_m definirana relacijom (10.40) jednaka strmini g_m , pa je:

$$f_g = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})}, \quad (12.94)$$

gdje su značenja kapaciteta C_{gs} i C_{gd} jasna iz slike 10.22. Ako se za strminu g_m u području zasićenja uvrsti relacija (12.77), a kapacitet $C_{gs} + C_{gd}$ prikaže kao C_{ox} , dobiva se:

$$f_g = \frac{g_m}{2\pi C_{ox}} = \frac{\mu_n}{2\pi} \cdot \frac{U_{DSS}}{L^2}. \quad (12.95)$$

Iz relacija (12.91) i (12.95) proizlazi da je:

$$f_g = \frac{1}{\pi\tau_{RC}}, \quad (12.96)$$

odnosno da je maksimalna radna frekvencija u režimu malog izmjeničnog signala obrnuto proporcionalna vremenskoj konstanti ulaznoga kruga u području zasićenja.

Više podataka o nadomjesnim sklopovima MOS-tranzistora i njegovim frekvencijskim svojstvima zainteresirani čitatelj naći će u [12.11].

12.14. Usporedba p -kanalnog i n -kanalnog MOS-tranzistora

U ranoj fazi razvoja MOS-tehnologije prevladavali su u primjeni p -kanalni MOS-tranzistori. Razlog za to je bila mogućnost postizanja zadovoljavajuće visokog prinosa u proizvodnji. Prinos se općenito definira kao omjer broja ispravnih elemenata i ukupnog broja elemenata na istoj pločici. Ako se npr. na istoj pločici proizvede 1000 MOS-tranzistora, od čega je 760 dobrih, tada je prinos 760/1000 ili 76%. Razlog višeg prinosa u proizvodnji p -kanalnih MOS-tranzistora je činjenica da je lakše kontrolirati iznos napona praga p -kanalnih nego n -kanalnih elemenata. Razvoj planarne tehnologije na siliciju, posebno tehnologije silicijske upravljačke elektrode i ionske implantacije, omogućio je dobru kontrolu napona praga i zadovoljavajući prinos u proizvodnji i n -kanalnih tranzistora. To je vrlo brzo dovelo do prevlasti n -kanalnih tranzistora u primjenama. Razlog je sadržan u relaciji (12.26). Ako se uz iste pogonske uvjete želi kroz p -kanalni i n -kanalni element protjerati ista struja odvoda, tada mora biti ispunjen uvjet:

$$\mu_p \left(\frac{W}{L} \right)_p = \mu_n \left(\frac{W}{L} \right)_n, \quad (12.97)$$

gdje indeks p označava p -kanalnu, a indeks n n -kanalnu strukturu. Pri tome se pretpostavlja da je debljina oksidnog sloja iznad kanala u oba elementa ista. Kako je μ_n dva do tri puta veći od μ_p , proizlazi da p -kanalni element za istu struju odvoda mora imati dva do tri puta veći omjer širine i dužine kanala od n -kanalnog. Ako oba tranzistora imaju istu dužinu kanala, to opet znači da p -kanalni tranzistor ima dva do tri puta širu upravljačku elektrodu, što u prvoj aproksimaciji znači i isti broj puta veću površinu tranzistora i isti broj puta veći iznos kapaciteta C_{ox} . To jasno opravdava prijelaz s p -kanalne tehnike na n -kanalnu.

Neovisno o povoljnijim ukupnim karakteristikama n -kanalnih tranzistora p -kanalni ipak nisu nestali iz primjene jer se u integriranim sklopovima vrlo često primjenjuju u serijskom protuspoju s n -kanalnim tranzistorom, dajući **komplementarni MOS-element** ili **invertor** (engl. *Complementary MOS*, kratica CMOS). Na primjeni CMOS-invertora temelji se izrada CMOS-integriranih sklopova. To je razlog zbog kojega se i danas radi na unapređivanju tehnologije i karakteristika p -kanalnih elemenata.

12.15. Skaliranje MOS-tranzistora

Stupanj kompleksnosti ili integracije integriranih sklopova raste iz godine u godinu približno po eksponencijalnom zakonu prvenstveno zbog kontinuiranog smanjivanja planarnih dimenzija elemenata u monolitnim strukturama. To je posebno izraženo u MOS-integriranim sklopovima. Osnovni je zahtjev koji se postavlja pri smanjivanju geometrijskih dimenzija MOS-elemenata da oni pri tome zadrže oblik strujno-naponskih karakteristika MOS-elemenata s dugim kanalom. **Proporcionalno smanjivanje dimenzija** ili **skaliranje** (engl. *scaling*) može se obaviti na više načina. Osnovni način je **skaliranje uz konstantno električno polje** (engl. *constant electric field scaling*), koje je prvi uveo R.H. Dennard [12.12]. Ono se temelji na zahtjevu da jakost električnog polja u oksidnom sloju, kanalu i pn -spojevima u skaliranom elementu ima isti iznos kao u neskaliranom. Time se otklanja opasnost od pojave proboja u bilo kojem dijelu tranzistorske strukture.

Postavit ćemo početni zahtjev da se prilikom skaliranja sve planarne i vertikalne dimenzije smanjuju s puta gdje je s **faktor skaliranja** (engl. *scaling factor*). Njegov iznos mora biti veći od 1 (obično do 10). Na slici 12.35.a prikazana je standardna, neskaliрана, originalna MOS-struktura s dimenzijama L , W , d_{ox} i x_j . Na slici 12.35.b prikazana je skalirana MOS-struktura s dimenzijama L' , W' , d'_{ox} i x'_j . Ovdje ćemo općenito sve veličine koje se odnose na skaliranu MOS-strukturu označavati crticom iznad njihova simbola. Dimenzije skalirane strukture povezane su s dimenzijama standardne strukture preko relacija:

$$W' = \frac{W}{s}, \quad L' = \frac{L}{s}, \quad d'_{ox} = \frac{d_{ox}}{s}, \quad x'_j = \frac{x_j}{s}. \quad (12.98)$$

Da bi jakost električnog polja u oksidnom sloju iznad kanala pri skaliranju ostala nepromijenjena, mora biti:

$$F_{ox} = \frac{U_{GS} - \Phi(y)}{d_{ox}} = F'_{ox} = \frac{U'_{GS} - \Phi'(y)}{d'_{ox}}, \quad (12.99)$$

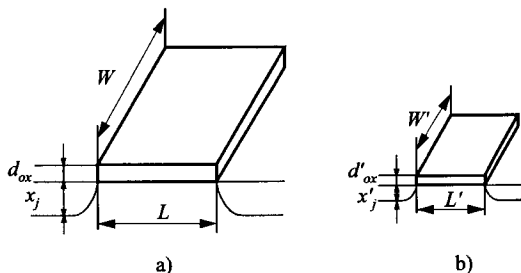
pri čemu se napon U_{GS} i potencijal $\Phi(y)$ odnose na standardni, a napon U'_{GS} i potencijal $\Phi'(y)$ na skalirani element. Iz gornje relacije proizlaze uvjeti:

$$U'_{GS} = \frac{d'_{ox}}{d_{ox}} U_{GS} = \frac{U_{GS}}{s} \quad (12.100)$$

$$\Phi'(y) = \frac{d'_{ox}}{d_{ox}} \Phi(y) = \frac{\Phi(y)}{s}. \quad (12.101)$$

Skaliranje elementa uz nepromijenjen iznos jakosti električnog polja u oksidnom sloju iznad kanala uzrokuje smanjenje iznosa napona U_{GS} s jednakim iznosom faktora skaliranja kao kod geometrijskih dimenzija. Istodobno sa smanjivanjem napona U_{GS} smanjuje se i potencijal $\Phi(y)$ duž kanala. Prema relaciji (12.5) minimalni iznos električnog polja u oksidnom sloju $F_{ox,min}$ je na mjestu $y=L$, tj. na kraju kanala do odvoda, i ono iznosi:

$$F_{ox,min} = \frac{U_{GS} - U_{DS}}{d_{ox}}. \quad (12.102)$$



Slika 12.35. Ilustracija postupka skaliranja: a) standardna MOS-struktura; b) skalirana MOS-struktura

U skaliranom elementu je:

$$F'_{ox,min} = \frac{U'_{GS} - U'_{DS}}{d'_{ox}} = F_{ox,min} . \quad (12.103)$$

Iz tih relacija proizlazi da je:

$$U'_{DS} = \frac{U_{DS}}{s} . \quad (12.104)$$

U postupku skaliranja oba napona, i napon U_{GS} i napon U_{DS} , skaliraju se na isti način kao geometrijske dimenzije.

Prilikom skaliranja ne smije rasti gustoća disipirane snage Q_0 , jednake umnošku napona U_{DS} i struje odvoda I_D podijeljenom površinom elementa S . Kod neskalaranog elementa je:

$$Q_0 = \frac{U_{DS} I_D}{S} , \quad (12.105)$$

a kod skaliranog:

$$Q'_0 = \frac{U'_{DS} I'_D}{S'} . \quad (12.106)$$

Smanjenje planarnih dimenzija s puta znači smanjenje površine s^2 puta, pa je površina skaliranog elementa:

$$S' = \frac{S}{s^2} . \quad (12.107)$$

Da bi se ispunio uvjet $Q'_0 = Q_0$, mora biti:

$$U'_{DS} I'_D = \frac{U_{DS} I_D}{s^2} . \quad (12.108)$$

Pomoću relacije (12.104) proizlazi uvjet skaliranja struje odvoda:

$$I'_D = \frac{I_D}{s} . \quad (12.109)$$

Prema relaciji (12.59) konstanta MOS FET-a K pri skaliranju postaje s puta veća, pa je:

$$K' = sK . \quad (12.110)$$

Da bi bio ispunjen uvjet za skaliranje napona U_{DS} i struje I_D , te napona U_{GS} , mora u skladu s relacijom (12.26) biti:

$$U'_{GS0} = \frac{U_{GS0}}{s} . \quad (12.111)$$

Ta relacija proizlazi i iz relacije (11.27) za ovisnost potencijala $\Phi(y)$ u kanalu o udaljenosti y od uvoda. Iz relacija za napon praga izvedenih u poglavlju 11. može se zaključiti da nije jednostavno osigurati skaliranje prema relaciji (12.111), pa se podešavanje iznosa napona praga osigurava primjenom ionske implantacije u područje kanala ili dovođenjem odgovarajućeg istosmjernog napona na podlogu tranzistora [12.15].

Širina osiromašenog područja ispod odvoda tranzistora mora pri skaliranju postati s puta manja da se ne poveća utjecaj efekta modulacije dužine kanala na tranzistorske karakteristike. Ako se u relaciji (5.111) uz $N_D \gg N_A$, gdje je N_D koncentracija donora u odvodu, a N_A koncentracija akceptora u podlozi, zanemari kontaktni potencijal U_K u odnosu na U_{DS} koji reverzno polarizira pn -spoj između odvoda i podloge, dobivaju se relacije za širinu osiromašenog sloja standardnog i skaliranog elementa d_B i d'_B :

$$d_B = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_A} U_{DS}}; \quad d'_B = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN'_A} U'_{DS}}. \quad (12.112)$$

Iz uvjeta:

$$d'_B = \frac{d_B}{s} \quad (12.113)$$

i relacija (12.112) proizlazi:

$$N'_A = sN_A. \quad (12.114)$$

Za razliku od svih do sada analiziranih veličina koje se skaliranjem ili smanjuju (L , W , d_{ox} , x_j , S , U_{DS} , U_{GS} , U_{GS0} , I_D) ili ostaju nepromijenjene (F_{ox} , Q_0), koncentracija akceptora u podlozi raste. Relacija (12.114) nije sasvim korektna kod visokih iznosa faktora skaliranja s jer je tada U_{DS} relativno mali pa se utjecaj kontaktnog potencijala ne može više zanemariti. Međutim, unatoč tome netočnost u skaliranju N_A prema relaciji (12.114) ne utječe mnogo na svojstva skaliranog elementa.

Kapacitet oksidnog sloja ispod upravljačke elektrode iznosi:

$$C_{ox} = \varepsilon_{ox} \frac{WL}{d_{ox}}. \quad (12.115)$$

Kod skaliranog elementa je:

$$C'_{ox} = \varepsilon_{ox} \frac{W' L'}{d'_{ox}} = \frac{C_{ox}}{s}. \quad (12.116)$$

Ako se polazi od relacije (12.82), dobiva se vrijeme prolaska slobodnog elektrona kroz kanal skaliranog elementa:

$$\tau' = \frac{\tau}{s}. \quad (12.117)$$

Ako se polazi od relacije (12.89), slično se dobiva vremenska konstanta ulaznoga kruga skaliranog elementa:

$$\tau'_{RC} = \frac{\tau_{RC}}{s}. \quad (12.118)$$

Slično iz relacije (12.95) proizlazi za gornju graničnu frekvenciju skaliranog elementa:

$$f'_g = f_g s. \quad (12.119)$$

Posljednje relacije pokazuju da brzina rada elementa raste s faktorom skaliranja.

Snaga disipirana u dinamičkim uvjetima raste s obzirom na statičku snagu zbog nabijanja i izbijanja parazitnih kapaciteta. Međutim, i ta se snaga pri skaliranju smanjuje s^2 puta kao i statička snaga:

$$P' = \frac{P}{s^2}. \quad (12.120)$$

Važan parametar koji služi za procjenu kvalitete tranzistora je umnožak disipirane snage i vremena kašnjenja signala. Taj parametar ima dimenziju energije i zapravo označava minimalnu energiju potrebnu za promjenu stanja tranzistora kada on radi u režimu sklopke. Suglasno relacijama (12.117) i (12.118) za vrijeme kašnjenja skaliranog elementa τ'_d mora vrijediti relacija:

$$\tau'_d = \frac{\tau_d}{s}, \quad (12.121)$$

pa je umnožak disipirane snage i vremena kašnjenja skaliranog elementa:

$$P' \tau'_d = \frac{P \tau_d}{s^3}. \quad (12.122)$$

Ta relacija kazuje da se pri skaliranju dinamička svojstva MOS-tranzistora znatno poboljšavaju. Disipirana dinamička snaga smanjuje se s^2 puta, kašnjenje s puta, a umnožak disipirane snage i kašnjenja čak s^3 puta.

Kada se analizira utjecaj skaliranja na čip kao cjelinu, tada moramo uzeti u razmatranje i utjecaj skaliranja na metalne vodove koji povezuju tranzistore u električnu shemu sklopa i sustava. Lako se može pokazati da pri skaliranju linearnih dimenzija vodova s faktorom skaliranja s , otpor voda raste s puta, pa je:

$$R' = sR. \quad (12.123)$$

Pri tome padovi napona na metalnim vodovima ostaju isti jer otpor voda raste s puta, dok struja kroz vod opada s puta, pa je umnožak tih dviju veličina u standardnom i skaliranom vodu isti. Kapacitet metalnog voda prema podlozi bit će prema relaciji (12.116) s puta manji nego kod standardnog voda, pa je RC konstanta skaliranog voda ista kao kod neskalinog.

Gustoća struje koja teče kroz skalirani vod bit će s puta veća jer je iznos struje s puta

manji, a površina presjeka voda s^2 puta veća. Porast gustoće struje s puta dovodi do rasta intenziteta elektromigracijskih pojava u metalnim vodovima i do smanjenja srednje vrijednosti trajanja života metalnog voda. Polazeći od Blackove formule dane relacijom (4.62), dobiva se:

$$\bar{t}' = \frac{\bar{t}}{s^4}, \quad (12.124)$$

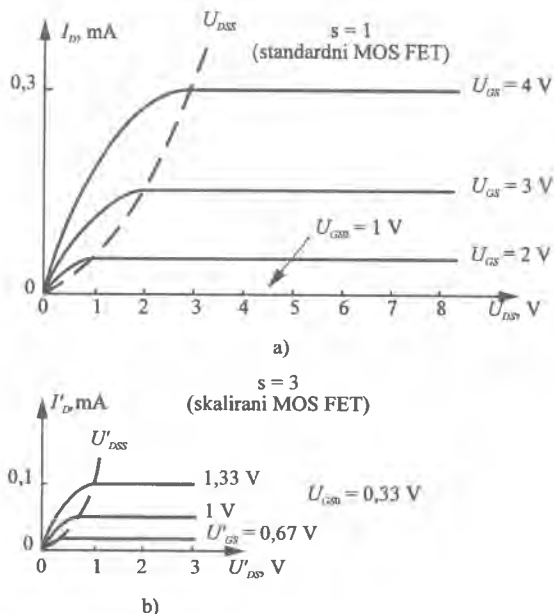
gdje je $\bar{t}$ srednja vrijednost trajanja života standardnog, a $\bar{t}'$ skaliranog voda. Metalni vod s dva puta manjim linearnim dimenzijama ima čak 16 puta kraći životni vijek. Tako drastično skraćanje trajnosti metalnih vodova pri skaliranju upućuje na zaključak da pri rastu kompleksnosti (stupnja integracije) monolitnih integriranih sklopova problem pouzdanosti metalnih vodova postaje sve kritičniji, zato se pri realiziranju VLSI i ULSI čipova metalizacijskim sustavima obraća vrhunska pažnja.

Ovdje dobiveni zakoni skaliranja prikazani su u tablici 12.1.

Tablica 12.1. Pravila skaliranja MOS-struktura uz konstantni iznos električnog polja

VELIČINA	FAKTOR SKALIRANJA
Jakost električnog polja	1
Gustoća disipirane snage	1
Linearne dimenzije	s^{-1}
Površine	s^{-2}
Naponi	s^{-1}
Struje	s^{-1}
Gustoća struje	s
Koncentracija primjesa	s
Disipirana snaga	s^{-2}
MOS-kapaciteti	s^{-1}
Vrijeme kašnjenja	s^{-1}
Umnožak snage i kašnjenja	s^{-3}
Otpor metalizacijskog voda	s
Kapacitet metalizacijskog voda	s^{-1}
RC konstanta metalizacijskog voda	1
Trajanje života metalizacijskog voda	s^{-4}

Bitna je odlika skaliranog elementa pri skaliranju uz konstantni iznos električnog polja da skalirani element ima posve identične strujno-naponske karakteristike kao standardni element u odnosu na koji se obavlja skaliranje, s jedinom razlikom što su iznosi svih napona i struja podijeljeni istim brojem-faktorom skaliranja. To je ilustrirano slikom 12.36. Standardnom elementu tu odgovara $s = 1$ (slika 12.36.a), a skaliranom $s = 3$ (slika 12.36.b). Kvalitativna identičnost karakteristika obaju elemenata pokazuje da u njima postoji ista »fizika«. Ako bi se dalje skaliralo došlo bi do pojava tipičnih za kratki i uski kanal, što bi rezultiralo krivuljama poput onih na slici 12.31., što upućuje na drukčiju »fiziku« rada. U tom slučaju pravila skaliranja više ne vrijede.



Slika 12.36. Izlazne karakteristike: a) standardnog ($s = 1$) i b) skaliranog ($s = 3$) MOS-tranzistora

Osim ovdje opisanog načina skaliranja postoji još i **skaliranje uz konstantne napone** (engl. *constant voltage scaling*), gdje se uz smanjivanje linearnih dimenzija s puta iznosi napona zadržavaju nepromijenjeni. To povlači porast jakosti električnog polja s puta, koncentracije primjese s puta, struja također s puta i disipirane snage s^3 puta. Vrijeme kašnjenja smanjuje se s^2 puta. U odnosu na skaliranje uz konstantni iznos jakosti električnog polja ovdje se dobiva veći pad kašnjenja, tj. veća brzina rada, ali se povećava opasnost od proboja i pregrijavanja čipa. Zato su mogući manji iznosi faktora skaliranja nego pri skaliranju s konstantnim iznosom električnog polja.

Primjenjuje se i **skaliranje s kvazi-konstantnim naponima** (engl. *quasi-constant voltage scaling*), pri čemu se naponi smanjuju $\sqrt{s}$ puta. Posljedica je slabiji rast jakosti električnog polja pri skaliranju i slabiji rast gustoće snage nego u prethodnom slučaju. Svakako, i ovdje su linearne dimenzije s puta manje.

Primjenom različitih faktora skaliranja za linearne dimenzije i potencijale Baccarani et al. [12.23] definirali su **opći zakon skaliranja** (engl. *general scaling law*). Faktor skaliranja linearnih dimenzija je s , a potencijala k . Izborom međusobnog odnosa faktora s i k može se osigurati željena fleksibilnost u skaliranju MOS-elemenata i sklopova.

Usporedba različitih metoda skaliranja u osnovnim veličinama koje se skaliraju dana je u tablici 12.2. Vidljivo je da uz $s = k$ opći zakon skaliranja prelazi u skaliranje uz konstantan iznos električnog polja.

Ovdje je opisano skaliranje MOS-elemenata no ono se može primijeniti i kod bipolarnih elemenata. Međutim, kako je MOS-tranzistor dominantno određen planarnom geometrijom, njegovo skaliranje razmjerno je jednostavno. Kod bipolarnog tranzistora prevladavajuće su pojave u volumenu, što znatno otežava skaliranje jer je potrebna i treća dimenzija.

Nešto je lakša situacija pri skaliranju bipolarnih tranzistora u sklopovima integrirane injeleksijske logike [12.14].

Tablica 12.2. Usporedba pravila skaliranja

VELIČINA	CE	CV	QCV	GS
Linearne dimenzije	s^{-1}	s^{-1}	s^{-1}	s^{-1}
Naponi	s^{-1}	1	$s^{-1/2}$	k^{-1}
Koncentracija primjesa	s	s	s	$s^2 k^{-1}$
Jakost električnog polja	1	s	$s^{1/2}$	sk^{-1}
Kapaciteti	s^{-1}	s^{-1}	s^{-1}	s^{-1}
Struje	s^{-1}	s	1	sk^{-2}
Gustoća disipirane snage	1	s^3	$s^{3/2}$	$s^3 k^{-3}$
Vrijeme kašnjenja	s^{-1}	s^{-2}	$s^{-3/2}$	ks^{-2}
Legenda: CE skaliranje uz konstantnu jakost električnog polja CV skaliranje uz konstantan iznos napona QCV skaliranje s kvazikonstantnim naponima GS skaliranje prema općem zakonu skaliranja				

LITERATURA

- 12.1. D.K. Ferry, L.A. Akers, E.W. Greeneich, »Ultra Large Scale Integrated Microelectronics«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.
- 12.2. S.M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, 1981.
- 12.3. Y.P. Tividis, »Operation and Modeling of the MOS Transistor«, Mc Graw-Hill, New York, 1987.
- 12.4. P. Richman, »MOS Field-Effect Transistors and Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1973.
- 12.5. E.S. Yang, »Microelectronic Devices«, Mc Graw-Hill, New York, 1988.
- 12.6. W.N. Carr, J.P. Mize, »MOS LSI Design and Application«, Mc Graw-Hill, 1972.
- 12.7. T.E. Dillinger, »VLSI Engineering«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.
- 12.8. L.A. Glasser, D.W. Dobberpuhl, »The Design and Analysis of VLSI Circuits«, Addison-Wesley, Reading, 1985.
- 12.9. R.S. Muller, T.I. Kamins, »Device Electronics for Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1986.
- 12.10. R.S.C. Cobbold, »Theory and Applications of Field-Effect Transistors«, Wiley-Interscience, New York, 1970.
- 12.11. P. Biljanović, »Elektronički sklopovi«, Školska knjiga, Zagreb, 1993.
- 12.12. R.H. Dennard et al., »Design of Ion-Implanted MOS FETs with Very Small Physical Dimensions«, IEEE Journal of Solid-State Circuits, SC-9, 1974, 10, 256-268.
- 12.13. F.M. Klaassen, »Design and Performance of Micron-Size Devices«, Solid-State Electronics, 21, 1978, 3, 565-571.
- 12.14. D.F. Barbe, »Very Large Scale Integration VLSI - Fundamentals and Applications«, Springer Verlag, Berlin, 1980.
- 12.15. P. Biljanović, J. Divković-Pukšec, »Utjecaj skaliranja na napon praga MOS FET-a«, Zbornik XXV jugoslavenske konferencije ETAN-a, 1981, I.539-I.546.
- 12.16. De Witt G. Ong, »Modern MOS Technology: Processes, Devices and Design«, Mc Graw-Hill, New York, 1984.
- 12.17. J.P. Uyemura, »Fundamentals of MOS Digital Integrated Circuits«, Addison-Wesley, Reading, 1988.
- 12.18. H.C. Pao, C.T. Sah, »Effects of Diffusion Current on Characteristics of Metal -Oxide (Insulator) - Semiconductor Transistors«, Solid-State Electronics, 20, 1966, 9, 927-937.

- 12.19. A. Nussbaum, R. Sinha, D. Dokos, »The Theory of the Long-Channel MOS FET«, *Solid-State Electronics*, 27, 1984, 1, 97-106.
- 12.20. F. Van De Wiele, W.L. Engl, P.G. Jespers, »Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design«, NATO Advanced Study Institutes Series, Noordhoff, Leyden, 1977.
- 12.21. R.M. Swanson, J.D. Meindl, »Ion-implanted Complementary MOS Transistors in Low Voltage Circuits«, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, SC-7, 1972, 4, 146-153.
- 12.22. N.F. Mott, R.W. Gurney, »Electronic Processes in Ionic Crystals«, second edition, Clarendon Press, Oxford, 1948.
- 12.23. Baccarani et al., »Generalized Scaling Theory and Its Application to a 0,25 micrometer MOS FET Design«, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-31, 1984, 4, 452-462.
- 12.24. E. Takeda, G.A.C. Jones, H. Ahmed, »Constraints on the application of 0,5 μm MOS FETs to VLSI systems«, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-32, 1985, 2, 322-327.
- 12.25. Ž. Butković, privatna komunikacija.
- 12.26. T. Yamaguchi, T.H. Yuzuriha, »Process Integration and Device Performance of a Submicrometer BiCMOS with 16-GHz f_t Double Poly-Bipolar Devices«, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-36, 1989, 5, 890-896.

13. Izvedbe MOS-tranzistora.

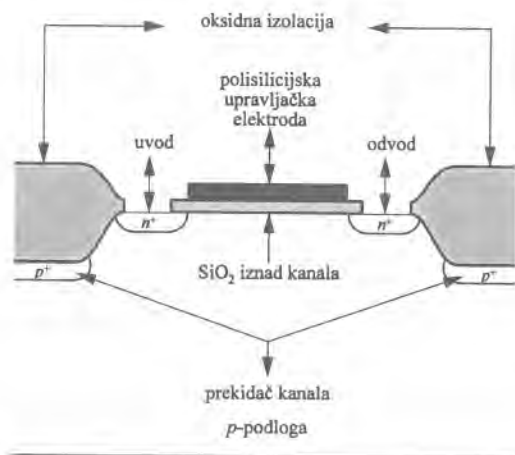
Efekti kratkog i uskog kanala

U prethodna dva poglavlja opisane su MOS-strukture i MOS-tranzistori temeljeni na primjeni metala kao materijala upravljačke elektrode. Pri proračunu napona praga pretpostavljeno je da se kao metal koristi aluminij, što je najčešće, jer se metalizacijski sustavi u planarnoj tehnici pretežno temelje na aluminiju. U proračunu iznosa napona praga razmatrana je i primjena polisilicija dopiranog fosforom ili borom kao materijala upravljačke elektrode. Osnovna svojstva MOS-struktura ne ovise o materijalu upravljačke elektrode, pa bitni zaključci do kojih se došlo u prethodna dva poglavlja vrijede za sve realne MOS-strukture. Međutim, efekti višeg reda, brzina rada i gustoća pakiranja znatno ovise i o materijalu upravljačke elektrode, pa će se ovdje ta problematika detaljnije razmotriti.

13.1. Tehnika silicijske upravljačke elektrode

Tehnika silicijske upravljačke elektrode osniva se na zamjeni aluminijske kao metala upravljačke elektrode visokodopiranim polikristalnim silicijem tipa n ili p . Time se osigurava **samopodešavanje** (engl. *self-alignment*) upravljačke elektrode prema područjima uvoda i odvoda, čime se smanjuju planarne dimenzije elemenata, iznosi parazitnih kapaciteta upravljačke elektrode prema uvodu i odvodu i povećava brzina rada MOS-tranzistora i sklopova.

Presjek jednog n -kanalnog MOS-tranzistora sa silicijskom upravljačkom elektrodom prikazan je na slici 13.1. bez naznaka metalnih kontakata. Za dobivanje toga tranzistora primjenjuje se **postupak silicijske upravljačke elektrode** (engl. *silicon-gate process*), koji se danas smatra standardnim procesom u MOS-tehnologiji. Tako dobiveni tranzistor zove se **MOS FET sa silicijskom upravljačkom elektrodom** (engl. *silicon-gate MOS FET*, kratica SG MOS FET). Na bočnim dijelovima tranzistora nalazi se debeli sloj silicij-dioksida dobiven procesom **lokalne oksidacije** već opisanim u odjeljku 9.2.2. i na slici 9.9. Bočni oksidni sloj ima strukturu **ptičjeg kljuna** i služi za međusobnu izolaciju susjednih MOS-elemenata na površini pločice. Oksidna izolacija je standardni način odvajanja elemenata u MOS-procesu. Mehanizam djelovanja oksidne izolacije ovdje je međutim različit od



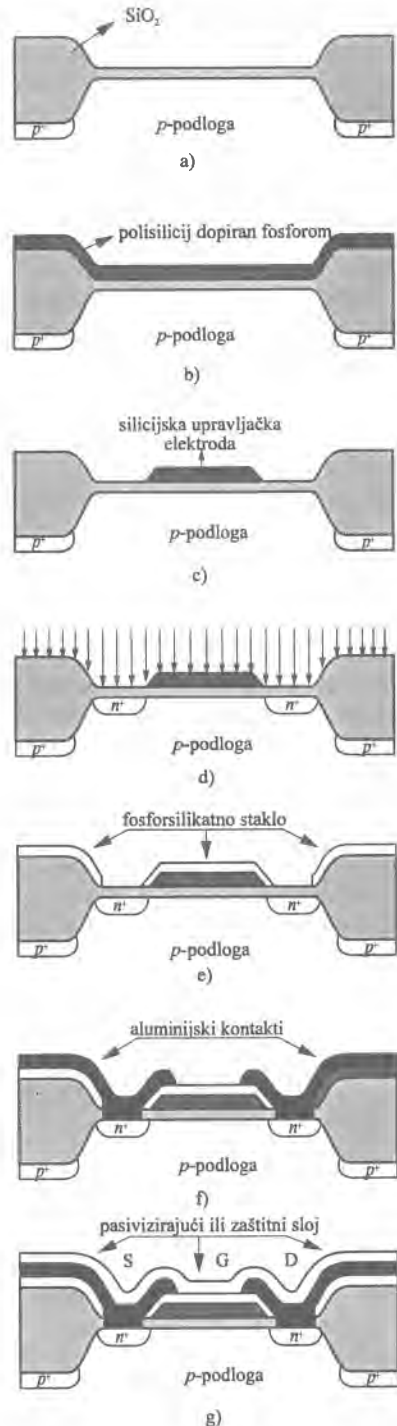
Sl.13.1. Presjek n -kanalnog MOS-tranzistora sa silicijskom upravljačkom elektrodom i oksidnom izolacijom

mehanizma djelovanja u bipolarnom procesu. U MOS-tranzistorima struja teče samo kroz inducirane površinske kanale, pa je tranzistor **inherentno** izoliran od okoline tako dugo dok se među susjednim tranzistorima ne formiraju vodljivi kanali. Međutim, u monolitnim integriranim sklopovima metalni vodovi koji povezuju pojedine tranzistore prolaze iznad oksidnih slojeva na površini pločice tvoreći parazitne MOS-strukture. Napon praga tih parazitnih MOS-struktura mora biti visok, viši od napona napajanja MOS-sklopa da se onemogući parazitno tranzistorsko djelovanje. Detaljnije o tome rečeno je u dijelu 11.9. Da se poboljša izolacija među susjednim MOS-tranzistorima služi i **prekidač kanala** (engl. *channel stopper*), prikazan na slici 13.1. i već opisan u odjeljku 9.2.2. Kao prekidač kanala služi p^+ -područje ispod bočnog debelog oksida dobiveno ionskom implantacijom bora kroz tanki oksidni sloj prije rasta debelog oksida. Debeli oksid, zajedno s p^+ -implantiranim područjem, povisuje iznos napona praga parazitne MOS-strukture, koju čine debeli oksid, p^+ -područje i metal iznad debelog oksida (nije prikazan na slici 13.1).

Postupak dobivanja MOS-strukture s lokalnom oksidacijom u biti je opisan slikom 9.9., s tom razlikom što se bor ionski implantira za formiranje prekidača kanala u fazi opisanoj slikom 9.9.b pomoću maske koju čini sloj silicij-nitrida pokriven slojem fotorezista. Nastavak je opisan slikom 13.2. Na slici 13.2.a prikazana je struktura s lokalnom oksidacijom i p^+ -prekidačem kanala ispod debelog oksida. Sljedeći korak je deponiranje sloja polikristalnog silicija metodom kemijske depozicije iz parne faze (CVD). Taj će polisilicijski sloj na kraju služiti kao materijal upravljačke elektrode MOS-tranzistora. Da bi mu se smanjio električni otpor dopira se n -primjesama, najčešće fosforom. Primjenom odgovarajućeg litografskog postupka i kemijskog jetkanja, uz odgovarajuću masku, formira se silicijska upravljačka elektroda (slika 13.2.c). Glavna prednost silicijske upravljačke elektrode s obzirom na aluminijsku je visoka temperatura taljenja polisilicija, a to dopušta visokotemperaturne postupke i nakon formiranja upravljačke elektrode. Polisilicij kao materijal upravljačke elektrode ima međutim i značajan nedostatak. Čak i kada je visokodopiran, on još uvijek ima relativno visok specifični otpor, a to reducira brzinu rada tranzistora. Zato se čine značajni naponi da se umjesto polisilicija koriste silicidi temeljeni na upotrebi teško topivih metala. Oni nude mnogo niže iznose otpora upravljačke elektrode. Očekuje se da će u doglednoj budućnosti neki silicidi teško topivih metala zamijeniti polisilicij kao osnovni materijal

upravljačke elektrode. Nakon formiranja upravljačke elektrode lako se formiraju n^+ -područja uvida i odvoda. Za to nije potrebna dodatna maska jer se uvid i odvod formiraju ionskom implantacijom fosfora kroz tanki oksid između debelog bočnog oksida i sloja polisilicija koji čini upravljačku elektrodu (slika 13.2.d). Time se automatski postiže efekt samopodešavanja područja uvida i odvoda s upravljačkom elektrodom, čime je izbjegnuto prekrivanje upravljačke elektrode s uvidom i odvodom tipično za MOS-strukturu s aluminijem (v. slika 12.8). Nakon formiranja područja uvida i odvoda metodom kemijske depozicije iz parne faze (CVD) deponira se sloj fosforsilikatnog stakla, koje je zapravo fosforom dopirani SiO_2 (slika 13.2.e). Fosfor tu djeluje kao izvrstan geter koji neutralizira djelovanje alkalnih metala. Zagađenje oksidnog sloja atomima natrija redovito izaziva nestabilnost iznosa napona praga, a to uzrokuje drift statičkih karakteristika MOS-tranzistora. Druga zadaća fosforsilikatnog stakla proizlazi iz njegova svojstva da se tali na temperaturama oko 1000°C , što omogućava upotrebu postupka otvrdnjavanja stakla nakon njegove depozicije. Staklo se zagrijava u peći do tališta, tali se i zauzima takav oblik na površini čipa koji sve neravnine čini manje izraženim. Površina čipa postaje planarnija. Taj postupak moguć je samo kada je talište materijala upravljačke elektrode iznad tališta fosforsilikatnog stakla, a to je ispunjeno kod silicijske upravljačke elektrode i kod elektrode od teško topivih metala i njihovih silicida. Međutim, to nije ispunjeno kod upravljačke elektrode od aluminija. Potom se pomoću kontaktne maske definiraju otvori za kontakte uvida i odvoda, što je također naznačeno na slici 13.2.e.

SI.13.2. Postupak dobivanja n -kanalnog MOS-tranzistora sa silicijskom upravljačkom elektrodom i lokalnom oksidacijom: a) pločica s lokalnom oksidacijom i p^+ -prekidačem kanala; b) depozicija polisilicijskog sloja i dopiranje sloja fosforom; c) definiranje silicijske upravljačke elektrode; d) implantacija fosfora u područja uvida i odvoda i efekt samopodešavanja uvida i odvoda s upravljačkom elektrodom; e) depozicija sloja fosforsilikatnog stakla; f) depozicija aluminijevih kontakata uvida i odvoda; g) zaštita strukture pasivizirajućim slojem fosforsilikatnog stakla



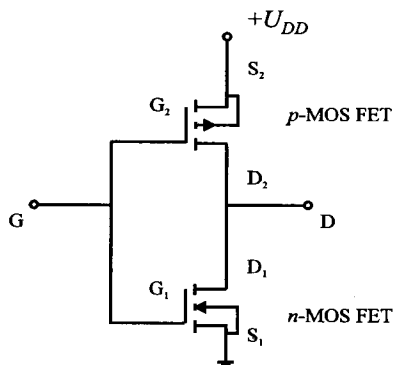
Metalni kontakti uvida i odvoda formiraju se deponiranjem aluminija prema slici 13.2.f. Postupkom legiranja osigurava se otapanje silicija u aluminiju. Aluminij sadrži obično 1 do 2 % silicija, čime se smanjuje opasnost od pojave aluminijevih šiljaka koji ulaze iz kontakta u područja uvida i odvoda, što smanjuje pouzdanost i prinos, posebno u slučaju plitkih područja uvida i odvoda.

Na kraju se cijela struktura zaštiti slojem fosforsilikatnog stakla prema slici 13.2.g.

Iz toga kratkog opisa MOS-procesa, pri čemu je ispušten niz pojedinosti koje su u proizvodnji i te kako važne, ali nisu neophodne u shvaćanju bitnih crta u procesu, recimo da je MOS-proces jednostavniji od bipolarnog. U osnovi MOS-proces zahtijeva četiri maske, a bipolarni šest. Samopodešavanje u MOS-procesu postiže se lakše nego u bipolarnom. Složenije strukture u području primjene VLSI i ULSI zahtijevaju veći broj maski i u MOS i u bipolarnoj tehnici. Međutim, uvijek je MOS-proces jednostavniji. Mnogo više o tome zainteresirani će čitatelj naći u literaturi pod brojevima [13.1], [13.2], [13.4], [13.7], [13.8].

13.2. Komplementarni MOS-invertor (CMOS)

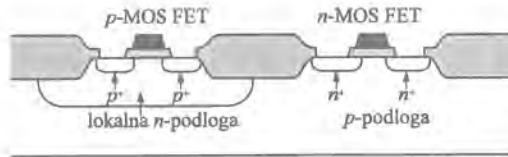
Metodama opisanim u dijelu 13.1. osim n -kanalnih mogu se formirati i p -kanalni MOS-tranzistori. Međutim, oni danas kao posebni elementi nisu značajni, ali su zato značajni u komplementarnom paru s n -kanalnim MOS-tranzistorima. **Komplementarni MOS-invertor** (engl. *Complementary MOS inverter*, kratica CMOS) sastavljen je od jednog n -kanalnog i jednog p -kanalnog MOS-tranzistora u serijskom protuspoju na slici 13.3. Ulazne elektrode obaju tranzistora, G_1 i G_2 , međusobno su spojene i služe kao ulazna elektroda invertora. Odvodi D_1 i D_2 također su međusobno spojeni i služe kao izlazna elektroda invertora. Uvod S_1 n -kanalnog tranzistora je uzemljen, a uvid S_2 p -kanalnog tranzistora spojen je na napajanje $+U_{DD}$. Pri tome su podloge obaju tranzistora spojene na njihove uvide. Komplementarni MOS-invertor (dalje u tekstu CMOS) može se formirati na podlozi n -tipa ili podlozi p -tipa. Pri tome zajednička podloga invertora ujedno je i podloga jednog od dvaju tranzistora, dok drugi tranzistor zahtijeva suprotan tip podloge i ona se mora lokalno formirati. Presjek CMOS-invertora na p -podlozi, realiziranog sa silicijskom upravljačkom elektrodom i



SI.13.3. Komplementarni MOS-invertor ili CMOS. Shema spoja

lokalnom oksidnom izolacijom, prikazan je na slici 13.4., pri čemu su radi jednostavnosti ispušteni svi detalji. Polazni materijal u formiranju CMOS-invertora ovdje je monokristalna pločica p -tipa. Ona je podloga n -kanalnog elementa. Da bi se formirao p -kanalni element, treba relalizirati lokalnu podlogu n -tipa. Ona se definira ionskom implantacijom fosfora u odgovarajući dio pločice, gdje na kraju dolazi p -kanalni element. Nakon implantacije fosfora slijedi postupak difuzije iz ograničenog izvora čime se implantirani fosfor preraspodjeljuje dublje u pločicu. Potom se lokalnom oksidnom izolacijom odvađa područje n -kanalnog elementa od područja p -kanalnog elementa. Silicijske upravljačke elektrode za oba elementa formiraju se na isti način kao kod n -kanalnog

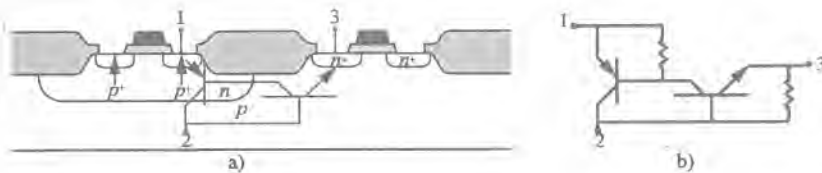
SI.13.4. Presjek CMOS-invertora sa silicijskom upravljačkom elektrodom i lokalnom oksidnom izolacijom (metalni kontakti i pasivizacija površine nisu prikazani)



tranzistora na slici 13.2. Područja uvoda i odvoda n -kanalnog elementa formiraju se ionskom implantacijom fosfora, a područja uvoda i odvoda p -kanalnog elementa ionskom implantacijom bora. Obje implantacije obavljaju se kroz tanki oksidni sloj. Metalni kontakti i zaštita površine čipa na slici 13.4. nisu prikazani, a isti su kao na slici 13.2. Komplementarni MOS-tranzistorski par zove se invertor jer obavlja funkciju inverzije ulaznog naponskog signala. CMOS je temeljni dio brojnih digitalnih integriranih sklopova.

Ovdje ukratko opisani CMOS-proces zahtijeva veći broj maski od n -kanalnog procesa na slici 13.2., ali je još uvijek jednostavniji od bipolarnog procesa. Za dodatno podešavanje iznosa napona praga može se iskoristiti dodatni postupak ionske implantacije u području kanala u skladu s opisom u dijelu 11.12.

CMOS-invertor ima jedan bitan nedostatak, koji može dovesti do uništenja invertora ako se konstrukcijom ne otkloni. To je pojava tiristorskog djelovanja poznata pod nazivom **latch-up**, a opisana je slikom 13.5. Područje $p+$ -uvoda ili odvoda p -kanalnog tranzistora, lokalna n -podloga i p -podloga sklopa čine parazitni bipolarni pnp -tranzistor. Lokalna n -podloga, p -podloga sklopa i $n+$ -uvod ili odvod n -kanalnog tranzistora čine parazitni bipolarni nnp -tranzistor. Oba parazitna bipolarna tranzistora naznačena su na slici 13.5.a. Na slici 13.5.b shematski je prikazan rezultirajući parazitni element koji je zapravo **silicijski upravljani ispravljač** (engl. *silicon-controlled rectifier*) ili **tiristor** (engl. *thyristor*). Taj element služi za upravljanje visokim iznosima struja u izvorima napajanja. Ne ulazeći ovdje u mehanizam rada tiristora¹, reći ćemo da u određenim radnim uvjetima parazitni tiristor počinje voditi degradirajući invertorsko djelovanje CMOS-a. Vođenje tiristora može se prekinuti ako se ukloni napajanje, međutim za to vrijeme može se uništiti struktura zbog previsoke gustoće struje. Kako je vođenje parazitnog tiristora to vjerojatnije što su faktori strujnih pojačanja parazitnih tranzistora pnp i nnp veći, zaštita od parazitnog tiristorskog djelovanja osniva se na primjeni tehnoloških rješenja koja degradiraju strujna pojačanja tih tranzistora. O tome više u [13.3].



SI.13.5. Pojava parazitnog tiristorskog djelovanja u CMOS-invertoru: a) parazitni bipolarni tranzistori pnp i nnp ; b) shematski prikaz parazitnog tiristora

¹ Više o tiristorskom djelovanju u literaturi pod brojem [13.3] i [13.9]

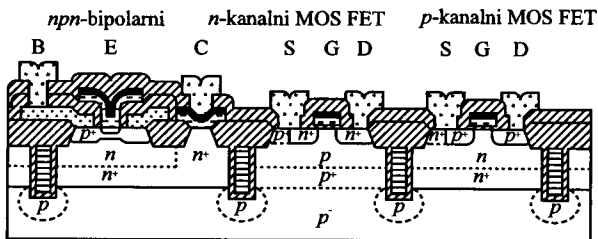
13.3. Komplementarna CMOS - bipolarna struktura (BiCMOS)

Ta struktura, poznata pod kraticom BiCMOS, objedinjava prednosti bipolarnе i CMOS-tehnologije u realizaciji integriranih sklopova vrhunske kvalitete. Iako je ideja o formiranju struktura koje objedinjavaju dobre strane MOS-tehnologije i bipolarnе tehnologije relativno stara i datira iz kasnih šezdesetih i ranih sedamdesetih godina [13.10], [13.11], razvoj planarne tehnologije na siliciju omogućio je realizaciju BiCMOS-sklopova tek u najnovije doba. Bez ulaženja u pojedinosti dajemo radi informacije izvedbu BiCMOS-strukture sastavljene od jednog *npn*-bipolarnog tranzistora i jednog CMOS-invertora (slika 13.6). Primijenjena je tehnika silicijske upravljačke elektrode kod MOS-tranzistora pri čemu je na polisilicij deponiran sloj disilicida TiSi_2 radi smanjenja slojnog otpora upravljačke elektrode *n*-kanalnog i *p*-kanalnog tranzistora u CMOS-dijelu. Emiter bipolarnog tranzistora također je polisilicijski. Za izolaciju je iskorištena oksidna izolacija tako da je kombinirana lokalna oksidna izolacija s izolacijom žlijebom prema slici 9.13. Ostale pojedinosti jasne su iz slike 13.6.

Osim ovdje opisanih struktura temeljenih na MOS-tehnologiji postoji još mnogo varijanti koje prelaze okvire ovoga udžbenika. Navedimo samo radi informacije neke:

- MOS FET s V-žlijebom ili VMOS
- dvostruko difundirani MOS FET ili DMOS.

U realizaciji navedenih MOS-struktura, kao i niza varijanti i podvarijanti koje ovdje nisu navedene, primjenjuju se u različitim oblicima tehnološke metode opisane u osmom poglavlju uz navođenje različitih varijanti bipolarnog procesa. Mnogo više podataka o tome zainteresirani čitatelj može naći u specijalističkoj literaturi pod brojevima [13.12] i [13.13].



SiO_2	<i>p</i> -polisilicij	<i>n</i> -polisilicij
nedopirani polisilicij	TiSi_2	Au

SI.13.6. Presjek BiCMOS-strukture

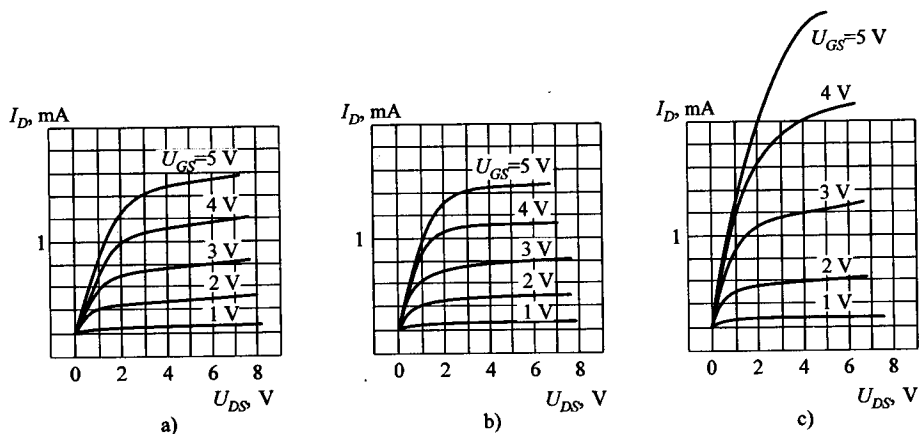
13.4. Specifična svojstva minijaturnih MOS-tranzistora

Primjenom tehnike skaliranja, dužine kanala MOS-tranzistora razvojem planarne tehnologije smanjene su s početnih 25 μm početkom šezdesetih godina na nekoliko stotina nanometara. Razmjerno tome smanjivale su se i ostale planarne i volumne dimenzije MOS-tranzistora. Smanjivanjem dimenzija porasli su brzina rada MOS-tranzistora i integriranih sklopova i stupanj integracije. Prilikom skaliranja pretpostavlja se da mehanizmi vođenja struje kroz kanal i mehanizmi rada MOS-tranzistora općenito ostaju nepromijenjeni. To međutim vrijedi samo do određenih dimenzija kanala. Kada se te dimenzije dalje smanjuju, ispod nekoga

kritičnog iznosa, efekti višeg reda koji se obično zanemaruju znatno prevladavaju mijenjajući svojstva tranzistora. Do prevlasti efekata višeg reda dolazi u MOS FET-ovima s kratkim i uskim kanalom, a to su MOS FET-ovi koji koriste tehnološke metode opisane u ovom poglavlju. MOS-tranzistore submikrometarskih, odnosno nanometarskih dimenzija zvat ćemo **minijaturnim** MOS-tranzistorima i ovdje ćemo se pozabaviti njihovim specifičnim svojstvima.

13.4.1. Efekt zasićenja driftne brzine slobodnih nosilaca

Pri izvodu strujno-naponskih jednadžbi MOS-tranzistora s dugim kanalom u dvanaestom poglavlju pretpostavljena je linearna ovisnost driftne brzine slobodnih nosilaca u kanalu o jakosti električnog polja prema relaciji (12.8). Međutim, prema slici 3.4. ta linearnost postoji samo pri relativno niskim iznosima jakosti električnog polja. Kod silicijskih tranzistora to su jakosti električnog polja do 10^3 V cm^{-1} . Kod viših iznosa jakosti električnog polja rast driftne brzine pri porastu jakosti električnog polja sve je sporiji da bi pri jakostima iznad 10^5 V cm^{-1} došlo do zasićenja driftne brzine slobodnih nosilaca u kanalu. Kod minijaturnih MOS-tranzistora pojava zasićenja driftne brzine je realnost, i to dovodi do znatnih odstupanja izlaznih karakteristika u odnosu na MOS-tranzistor s dugim kanalom. Da bi se ilustrirao utjecaj efekta zasićenja driftne brzine, mogu poslužiti izlazne karakteristike na slici 13.7. Eksperimentalne krivulje prikazane su na slici 13.7.a za jedan realni *n*-kanalni MOS-tranzistor s kratkim kanalom. Slika 13.7.b prikazuje izlazne karakteristike dobivene teorijskim proračunom temeljenim na efektu zasićenja driftne brzine nosilaca u kanalu. Uočljivo je dobro slaganje eksperimentalnih i teorijskih krivulja. Na slici 13.7.c prikazane su izlazne karakteristike istoga MOS-tranzistora dobivene teorijski na temelju teorije rada tranzistora s dugim kanalom. Vidljivo je da teorija dugog kanala daje ovdje posve pogrešne rezultate. Iz karakteristika na slici 13.7.a vidljivo je da efekt zasićenja brzine slobodnih



SI.13.7. Utjecaj efekta zasićenja brzine slobodnih nosilaca na izlazne karakteristike MOS-tranzistora: a) eksperimentalne izlazne karakteristike; b) teorijske karakteristike istog tranzistora uz u obzir uzet efekt zasićenja brzine slobodnih nosilaca; c) teorijske karakteristike istog tranzistora temeljene na teoriji dugog kanala

nosilaca znatno reducira struju odvoda u području zasićenja, gdje je $U_{DS} > U_{GS} - U_{GS0}$ u odnosu na iznos koji slijedi iz teorije dugog kanala. Vertikalni razmak između susjednih karakteristika u području zasićenja vrlo malo ovisi o naponu U_{GS} , odnosno o struji I_D , za razliku od tranzistora s dugim kanalom gdje taj razmak raste s U_{GS} . Za strminu se u tom slučaju dobiva relacija:

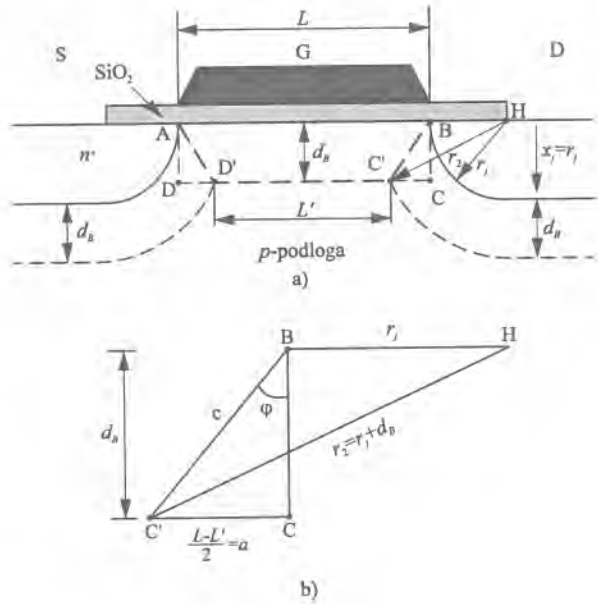
$$g_m = \frac{1}{2} W C_0 v_{sc}, \quad (13.1)$$

gdje je $C_0 = \epsilon_{ox}/d_{ox}$ kapacitivnost oksidnog sloja po jedinici površine, a v_{sc} brzina zasićenja ili brzina raspršenja slobodnih nosilaca u kanalu. Prema toj relaciji strmina u području zasićenja ne ovisi o naponu U_{GS} , odnosno o struji I_D , što je bitna razlika prema tranzistoru s dugim kanalom. Može se pokazati također da struja odvoda u području zasićenja ne ovisi o dužini kanala L , dok kod tranzistora s dugim kanalom ona raste kada se L smanjuje. Fizikalni razlog za neovisnost struje odvoda u području zasićenja o dužini kanala sadržan je u činjenici da je vrijeme prolaska slobodnih nosilaca razmjerno s L kada dođe do zasićenja brzine nosilaca. Ukupni pokretni naboj slobodnih nosilaca u kanalu u istim uvjetima također mora biti razmjeran s L . Struja odvoda, koja je jednaka omjeru pokretnog naboja i vremena prolaska, mora prema tome biti neovisna o L . Kako je driftna brzina zasićenja slobodnih elektrona praktički ista kao kod šupljina (slika 3.4), a ona određuje i strminu i struju odvoda u području zasićenja, proizlazi da će izlazne i prijenosne karakteristike n -kanalnog i p -kanalnog MOS-tranzistora u tom slučaju biti praktički identične pri ostalim jednakim veličinama. To nije slučaj kod tranzistora s dugim kanalom, gdje je struja odvoda razmjerna s μ .

13.4.2. Kratki kanal i efektivni napon praga

Prema teoriji izloženoj u jedanaestom poglavlju napon praga ne ovisi o dužini i širini kanala, niti o radnim naponima MOS-strukture. To je u skladu s pretpostavkama učinjenim u računanju napona praga. Međutim, kod minijaturnih MOS-tranzistora napon praga ovisi o dužini i širini kanala i o naponu U_{DS} . Da bi se naznačila razlika u odnosu na teorijsku vrijednost napona praga idealne MOS-strukture iz jedanaestog poglavlja, napon praga minijaturnog MOS-tranzistora obično se zove **efektivni napon praga** (engl. *effective threshold voltage*). Radi jednostavnosti odvojeno ćemo razmatrati utjecaj smanjenja dužine L i širine W kanala na efektivni napon praga.

Utjecaj dužine kanala na napon praga može se analizirati ako se polazi od oblika područja prostornog naboja u osiromašenom sloju ispod upravljačke elektrode prema slici 13.8.a. Pri tome ćemo pretpostaviti da je napon U_{DS} nula ili toliko mali da se njegov utjecaj na napon praga može zanemariti. U toj analizi postoji nekoliko različitih pristupa, odnosno modela. Ispravno rješenje podrazumijeva dvodimenzionalno numeričko rješavanje Poisson-ove jednadžbe i transportnih jednadžbi. Međutim, dobar kvalitativan uvid u pojavu daju približni fizikalni modeli koji daju jednostavna analitička rješenja. Štoviše, jednostavni fizikalni modeli daju bolji uvid u mehanizme pojava nego točni numerički modeli i zato ti modeli imaju prednost u opisu efekata kratkog kanala. Obično se primjenjuje Yauov [13.15] **model raspodijelnog naboja** temeljen na analizi utjecaja rubnih dijelova osiromašenog sloja ispod upravljačke elektrode na iznos napona praga. Rubni dijelovi osiromašenog sloja ispod upravljačke elektrode dolaze u zonu djelovanja kontaktne razlike potencijala između



SI.13.8. Utjecaj kratkog kanala na raspodjelu naboja u osiromašenom području ispod n^+ -uvoda, odvoda i upravljačke elektrode: a) raspodjela naboja; b) geometrijski odnosi

n^+ -uvoda i odvoda i p -podloge. Kako je svuda u podlozi koncentracija akceptora N_A ista, širina osiromašenog sloja d_B ispod upravljačke elektrode jednaka je širini osiromašenog sloja d_B ispod n^+ -uvoda i odvoda što je na slici 13.8.a naznačeno. Kada se zanemare rubni efekti u osiromašenom sloju ispod upravljačke elektrode, tada se osiromašeni sloj može opisati pravokutnikom ABCD. Naboj Q_{SD} u osiromašenom sloju, koji je pod utjecajem napona U_{GS} između upravljačke elektrode i podloge, razmjern je površini toga pravokutnika. Kada se uzmu u obzir rubni efekti u istom osiromašenom sloju, osiromašeni sloj koji je pod utjecajem napona U_{GS} može se opisati trapezom ABC'D'. U tom slučaju naboj u osiromašenom sloju koji je određen trapezom ABC'D' označit ćemo s Q'_{SD} . Kod tranzistora s dugim kanalom rubni efekti su zanemarivi, i tada je $Q'_{SD} \approx Q_{SD}$. Kod tranzistora s kratkim kanalom rubni efekti postaju dominantni, i tu je $Q'_{SD} < Q_{SD}$, što izaziva promjenu iznosa napona praga. Radi jednostavnosti pretpostavlja se da su rubni dijelovi n^+ -uvoda i odvoda cilindrične plohe radijusa $r_j = x_j$, gdje je x_j dubina pn^+ -spoja između uvoda (odvoda) i podloge u središnjem dijelu uvoda (odvoda). Geometrijska dužina osiromašenog područja na površini pločice između uvoda i odvoda jednaka je dužini kanala i iznosi L . Zbog rubnih efekata dužina osiromašenog sloja na donjoj strani toga sloja označena je s $L' < L$. To je dio osiromašenog sloja ABC'D' koji je pod djelovanjem napona upravljačke elektrode. Naboji Q'_{SD} i Q_{SD} odnose se kao površine trapeza ABC'D' i pravokutnika ABCD, što prema slici 13.8.a vodi na:

$$\frac{Q'_{SD}}{Q_{SD}} = \frac{L + L'}{2L} \quad (13.2)$$

Za određivanje gornjeg omjera služi slika 13.8.b u kojoj su prikazani odnosi u karakterističnim trokutima iz slike 13.8.a. To su trokuti HBC' i BC'C. Iz tih trokuta proizlaze odnosi:

$$r_2^2 = r_j^2 + c^2 - 2r_j c \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (13.3)$$

$$r_2 = r_j + d_B \quad (13.4)$$

$$c \sin \varphi = \frac{L - L'}{2} = a \quad (13.5)$$

$$c^2 = d_B^2 + a^2 \quad (13.6)$$

Rješenjem tih jednadžbi dobiva se:

$$\frac{L'}{L} = 1 - 2 \frac{r_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right). \quad (13.7)$$

Uvrštenjem relacije (13.7) u relaciju (13.2) dobiva se:

$$\frac{Q'_{SD}}{Q_{SD}} = 1 - \frac{r_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right). \quad (13.8)$$

Dubina pn^+ -spoja između n^+ -uvoda (odvoda) i podloge jednaka je radijusu rubne cilindrične plohe r_j . Taj radijus ovisi o parametrima procesa dopiranja uvoda (odvoda), a ne o razmaku uvoda i odvoda L . Zato se omjer r_j/L u toj relaciji može podesiti na željeni proizvoljni iznos. Ako je L vrlo velik u odnosu na r_j , bit će $Q'_{SD} \approx Q_{SD}$ i efekti kratkog kanala ne postoje. Smanjivanjem L uz zadani r_j efekti kratkog kanala postaju sve izrazitiji.

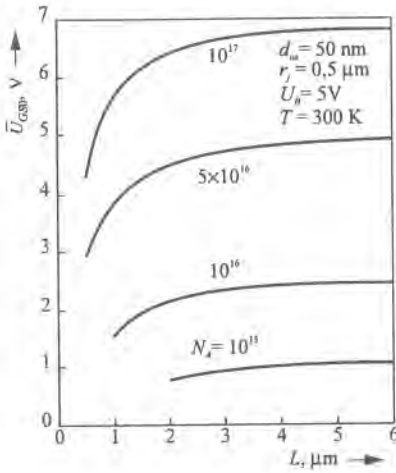
Pomoću relacija (13.8) i (11.48) može se pisati izraz za efektivni napon praga n -kanalnog MOS-tranzistora s kratkim kanalom:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b - Q_{SD} \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left[1 - \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right) \frac{r_j}{L} \right]. \quad (13.9)$$

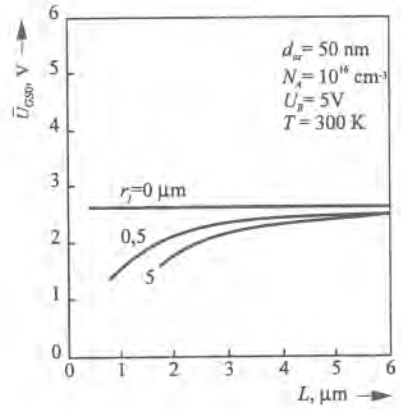
Ako se za Q_{SD} uvrsti $-qN_A d_B$, dobiva se:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b + qN_A d_B \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left[1 - \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right) \frac{r_j}{L} \right]. \quad (13.10)$$

Ta relacija pokazuje ovisnost efektivnog napona praga o L , r_j i N_A . Za zadane iznose r_j i N_A Yauov model daje dobru informaciju o smanjenju iznosa napona praga pri kratkom kanalu. To je vidljivo iz slike 13.9., koja pokazuje ovisnost $\bar{U}_{GS0}$ o L , gdje je:



SI.13.9. Teorijske krivulje ovisnosti $\bar{U}_{GS0}$ o dužini kanala za n -kanalni MOS-tranzistor uz koncentraciju akceptora u p -podlozi kao parametar [13.22]



SI.13.10. Teorijske krivulje ovisnosti $\bar{U}_{GS0}$ o dužini kanala za n -kanalni MOS-tranzistor uz polumjer zakrivljenosti bočnog dijela uvoda i odvoda kao parametar [13.22]

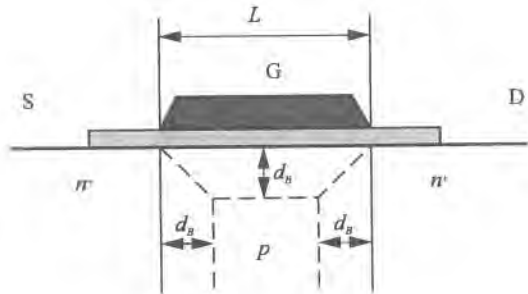
$$\begin{aligned}\bar{U}_{GS0} &= U_{GS0} + \frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} - \Phi_{MS} = \\ &= -2\Phi_b + qN_A d_B \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left[1 - \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right) \frac{r_j}{L} \right].\end{aligned}\quad (13.11)$$

Slika 13.9. crtana je za $d_{ox} = 50$ nm, $r_j = 0,5$ μ m uz napon podloge $U_B = 5$ V, te uz N_A kao parametar. U pretpostavljenim uvjetima očito je da efekti kratkog kanala postaju izraziti kada je L manji od $1 \div 2$ μ m. Ovisnost $\bar{U}_{GS0}$ o dužini kanala L za $d_{ox} = 50$ nm, $N_A = 10^{16}$ cm $^{-3}$, $U_B = 5$ V, za tri iznosa parametra r_j dana je na slici 13.10.

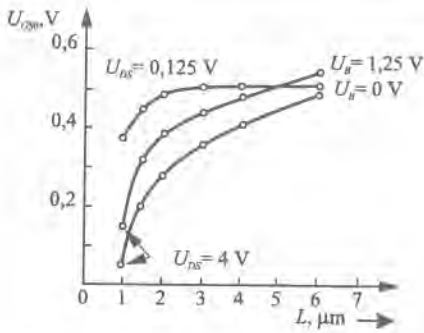
Poseban slučaj kratkog kanala nastaje kada je n^+ -područje uvoda i odvoda duboko, te je omjer $2d_B/r_j$ vrlo mali. Tada relacija 13.8. daje:

$$\frac{Q'_{SD}}{Q_{SD}} = 1 - \frac{d_B}{L} \quad (13.12)$$

Do istog rezultata se dolazi i izravno iz geometrijskih odnosa na slici 13.11.



SI.13.11. Pojava kratkog kanala uz duboki uvod i odvod

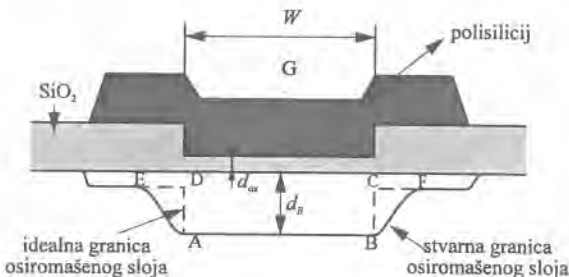


Sl.13.12. Ovisnost efektivnog napona praga U_{GS0} n -kanalnog MOS-tranzistora o dužini kanala za različite iznose napona U_{DS}

Do sada analiziran slučaj pretpostavlja da je napon U_{DS} ili jednak nuli ili vrlo mali prema naponu U_{GS} . Ako ta pretpostavka nije ispunjena, tada širine osiromašenih slojeva ispod upravljačke elektrode i odvoda nisu iste. S porastom napona U_{DS} dolazi do sve većeg širenja osiromašenog sloja oko odvoda na stranu kanala, što smanjuje iznos naboja Q'_{SD} u odnosu na slučaj kada je $U_{DS} = 0$. Posljedica je smanjenje iznosa napona praga pri porastu U_{DS} uz konstantnu dužinu kanala L . Ovisnost napona praga U_{GS0} o dužini kanala za jedan MOS-tranzistor, za dvije različite vrijednosti napona U_{DS} , prikazana je na slici 13.12. Krivulje su crtane za napon podloge $U_B = 0$ V i $U_B = 1,25$ V.

13.4.3. Efekti uskog kanala

U dosadašnjim razmatranjima zanemaren je utjecaj širine W kanala na iznos naboja u osiromašenom sloju ispod kanala, a time i na iznos napona praga. Tranzistor ima uski kanal ako je širina kanala W istog reda veličine kao širina osiromašenog sloja ispod kanala. U tipičnom slučaju može se reći da uz W ispod približno $4 \mu\text{m}$ prevladavaju efekti uskog kanala. Uski kanal dovodi do **porasta** iznosa napona praga u odnosu na iznos određen relacijom 11.48. Razlog tome je lako shvatljiv iz presjeka strukture na slici 13.13. Oksidni sloj iznad kanala ima debljinu d_{ox} . Izvan područja kanala oksid je znatno deblji da bi se spriječila pojava paraznog kanala izvan tranzistorske aktivne strukture. Osiromašeni sloj ispod kanala ima širinu d_B . Širina osiromašenog sloja ispod debelog oksida znatno je manja. Prijelaz iz debelog osiromašenog sloja ispod tankog oksida u tanki osiromašeni sloj ispod debelog oksida nije strm već postupan. Na slici 13.13. prikazana je idealna i stvarna granica osiromašenog sloja ispod upravljačke elektrode. Kada je $W \gg d_B$, može se zanemariti razlika između idealne i stvarne granice. Međutim, kada je W reda veličine d_B , to nije moguće. Ako se naboj u osiromašenom sloju koji je diktiran naponom na upravljačkoj elektrodi u idealnom slučaju označi sa Q_{SD} , a u stvarnom sa Q'_{SD} , ti će se naboji odnositi kao površine pravokutnika ABCD i krivocrtnog trapeza ABEF, pa je:



Sl.13.13. Utjecaj uskog kanala na raspodjelu naboja u osiromašenom području ispod tankog i debelog oksida

$$\frac{Q_{SD}''}{Q_{SD}} \equiv \frac{Wd_B + d_B^2}{Wd_B} = 1 + \frac{d_B}{W}, \quad (13.13)$$

pri čemu je pretpostavljeno da je $CB = CF \equiv d_B$ i da se krivulje između A i E, odnosno B i F mogu nadomjestiti pravcem. Općenito se relacija (13.13) piše u obliku:

$$\frac{Q_{SD}''}{Q_{SD}} = 1 + \frac{\delta d_B}{W}, \quad (13.14)$$

gdje je δ parametar koji uračunava utjecaj stvarnog oblika krivulja između točki A i E, odnosno B i F. Parametar δ ima iznos $\delta = 1$ ako je geometrijski lik BCF trokut, $\delta = \pi/2$ ako je taj lik četvrtina kruga, odnosno $\delta = 2$ ako je kvadrat. Parametar δ dakle leži u intervalu $1 \leq \delta \leq 2$. Iz relacije (13.14) jasno proizlazi da su efekti uskog kanala izraziti kada su W i d_B istog reda veličine. Naboj Q_{SD}' veći je od naboja Q_{SD} , pa će pojava rubnih dijelova osiromašenog područja dovesti do **porasta** iznosa napona praga, što je suprotno djelovanje nego kod kratkog kanala.

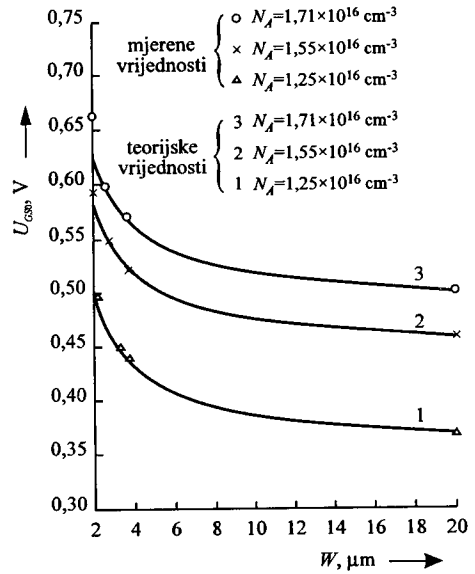
Ako se u relaciji 11.48. naboj Q_{SD} nadomjesti nabojem Q_{SD}'' , dobiva se relacija za efektivni napon praga n -kanalnog MOS-tranzistora s uskim kanalom:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b - Q_{SD} \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left(1 + \frac{\delta d_B}{W} \right). \quad (13.15)$$

Ako se za Q_{SD} uvrsti $-qN_A d_B$, dobiva se:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b + qN_A d_B \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left(1 + \frac{\delta d_B}{W} \right). \quad (13.15a)$$

Ta relacija dobro opisuje ovisnost efektivnog napona praga o širini kanala uz pretpostavku da je kanal dug i da efekti i kratkog i uskog kanala ne djeluju simultano. Ovisnost efektivnog napona praga o širini kanala prikazana je grafički na slici 13.14. uz koncentraciju akceptora u p -podlozi kao parametar. Vidljiv je porast iznosa napona praga kod malih iznosa W . S porastom W napon praga teži iznosu određenom relacijom 11.48. za MOS-strukturu.



Sl.13.14. Krivulje ovisnosti efektivnog napona praga U_{GS0} o širini kanala za n -kanalni MOS-tranzistor uz koncentraciju akceptora u p -podlozi kao parametar [13.22]

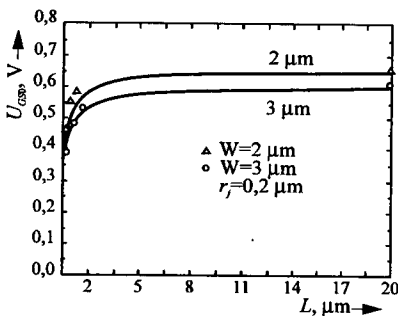
13.4.4. MOS-tranzistor s kratkim i s uskim kanalom

Postupkom skaliranja istovremeno se smanjuju sve planarne dimenzije MOS-tranzistora, dakle i L i W . Stoga je čest slučaj da se efekti kratkog i uskog kanala javljaju simultano. Međutim, ta se dva efekta ne mogu na jednostavan način superponirati jer postoji njihovo uzajamno prožimanje. MOS-tranzistor u kojem istovremeno postoje efekti i kratkog i uskog kanala zove se MOS-tranzistor s **malom geometrijom** (engl. *small-geometry* MOS FET). Grubo uzeto, kada je omjer W/L jednak $4\mu\text{m}/3\mu\text{m}$, tranzistor djeluje kao element s malom geometrijom. Naravno, i kada je u tom omjeru $W < 4\mu\text{m}$ i $L < 3\mu\text{m}$. Trodimenzionalnom aproksimacijom osiromašenog sloja u tom se slučaju dobiva analitički izraz za efektivni napon praga koji uračunava efekte kratkog i uskog kanala i njihovo međusobno djelovanje [13.21], [13.22]:

$$U_{GS0} = -\frac{Q_{SS}}{\epsilon_{ox}} d_{ox} + \Phi'_{MS} - 2\Phi_b +$$

$$+ qN_A d_B \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left[1 - \left(\sqrt{1 + \frac{2d_B}{r_j}} - 1 \right) \left(\frac{r_j}{L} + \frac{\delta d_B r_j}{WL} \right) + \frac{\delta d_B}{W} \right] \quad (13.16)$$

Član $\delta d_B r_j / WL$ posljedica je postojanja međusobnog djelovanja efekta kratkog i efekta uskog kanala. Kada $L \rightarrow \infty$, gornja relacija prelazi u relaciju (13.15.a) koja se odnosi na tranzistor s uskim kanalom. Kada $W \rightarrow \infty$, ona prelazi u relaciju (13.10) za tranzistor s kratkim kanalom. Ako istovremeno $L \rightarrow \infty$ i $W \rightarrow \infty$, ona prelazi u relaciju (11.48) za napon praga MOS-strukture. Stoga relaciju (13.16), koja vrijedi za MOS-tranzistor s malom geometrijom, treba smatrati **univerzalnom relacijom** koja sve do sada razmatrane slučajeve uključuje kao partikularna rješenja. Relacija (13.16) prikazana je grafički na slici 13.15. koja pokazuje ovisnost efektivnog napona praga o dužini kanala za tranzistor s malom geometrijom uz širinu kanala kao parametar. Vidljivo je da uz konstantnu dužinu kanala L efektivni napon praga raste kada se širina kanala smanjuje.



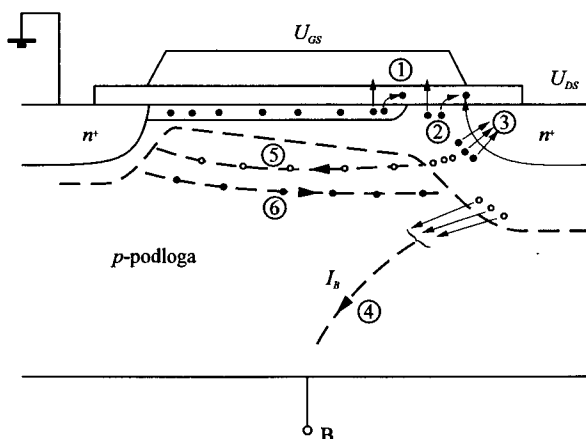
Sl.13.15. Ovisnost efektivnog napona praga n -kanalnog MOS-tranzistora s malom geometrijom u ovisnosti o dužini kanala za dvije različite širine kanala. [13.22]

13.4.5. Efekt vrućih nosilaca

Pod nazivom **vrući nosilac** (engl. *hot carrier*) podrazumijeva se slobodan nosilac s energijom većom od srednje toplinske energije, a tu energiju najčešće dobiva zbog gibanja u jakom električnom polju. Ako se iz tako dobivene energije gibanja izračuna ekvivalentna temperatura pri kojoj bi isti nosilac izvan utjecaja električnog polja imao isti iznos toplinske energije, rezultirala bi temperatura osjetno viša od sobne, što opravdava naziv vrući nosilac. Pojava vrućih nosilaca znatno utječe na rad MOS-tranzistora s kratkim kanalom. To je najčešće posljedica visokih iznosa električnog polja u kanalu i osiromašenom sloju koji okružuje područje odvoda. Za razumijevanje pojava vezanih uz vruće nosioce u n -kanalnom MOS-tranzistoru s kratkim kanalom može poslužiti slika 13.16. Pri tome treba uočiti da n -kanalni MOS-tranzistor sadrži paraziti lateralni $nnpn$ -tranzistor kojemu je uvod emiter, p -područje između uvoda i odvoda, smješteno ispod kanala i pripadnog osiromašenog sloja, baza, a odvod kolektor. Paraziti lateralni $nnpn$ -tranzistor znatno djeluje na probojne karakteristike n -kanalnog MOS-tranzistora s kratkim kanalom.

Na slici 13.16. prikazane su komponente struja stvorenih vrućim nosiocima. Opisat ćemo ukratko svaku od tih komponenti. Prema slici 12.6. električno polje u kanalu najjače je na strani kanala do odvoda pa će i pojava vrućih nosilaca tu biti najizraženija. Dio najbržih slobodnih elektrona iz kanala može posjedovati energije dovoljne za svladavanje potencijalne barijere između silicija i silicij-dioksida. Ti elektroni mogu ostati zarobljeni u oksidnom sloju, a mogu protunelirati u polisilicijsku upravljačku elektrodu stvarajući struju upravljačke elektrode u statičkim uvjetima. Iznos te struje uz uobičajene dimenzije minijaturnih MOS tranzistora je reda fA (10^{-15} A). Pri višim radnim naponima ta struja može iznositi nekoliko pA. Pri strujama upravljačke elektrode reda više pA naboj elektrona zarobljenih u oksidnom sloju ispod upravljačke elektrode smanjuje iznos pozitivnog površinskog naboja Q_{SS} dovodeći do porasta iznosa napona praga n -kanalnog MOS-tranzistora obogaćenog tipa. Prijelaz slobodnih elektrona iz kanala u oksidni sloj na slici 13.16. nosi oznaku 1. U osiromašenom sloju između kanala i odvoda slobodni elektroni u blizini međupovršine silicij - silicij-dioksid mogu zbog jakog električnog polja također imati energiju dovoljnu za prelazak u oksidni sloj izazivajući iste pojave kao vrući elektroni iz kanala (oznaka 2 na slici 13.16). Kod određenog iznosa napona U_{DS} počinje u osiromašenom sloju između odvoda i

Sl.13.16. Djelovanje vrućih nosilaca u n -kanalnom MOS-tranzistoru: 1. prijelaz vrućih elektrona iz kanala u upravljačku elektrodu i oksidni sloj; 2. prijelaz vrućih elektrona iz osiromašenog sloja u upravljačku elektrodu i oksidni sloj; 3. prijelaz vrućih elektrona iz osiromašenog sloja u odvod; 4. struja šupljina iz osiromašenog sloja u podlogu; 5. struja šupljina iz osiromašenog sloja u uvod; 6. injekcija slobodnih elektrona iz uvoda u podlogu i prijelaz u osiromašeni sloj



podloge lavinska multiplikacija. Lavinska multiplikacija počinje u površinskom dijelu osiromašenog sloja gdje je električno polje najjače. Pojava multiplikacije slobodnih nosilaca potom se širi kroz cijeli osiromašeni sloj oko odvoda. U osiromašenom sloju generiraju se parovi slobodnih elektrona i šupljina. Slobodni elektroni odlaze u odvod pridonoseći naglom rastu iznosa struje odvoda (oznaka 3 na slici 13.16). Šupljine odlaze dijelom kroz podlogu u vanjski krug čineći struju podloge I_B (oznaka 4 na slici 13.16), a dijelom kroz podlogu prema uvodu (oznaka 5 na slici 13.16). Protjecanjem struje podloge I_B stvara se omski pad napona na podlozi dovodeći do porasta potencijala podloge prema uvodu. To dovodi do propusne polarizacije uvoda prema podlozi. Posljedica je injekcija slobodnih elektrona iz uvoda u podlogu (oznaka 6 na slici 13.16). Ti elektroni u minijaturnim MOS-tranzistorima velikim dijelom stižu do odvoda jer je dužina kanala, a ona je približno jednaka širini baze parazitnog lateralnog *n**p**n*-tranzistora, nekoliko puta manja od difuzijske dužine elektrona u podlozi. S dolaskom slobodnih elektrona iz uvoda u osiromašeni sloj oko odvoda povećava se intenzitet lavinske multiplikacije, što pridonosi daljem rastu broja novostvorenih parova slobodnih elektrona i šupljina. To dovodi do porasta struje šupljina I_B koja teče u podlogu i do porasta pada napona na podlozi, čime se povećava propusni napon između uvoda i podloge. To opet dovodi do rasta struje elektrona uvoda, koja završava u osiromašenom sloju oko odvoda jačajući intenzitet procesa lavinske multiplikacije. Krajnji rezultat je lavinski proboj između odvoda i uvoda. Probojni napon bit će niži od probojnog napona $U_{DS,B}$ opisanog u dijelu 12.9. jer ovdje pojavi proboja MOS-tranzistora pomaže djelovanje parazitnog lateralnog *n**p**n*-tranzistora kao substrukture *n*-kanalnog MOS-tranzistora.

Probojni napon u opisanim uvjetima može se odrediti pomoću relacije (9.115) pisane u obliku:

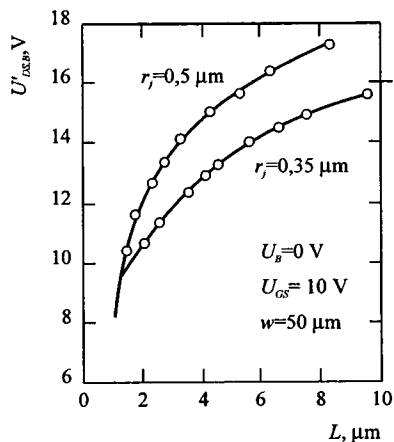
$$U'_{DS,B} = U_{D,B} (1 - \alpha)^{1/n}, \quad (13.17)$$

gdje je $U'_{DS,B}$ probojni napon između odvoda i uvoda, a $U_{D,B}$ probojni napon između odvoda i podloge. Ovdje je probojni napon između odvoda i uvoda označen apostrofom da se označi njegova različitost u odnosu na probojni napon između odvoda i uvoda $U_{DS,B}$ u dijelu 12.9. Redovito je $U'_{DS,B} < U_{DS,B}$ što znači da parazitni *n**p**n*-tranzistor određuje zapravo proboj *n*-kanalnog MOS-tranzistora. Relaciju (13.17) možemo dovesti u vezu s dužinom kanala koja je približno jednaka širini baze lateralnog *n**p**n*-tranzistora ako se uzme u obzir da je zbog visoke koncentracije donora u uvodu efikasnost emitera približno jednaka jedinici. U tom je slučaju faktor strujnog pojačanja u spoju zajedničke baze jednak baznom transportnom faktoru β^* , pa je:

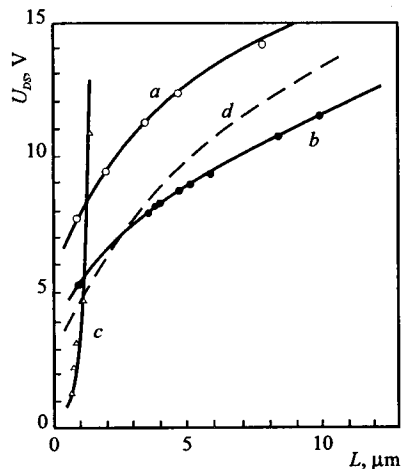
$$\alpha = \beta^* = \frac{1}{\frac{\text{ch } L}{L_n}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{L_n} \right)^2, \quad (13.18)$$

gdje je L dužina kanala, a L_n difuzijska dužina elektrona u podlozi. Iz relacija (13.17) i (13.18) proizlazi:

$$U'_{DS,B} = U_{D,B} \left(\frac{L}{\sqrt{2} L_n} \right)^{\frac{2}{n}}. \quad (13.19)$$



Sl.13.17. Ovisnost probojnog napona $U_{DS,B}$, izazvanog bipolarnim djelovanjem, o dužini kanala

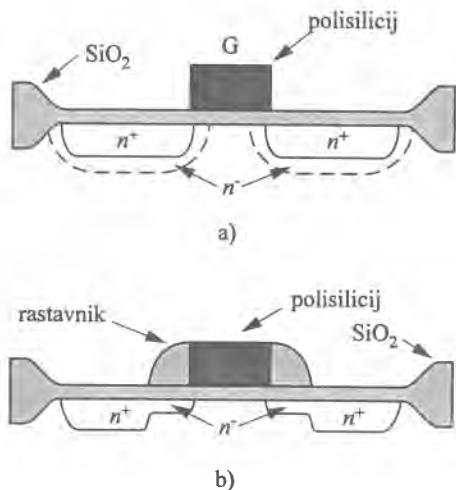


Sl.13.18. Naponska ograničenja tipičnog MOS-tranzistora: a) probojni napon zbog MOS-unipolarnog djelovanja; b) probojni napon zbog parazitnog bipolarnog djelovanja; c) prohvati; d) oksidni proboj

Probojni napon $U'_{DS,B}$ određen je probojnim naponom između odvoda i podloge $U_{D,B}$, omjerom dužine kanala i difuzijske dužine elektrona u podlozi, te vrstom pn -prijelaza između odvoda i podloge jer o tome ovisi iznos faktora n . Kako n obično leži u intervalu od 2 do 6, veličina $2/n$ je manja od 1, pa je redovito $U'_{DS,B} < U_{D,B}$. $U'_{DS,B}$ je to manji što je dužina kanala manja, a to upućuje na potrebu da se sa skaliranjem geometrijskih dimenzija MOS-tranzistora smanjuju i naponi. Ako se primjenjuje gornja relacija, napon $U_{D,B}$ treba odrediti pomoću krivulja na slici 5.28. i srodnih krivulja iz poznate koncentracije primjesa u podlozi i polumjera zakrivljenosti rubnih dijelova odvoda. Ovisnost $U'_{DS,B}$ o L za dvije vrijednosti r_j prikazana je na slici 13.17. Eksperimentalni rezultati u tom slučaju dobro odgovaraju relaciji (13.19) ako se za faktor n odabere iznos 5,43.

Naponska ograničenja za tipičan n -kanalni MOS-tranzistor prikazana su na slici 13.18. Krivulja *a* odnosi se na probojni napon $U_{DS,B}$ između odvoda i uvoda zbog unipolarnog djelovanja tranzistora. Krivulja *b* odnosi se na probojni napon $U'_{DS,B}$ određen bipolarnim djelovanjem MOS-tranzistora. Krivulja *c* odnosi se na pojavu prohvata. Krivulji *d* odgovara oksidni proboj. Vidljivo je da pri najmanjim dužinama kanala (ispod $1 \mu\text{m}$) prevladava pojava prohvata. Kod nešto dužih kanala najvjerojatniji je proboj oksidnog sloja, a kod kanala dužih od $2 \mu\text{m}$ prevladava ograničenje zbog proboja uslijed bipolarnog djelovanja. S promjenom tehnoloških parametara MOS-tranzistora došlo bi do promjene u krivuljama na slici 13.18., ali bi i dalje prevladavalo ograničenje zbog prohvata kod najkraćih kanala i ograničenje zbog bipolarnog djelovanja i proboja kod dužih kanala. Na relativne odnose na slici 13.18. moguće je djelovati zahvatom u konstrukciju MOS-tranzistora. Tako se opasnost od bipolarnog proboja može smanjiti ako se poveća vodljivost podloge jer je tada pad napona na podlozi zbog protjecanja struje podloge na slici 13.16. manji, a to smanjuje napon propusne polarizacije pn -spoja između uvoda i podloge. Time se smanjuje i injekcija elektrona iz uvoda u podlogu i dalje u osiromašeni sloj oko odvoda, a to slabi efekt lavinske multiplikacije.

13.4.6. MOS-tranzistor sa slabo dopiranim odvodom i uvodom



Sl.13.19. MOS-tranzistori sa slabo vodljivim odvodom i uvodom (LDD): a) dvostruko difundirani odvod i uvod; b) struktura s rastavnikom i dvije ionske implantacije

U VLSI i ULSI integriranim sklopovima se osim skaliranja uz konstantnu jakost električnog polja često primjenjuje i skaliranje uz konstantni iznos napona ili skaliranje s kvazi-konstantnim naponima. U posljednja dva slučaja raste jakost električnog polja pri skaliranju, što efekte vrućih elektrona čini još izraženijim. Jedan od načina da do toga ne dođe je u oblikovanju profila primjesa u odvodu koji će izazvati smanjenje jakosti električnog polja u područjima gdje se javljaju vrući elektroni. To se može postići strukturom MOS-tranzistora sa **slabo dopiranim odvodom i uvodom** (engl. *Lightly Doped Drain-Source*, kratica LDD) prikazanom shematski na slici 13.19. Ta se struktura može realizirati na dva osnovna načina. Prvi način je ilustriran na slici 13.19.a. U tom slučaju uvod i odvod dobivaju se istovremenom difuzijom dvaju dopanada n -tipa s različitim difuzijskim konstantama. Najčešće se difundiraju arsen i fosfor. Kako je difuzijska konstanta fosfora veća

od difuzijske konstante arsena (slika 4.19), fosfor će u podlogu prodrijeti dublje nego arsen. To znači da će dio odvoda i uvoda u kojem postoji i fosfor i arsen biti visokodopirani n^+ -materijal okružen s periferijom n^- -tipa u kojoj će postojati samo fosfor. Time se dobiva »mekši«, tj. polaganiji pn -prijelaz između odvoda i uvoda, čime se smanjuje jakost električnog polja na površini strukture, a time i opasnost od pojave vrućih elektrona. Ta metoda zaštite od pojave vrućih elektrona ima jedan nedostatak izazvan činjenicom što ne daje dobru kontrolu dimenzija tranzistora kada je kanal kratak. Taj se nedostatak otklanja izborom strukture na slici 13.19.b koja koristi dva implantacijska procesa i oksidni rastavnik. Prva implantacija koristi nisku dozu implanta i upravljačku elektrodu kao masku. Potom se formira rastavnik s obje strane upravljačke elektrode. Na koncu dolazi druga implantacija s jačom dozom implanta i većom dubinom pn -spoja. Prva implantacija daje n^- -područja uvoda i odvoda, a druga n^+ -područja. Nedostatak je te strukture porast serijskih otpora uvoda i odvoda, čime se smanjuju strujne mogućnosti tranzistora. Ta struktura smanjuje iznos električnog polja koje generira vruće elektrone za faktor 2, pa je i efekt vrućih elektrona slabije izražen. Tranzistorska struktura na slici 13.19.b danas je široko korištena u nMOS, CMOS i BiCMOS integriranim sklopovima.

LITERATURA

- 13.1. W. Scot Ruska, »Microelectronic Processing - An Introduction to the Manufacture of Integrated Circuits«, Mc Graw-Hill, New York, 1988.
- 13.2. D.J. Elliot, »Integrated Circuit Fabrication Technology«, Mc Graw-Hill, New York, 1989.
- 13.3. E.S. Yang, »Microelectronic Devices«, Mc Graw-Hill, New York, 1988.

- 13.4. R.J. Webb, »Digital Technology with MOS Integrated Circuits«, John Wiley, New York, 1988.
- 13.5. S.M. Sze, »Physics of Semiconductor Devices«, John Wiley, New York, 1981.
- 13.6. F.Faggin, T.Klein, »Silicon Gate Technology«, Solid-State Electronics, 13, 1125-1145, 8, 1970.
- 13.7. De Witt G. Ong, »Modern MOS Technology: Processes, Devices and Design«, Mc Graw-Hill, New York, 1986.
- 13.8. Y.P. Tsividis, »Operation and Modeling of the MOS Transistor«, Mc Graw-Hill, New York, 1987.
- 13.9. Z. Benčić, Z. Plenković, »Energetska elektronika - I dio - Poluvodički ventili«, Školska knjiga, Zagreb, 1978.
- 13.10. P. Biljanović, D. Fischer, »Komponente monolitnih integriranih krugova«, elaborat za Savezni fond za naučni rad, Zagreb, 1969.
- 13.11. P. Biljanović, »Kompatibilne integrirane strukture s MOS unipolarnim i s bipolarnim elementima«, doktorska disertacija, ETF Zagreb, 1972.
- 13.12. »Solid-State Electronics«, Pergamon Press, Oxford (An International Journal).
- 13.13. »IEEE Transactions on Electron Devices«, New York.
- 13.14. »Ericsson Review«, 3, 1989.
- 13.15. L.D. Yau, »A Simple Theory to Predict the Threshold Voltage of Short-Channel IGFETs«, Solid-State Electronics, 17, 1974, 10, 1059-1063.
- 13.16. W. Maly, »Atlas of IC Technologies - An Introduction to VLSI Processes«, The Benjamin/Cummings Publishing Company», Inc. Menlo Park, 1987.
- 13.17. K. Yamaguchi, »Field - Dependent Mobility Model for Two - Dimensional Numerical Analysis of MOS FETs«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-26, 1979, 7, 1068-1074.
- 13.18. G.W. Taylor, »Subthreshold Conduction in MOSFETs«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-25, 1978, 3, 337-350.
- 13.19. L.A. Akers, J.J. Sanchez, »Threshold Voltage Models of Short, Narrow and Small Geometry MOSFETs: A Review«, Solid-State Electronics, 25, 1982, 7, 621-641.
- 13.20. C.L. Wilson, J.L. Blue, »Two - Dimensional Finite Element Charge Sheet Model of a Short - Channel MOS Transistor«, Solid-State Electronics, 25, 1982, 6, 461-477.
- 13.21. L.A. Akers, »An Analytical Expression for the Threshold Voltage of a Small Geometry MOSFET«, Solid-State Electronics, 24, 1981, 7, 621-627.
- 13.22. D.K. Ferry, L.A. Akers, E.W. Greneich, »Ultra Large Scale Integrated Microelectronics«, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988.
- 13.23. S. Ogura et al., »Design and Characteristics of the Lightly Doped Drain - Source (LDD) Insulated Gate Field - Effect Transistor«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-27, 1980, 8, 1359-1367.
- 13.24. R.W. Keyes, »The Physics of VLSI Systems«, Addison - Wesley, Workingham, 1987.
- 13.25. A. Iranmanesh, B. Bastani, »BiCMOS Emerges for Gate - Arrays and Memories«, IEEE Circuits and Devices, 8, 1992, 3, 15-17.
- 13.26. D. Vuillaume et al., »A Coupled Study by Floating - Gate and Charge - Pumping Techniques of Hot - Carrier - Induced Detector in Submicrometer LDD n -MOSFETs«, IEEE Trans. Electron Devices, ED-40, 1993, 4, 773-781.
- 13.27. M.J. Deen, Z.P. Zao, »A Physical Model for the Edge Effects in Narrow - Width MOSFETs«, Solid - State Electronics, 36, 1993, 11, 1557-1562.
- 13.28. K.L. Yip et al., »Theoretical Analysis of Threshold Voltage Behaviors of n -Channel MOSFET«, Solid - State Electronics, 36, 1993, 11, 1645-1649.
- 13.29. Sung - Hun Oh et al., »Threshold Voltage Model for Narrow Width MOSFETs«, Solid - State Electronics, 36, 1993, 9, 1251-1260.
- 13.30. M. Miura - Mattausch, »Analytical MOSFET Model for Quarter Micron Technologies«, IEEE Trans. CAD of ICs and Systems, 13, 1994, 5, 610-615.
- 13.31. J. Medić, privatna komunikacija.

Prilog I.

FIZIKALNE KONSTANTE I VELIČINE

KONSTANTA, VELIČINA	SIMBOL	IZNOS	DIMENZIJA
Iznos naboja elektrona	q	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C
Masa slobodnog elektrona	m_0	$9,1085 \cdot 10^{-31}$	kg
Brzina svjetlosti u vakuumu	c	$2,998 \cdot 10^8$	m s ⁻¹
Planckova konstanta	h	$6,625 \cdot 10^{-34}$	J s
Planckova konstanta	h	$4,135 \cdot 10^{-15}$	eV s
Boltzmannova konstanta	k	$1,380 \cdot 10^{-23}$	J K ⁻¹
Boltzmannova konstanta	k	$8,62 \cdot 10^{-5}$	eV K ⁻¹
Dielektrična konstanta slobodnog prostora	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12}$	F m ⁻¹
Elektronvolt	eV	$1,602 \cdot 10^{-19}$	J
Toplinski napon	$U_T = kT/q$		
($T = 293$ K)		0,0252	V
($T = 300$ K)		0,0258	V

Prilog II. (*)

SVOJSTVA POLUVODIČA I IZOLATORA NA TEMPERATURI $T = 300\text{ K}$

SVOJSTVO	SIMBOL	DIMENZIJA	Si	GaAs	GaP	SiO ₂	Si ₃ N ₄
Kristalna struktura			dijamantna	cinksulfidna	cinksulfidna	pretežno	amorfna
atoma po jediničnoj ćeliji	z		8	8	8		
Atomski broj			14	31/33	31/35	14/8	14/7
Konstanta rešetke	a	nm	0,54307	0,56532	0,54505		0,775
Koncentracija atoma (molekula)	N	cm ⁻³	5,00 · 10 ²²	2,21 · 10 ²²	2,47 · 10 ²²	2,20 · 10 ²²	1,48 · 10 ²²
Gustoća		g cm ⁻³	2,328	5,317	4,13	2,19	3,44
Širina zabranjenog pojasa	E_G	eV	1,170	1,52	2,40		
$T = 0\text{ K}$	$E_{G(0)}$		1,124	1,42	2,24	≅ 8 ÷ 9	4,7
$T = 300\text{ K}$							
Temperaturni koeficijent E_G -a	$\Delta E_G / \Delta T$	eV K ⁻¹	-2,3 · 10 ⁻⁴	-5 · 10 ⁻⁴	-5,4 · 10 ⁻⁴		
Relativna dielektrična konstanta	ϵ'		11,7	12,85 ÷ 13,18	10,2	3,9	7,5
Talište	T_M	°C	1417 ± 4	1237	1467	≅ 1700	≅ 1900
Toplinska vodljivost		W (cm K) ⁻¹	1,57	0,455	0,97	0,014	0,185
Koeficijent linearnog toplinskog širenja	α'	K ⁻¹	(2,6 ± 0,3) · 10 ⁻⁶	5,73 · 10 ⁻⁶	5,3 · 10 ⁻⁶	5 · 10 ⁻⁷	2,8 · 10 ⁻⁶
Intrinsična koncentracija	n_i	cm ⁻³	1,45 · 10 ¹⁰	(2 ÷ 9) · 10 ⁶			
Intrinsična pokretljivost							
– elektroni	μ_{ni}	cm ² (V s) ⁻¹	1350 ± 100	8800	300	20	
– šupljine	μ_{pi}	cm ² (V s) ⁻¹	480 ± 15	400	100	≅ 10 ⁻⁸	
Efektivna gustoća dopuštenih stanja							
– vodljivi pojas	N_c	cm ⁻³	2,82 · 10 ¹⁹	4,7 · 10 ¹⁷			
– valentni pojas	N_v	cm ⁻³	1,83 · 10 ¹⁹	7,0 · 10 ¹⁸			
Probodno električno polje	F_M	V cm ⁻¹	3 · 10 ⁵	3,5 · 10 ⁵		(6 ÷ 9) · 10 ⁶	
Efektivna masa							
– elektron	m_n^* / m_0		1,08(a); 0,26(b)	0,068	0,5		
– šupljina	m_p^* / m_0		0,81(a); 0,386(b)	0,5	0,5		
Elektronski afinitet	$m_{p,qL}$	eV	4,05; 3,25(l)	4,07	≅ 4,3	1,0	

(a) Primjenjuje se u određivanju efektivne gustoće dopuštenih stanja.
(b) Primjenjuje se u računanju vodljivosti.
(*) Prema podacima iz knjiga pod brojevima 2.8., 2.14. u LITERATURI uz drugo poglavlje
(l) Taj se iznos primjenjuje pri određivanju napona praga MOS-strukture.

Prilog III.

ODREĐENI INTEGRALI OBLIKA $\xi_n = \int_0^{\infty} x^n \exp(-px^2) dx$

a) Ako je n paran pozitivan broj, tada je:

$$n = 0 \quad \xi_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{p}}$$

$$n = 2 \quad \xi_2 = \frac{1}{4p} \sqrt{\frac{\pi}{p}}$$

$$n = 4 \quad \xi_4 = \frac{3}{8p^2} \sqrt{\frac{\pi}{p}}$$

$$\vdots \quad \vdots$$

$$n = 2m \quad \xi_{2m} = \frac{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2m-1)}{2^{m+1} p^m} \sqrt{\frac{\pi}{p}}.$$

b) Ako je n neparan pozitivan broj, tada je:

$$n = 1 \quad \xi_1 = \frac{1}{2p}$$

$$n = 3 \qquad \xi_3 = \frac{1}{2p^2}$$

$$n = 5 \qquad \xi_5 = \frac{1}{p^3}$$

$$\vdots \qquad \qquad \qquad \cdot$$
$$\cdot \qquad \qquad \qquad \cdot$$
$$\cdot \qquad \qquad \qquad \cdot$$

$$n = 2m+1 \qquad \xi_{2m+1} = \frac{m!}{2p^{m+1}} \cdot$$

Prilog IV.

SVOJSTVA FUNKCIJA $\operatorname{erf} z$ i $\operatorname{erfc} z$

$$\operatorname{erf} z + \operatorname{erfc} z = 1$$

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-x^2) dx$$

$$\operatorname{erf}(0) = 0 \quad ; \quad \operatorname{erf}(\infty) = 1$$

$$\operatorname{erfc}(0) = 1 \quad ; \quad \operatorname{erfc}(\infty) = 0$$

$$\operatorname{erf}(-z) = -\operatorname{erf}(z)$$

$$\operatorname{erfc}(-z) + \operatorname{erfc}(z) = 2$$

$$\frac{d}{dz}(\operatorname{erf} z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-z^2)$$

$$\frac{d^2}{dz^2}(\operatorname{erf} z) = -\frac{4}{\sqrt{\pi}} z \exp(-z^2)$$

$$\int_0^{\infty} \operatorname{erfc} z \, dz = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$$

$$\int_0^x \operatorname{erfc} z \, dz = x \operatorname{erfc} x + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[1 - \exp(-x^2) \right]$$

$$\operatorname{erf} z \cong \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(z - \frac{z^3}{3 \cdot 1!} + \frac{z^5}{5 \cdot 2!} - \frac{z^7}{7 \cdot 3!} + \dots \right)$$

$$z \ll 1 \quad \operatorname{erf} z \cong \frac{2}{\sqrt{\pi}} z$$

$$z \gg 1 \quad \operatorname{erfc} z \cong \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{z} \exp(-z^2)$$

Prilog V.

TABLICA FUNKCIJE $\operatorname{erf} z$ ZA RAZLIČITE VRIJEDNOSTI VARIJABLE z

z	$\operatorname{erf}(z)$	z	$\operatorname{erf}(z)$	z	$\operatorname{erf}(z)$	z	$\operatorname{erf}(z)$
0,00	0,000 000	0,88	0,786 687	1,76	0,987 190	2,64	0,999 811
0,02	0,022 565	0,90	0,796 908	1,78	0,988 174	2,66	0,999 831
0,04	0,045 111	0,92	0,806 768	1,80	0,989 091	2,68	0,999 849
0,06	0,067 622	0,94	0,816 271	1,82	0,989 943	2,70	0,999 866
0,08	0,090 078	0,96	0,825 424	1,84	0,990 736	2,72	0,999 880
0,10	0,112 463	0,98	0,834 232	1,86	0,991 472	2,74	0,999 893
0,12	0,134 758	1,00	0,842 701	1,88	0,992 156	2,76	0,999 905
0,14	0,156 947	1,02	0,850 838	1,90	0,992 790	2,78	0,999 916
0,16	0,179 012	1,04	0,858 650	1,92	0,993 378	2,80	0,999 925
0,18	0,200 936	1,06	0,866 144	1,94	0,993 923	2,82	0,999 933
0,20	0,222 703	1,08	0,873 326	1,96	0,994 426	2,84	0,999 941
0,22	0,244 296	1,10	0,880 205	1,98	0,994 892	2,86	0,999 948
0,24	0,265 700	1,12	0,886 788	2,00	0,995 322	2,88	0,999 954
0,26	0,286 900	1,14	0,893 082	2,02	0,995 719	2,90	0,999 959
0,28	0,307 880	1,16	0,899 096	2,04	0,996 086	2,92	0,999 964
0,30	0,328 627	1,18	0,904 837	2,06	0,996 423	2,94	0,999 968
0,32	0,349 126	1,20	0,910 314	2,08	0,996 734	2,96	0,999 972
0,34	0,369 365	1,22	0,915 534	2,10	0,997 021	2,98	0,999 975
0,36	0,389 330	1,24	0,920 505	2,12	0,997 284	3,00	0,999 977 91
0,38	0,409 009	1,26	0,925 236	2,14	0,997 525	3,02	0,999 980 53
0,40	0,428 392	1,28	0,929 734	2,16	0,997 747	3,04	0,999 982 86
0,42	0,447 468	1,30	0,934 008	2,18	0,997 951	3,06	0,999 984 92
0,44	0,466 225	1,32	0,938 065	2,20	0,998 137	3,08	0,999 986 74
0,46	0,484 655	1,34	0,941 914	2,22	0,998 308	3,10	0,999 988 35
0,48	0,502 750	1,36	0,945 561	2,24	0,998 464	3,12	0,999 989 77
0,50	0,520 500	1,38	0,949 016	2,26	0,998 607	3,14	0,999 991 03
0,52	0,537 899	1,40	0,952 285	2,28	0,998 738	3,16	0,999 992 14

z	$\text{erf}(z)$	z	$\text{erf}(z)$	z	$\text{erf}(z)$	z	$\text{erf}(z)$
0,54	0,554 939	1,42	0,955 376	2,30	0,998 857	3,18	0,999 993 11
0,56	0,571 616	1,44	0,958 297	2,32	0,998 966	3,20	0,999 993 97
0,58	0,587 923	1,46	0,961 054	2,34	0,999 065	3,22	0,999 994 73
0,60	0,603 856	1,48	0,963 654	2,36	0,999 155	3,24	0,999 995 40
0,62	0,619 411	1,50	0,966 105	2,38	0,999 237	3,26	0,999 995 98
0,64	0,634 586	1,52	0,968 413	2,40	0,999 311	3,28	0,999 996 49
0,66	0,649 377	1,54	0,970 586	2,42	0,999 379	3,30	0,999 996 94
0,68	0,663 782	1,56	0,972 628	2,44	0,999 441	3,32	0,999 997 34
0,70	0,677 801	1,58	0,974 547	2,46	0,999 497	3,34	0,999 997 68
0,72	0,691 433	1,60	0,976 348	2,48	0,999 547	3,36	0,999 997 983
0,74	0,704 678	1,62	0,978 038	2,50	0,999 593	3,38	0,999 998 247
0,76	0,717 537	1,64	0,979 622	2,52	0,999 634	3,40	0,999 998 478
0,78	0,730 010	1,66	0,981 105	2,54	0,999 672	3,42	0,999 998 679
0,80	0,742 101	1,68	0,982 493	2,56	0,999 706	3,44	0,999 998 855
0,82	0,753 811	1,70	0,983 790	2,58	0,999 736	3,46	0,999 999 008
0,84	0,765 143	1,72	0,985 003	2,60	0,999 764	3,48	0,999 999 141
0,86	0,776 100	1,74	0,986 135	2,62	0,999 789	3,50	0,999 999 257

Prilog VI.

SLOJNI OTPOR

U mikroelektroničkim sklopovima redovito se upotrebljavaju slojevi monokristalnog silicija, polisilicija i metala vrlo male debljine. Tipične debljine tih slojeva su reda veličine 0,1 μm do nekoliko μm , ovisno o materijalu i namjeni. Za specificiranje tih slojeva primjenjuje se veličina **slojni otpor** (engl. *sheet resistance*), koja se definira pomoću slike P.6.1. Pretpostavimo sloj debljine d , širine L i dužine L kroz koji teče struja prema slici P.6.1.a. Ako je specifični otpor sloja ρ , tada je otpor toga sloja:

$$R = \rho \frac{L}{Ld} = \frac{\rho}{d} = R_S, \quad \Omega / \square. \quad (\text{P.6.1})$$

Veličina R_S zove se slojni otpor i ima dimenziju Ω , ali se označava s $\Omega / \square$ i čita “ohm po kvadratu” jer je sloj jednako dug i širok pa gledan “odozgo” kvadratična je oblika. Slojni otpor je omjer specifičnog otpora i debljine sloja.

Slojevi monokristalnog silicija, polisilicija i metala u pravilu nemaju kvadratičan, već pravokutan oblik prema slici P.6.1.b. U tom je slučaju otpor sloja:

$$R = \rho \frac{L}{Ld} = \frac{\rho}{d} \cdot \frac{L}{D} = R_S \frac{L}{D}. \quad (\text{P.6.2})$$

Otpor sloja u općem slučaju određen je umnoškom slojnog otpora R_S i omjera dužine i širine sloja.

Smisao uvođenja pojma slojnog otpora vrlo je očit. Ako se otpor sloja određuje po relaciji:

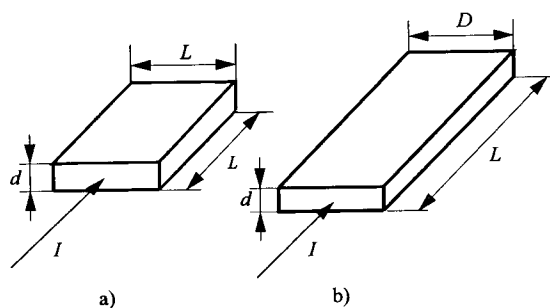
$$R = \rho \frac{L}{Dd}, \quad (\text{P.6.3})$$

treba izračunati ili izmjeriti specifični otpor sloja ρ i njegovu debljinu d , što nije uvijek jednostavno. Slojni otpor R_S može se odrediti relativno jednostavno mjerenjem otpora sloja dužine L i širine D pomoću relacije:

$$R_S = R \frac{D}{L}. \quad (\text{P.6.4})$$

Veličine D i L lako se određuju jer su vidljive na gornjoj površini pločice. Određuje ih maska kojom su te veličine definirane. Iz tako određenog slojnog otpora R_S može se lako odrediti otpor sloja istog materijala i debljine na istom čipu množenjem slojnog otpora omjerom dužine i širine sloja.

O određivanju slojnog otpora slojeva dobivenih difuzijom primjesa pomoću poznatih Irvinovih krivulja i o načinu mjerenja slojnog otpora vidjeti više u popisu literature uz četvrto poglavlje pod brojem [4.6].



Slika P6.1. Određivanje slojnog otpora: a) dužina i širina sloja je ista, b) dužina i širina sloja su različite

Kazalo

- Abrahamm, H., 4
Adler, R.B., 36
admitancija, difuzijska, 260
afinitet, elektronski, 291, 509
akceptori, 43
Allen, J.W., 10
Armstrong, E.H., 4
Atalla, M., 9
audion, 2
autoepitaksija, 146
- Baccarani, G., 568
Barkhausen, H., 4
Bardeen, J., 6, 335
barijera
 – energetska, 292
 – potencijalna, 190
 – difuzijska, 326
 – Mottova, 324
 – Schottkyjeva, 292
baza, 336
 – ekstrinzična, 398
 – intrinzična, 398
Beaufoy, R., 10
Bendeković, Z., 16
biočip, 17
BiCMOS, 576
Bloch, E., 4
Black, H.S., 4
Black, J.R., 179, 567
Block, 5
Boone, 16
- Bode, 14
bor, 35
Brattain, W., 6, 335
Brotherton, S.D., 10, 512
broj, Gummelov
 – baze, 346, 365
 – emitera, 346, 365
brzina
 – driftna, 98
 – emitorske rekombinacije, efektivna, 368
 – generacije, 46
 – površinske rekombinacije, karakteristična, 134, 347, 409
 – rekombinacije, 46, 128, 131, 249
 – raspršenja, 100, 429, 578
 – volumnne rekombinacije, 368
Buehler, E., 9
Bush, V., 4
- Caughey, D.M., 104
centar
 – generacijski, 125
 – rekombinacijski, 125
 – generacijsko-rekombinacijski, 124
Child, C.D., 4
CMOS, 15, 562, 574
Corchran, 16
Crawford, R.H., 11
CVD, 145, 400
- čip, 2, 16

- čelija, kristalna, 20
čelija, sunčana, 327
čelija, integrirana injekcijska logička, 362
- Davidov, S.**, 5
Deal, B.E., 10, 498, 512
Deketh, I., 4
Dewitt, D., 11
de Forest, Lee, 2, 4
de Graff, H.C., 10, 84
de Mann, H.J., 10
degeneracija uvoda, 488
Dennard, R.H., 562
depozicija, kemijska, 145, 400
difuzija, 157
difuzivnost, 116
dijagram, energetski, 27
dioda
– kapacitivna, 287
– metal-poluvodič, Schottkyjeva, 319
– *pn*, spojna, 245
– *pn*, točkasta, 245
– parametarska, 287
– protusmjerna, 286
– probojna, 288
– s promjenjivim kapacitetom, 177
– s vrućim nosiocima, 319
– reaktantna, 287
– s usporavajućim poljem, 280
– svijetleća, 124, 327
– tunelska, Esakijeva, 231, 280
– vakuumska, 2
disilicidi, 325
domet, 174
– lateralni, 174
– projicirani, 174
donori, 40
dopand, 34
Dow, W., 4
doza, implantacijska, 175
DTL, 15
dužina
– Debyjeva, 201
– Debyjeva, ekstrinzična, 202, 505
– Debyjeva, intrinzična, 204
– difuzijska, 139, 160
– difuzijska, efektivna, 262
– kanala, geometrijska, 473, 530
– kanala, efektivna, 477, 530
Dushman, S., 4
Dummer, G.W.A., 14
Dunlap, 11
Early, J., 379
Ebers, J.J., 10
Eccles, 4
ECL, 15
efekt
– bipolarni u MOS FET-u, 549
– elektronskog vjetra, 178
– Earlyjev, 379
– gomilanja struje, 420, 444
– Gunnov, 100
– kratkog kanala, 552
– Kirkov, 430
– Millerov, 424
– privlačenja baze emiterom, 172
– potiskivanja baze emiterom, 172
– Schottkyjev, 296
– širenja baze, 430
– zasićenja driftne brzine, 530
– uskog kanala, 582
– vrućih nosilaca, 319, 585
– Websterov, 373
efikasnost emitera, 340, 344
efuzija, 148
elektroda, upravljačka ili kontrolna, 473, 526
električno polje, ugrađeno, 186, 292
elektromigracija, 178, 459
elektron, 32
elektronika, 1
element, zaštitni, 554
emisija
– elektrona, 126
– šupljina, 127
– termionska, 305
emiter, 336
– polisilicijski, 405
– s polisilicijskim kontaktom, 406
energija
– aktivacijska, 148
– Fermijeva, 30, 63, 75
– ionizacije, 36, 39
energetski ekvivalent termodinamičke tempera-
ture, 29
ENIAC, 5, 16
Esaki, L., 10
Fagin, F., 10
faktor
– bazni transportni, 340

- idealnosti, 313
- injekcije, 239, 340
- izobličenja, dioni, 493
- modulacije dužine kanala, 546
- multiplikacije, 223
- preuzbude, isključivanja, 453
- preuzbude, uključivanja, 453
- skaliranja, 563
- strujnog pojačanja bipolarnog tranzistora, 340, 351, 408, 435
- volumena, 522, 538
- Fleetwood, D.M., 500
- Fleming, J.A., 2
- fonon, 29
 - akustički, 95
 - optički, 95
- fosfor, 35
- foton, 122, 131
- FOX, 400
- frekvencija
 - gornja granična, 436, 490
 - jediničnog strujnog pojačanja, 434
 - maksimalna, osciliranja, 437
- Fressenden, H.M., 4
- funkcija
 - gustoće energija, Fermi–Diracova, 66
 - gustoće energija, Maxwell–Boltzmannova, 70, 74
 - gustoće brzina, Fermi–Diracova, 304
 - gustoće brzina, Maxwell–Boltzmannova, 96
 - pogreške, 160
 - pogreške, komplementarna, 160
 - radna, 291, 509
 - raspodjele x -smjera, 306
 - težinska, 364
 - vjerojatnosti, Fermi–Diracova, 63
 - vjerojatnosti, Maxwell–Boltzmannova, 69
- Gartner, W.W., 11
- galij-arsenid, 19, 465
- galij-fosfid, 19, 223
- galij-aluminij-arsenid, 465
- generacija, 46
 - optička ili radijativna, 47, 122
 - toplinska, 47, 122
- germanij, 260, 331
- geteriranje, 251, 500, 573
- Gibney, R., 6
- Gibbons, P.E., 10
- glava, ptičja, 400
- gomilanje struje, 420
- Graul, J., 405
- Gummel, H.K., 10, 358
- Gurney, R.W., 555
- gustoća površinskih stanja, 500
- gustoća stanja, efektivna, 51
- Hanaman, F., 3
- Hall, R.N., 128
- HCT, 414
- Heiman, F.P., 10
- heksoda, 3
- heptoda, 3
- Heil, O., 6
- heteroepitaksija, 146
- heterospoj, 290
 - izotipni, 290, 327
 - anizotipni, 290, 327
- hiperbola maksimalnih kolektorskih gubitaka, 459
- Hoerni, J., 10
- Hofstein, S.R., 10
- Hoft, M.E., 16
- Holonyak, N., 10
- Holst, 3
- homoepitaksija, 146
- Hull, A.W., 3
- IEEE, 4, 542
- IGFET, 527
- implantacija, ionska, 173, 523
- indij-antimonid, 19
- injekcija nosilaca, 121, 233
- integral, Fermijev, reda jedne polovice, 88, 117
- integrirana injekcijska logička ćelija, 362
- inverzija
 - slaba, 549
 - jaka, 549
- ionizacija, udarna, 219
- izolacija
 - kolektorska, 396
 - lokalna, 399
 - oksidna, 398
 - oksidna, s bočnim maskiranjem, 401
 - reverzno polariziranim pn -spojevima, 393
 - žlijebom, 402
- izobličenje nelinearno, 492
- izvor
 - naponski, referentni, 232
 - strujni, upravljivi, 340, 479, 488
 - strujni, zavisni, 488

- Jacoboni, C., 106
 jednadžba
 – difuzijska, 121, 139
 – kontinuiteta, 119, 138
 – Poissonova, 190
 – *pn*-spoja, Shockleyjeva, 238
 – Richardson-Dushmanova, 303, 308
 – spoja metal-poluvodič, 313
 jednadžbe
 – Ebers-Mollove, 374, 382
 – transportne, 362
 jetkanje
 – kemijsko, 393
 – reaktivno, ionsko, 402
 JFET, 9, 472
 Johnson, 10
 Jordan, 4
 Just, A., 3
 Juzbašić, B., 11, 16
- Kahng, D., 10
 Kamins, T.T., 11
 Kamenar, B., 16
 kadmij-sulfid, 19
 kanal, 473, 526
 – dugi, 477
 – gradirani, 480
 – kratki, 478, 578
 – površinski, 496
 – uski, 582
 kanalaranje, 176
 kapacitet
 – diferencijalni, 215
 – difuzijski, *pn*-spoja, 266, 421
 – MOS strukture, 532
 – osiromašenog područja *pn*-spoja, 215
 – osiromašenog područja heterospoja, 329
 – oksidnog sloja, 511
 – reverzno polariziranog *pn*-spoja, 213
 – upravljačke elektrode JFET-a, 490
 karakteristike
 – izlazne, u spoju zajedničke baze, 379
 – izlazne, u spoju zajedničkog emitera, 384
 – izlazne JFET-a, 476, 479, 482
 – izlazne MOS FET-a, 540
 – prijenosne JFET-a, 483
 – prijenosne MOS FET-a, 542
 – ulazne, u spoju zajedničke baze, 378
 – ulazne, u spoju zajedničkog emitera, 383
- Kelly, M.J., 6
 Kilby, J., 14
- Kleen, W., 4
 Klein, T., 10
 kljun, ptičji, 400, 571
 koeficijent
 – emisije elektrona, 126
 – emisije šupljine, 127
 – ionizacijski, 221
 – segregacijski, 155
 – volumnog napajanja, 522
 – zahvata elektrona, 125
 – zahvata šupljine, 126
 koncentracija, ekscitacijska 121
 koncentracija, efektivna, donora 366
 koncentracija, intrinzična, 32, 50, 86
 kolektor, 336
 konstanta
 – baze, vremenska, 428
 – difuzijska, 116, 160
 – množine, 309
 – MOS FET-a, 547
 – rešetke, 22
 – Richardsonova, 309
 – *pn*-diode, vremenska, 269, 279
 – ulaznog kruga MOS FET-a, vremenska, 533, 560
 – zasićenja, vremenska, 451
 kontakt
 – neutralni, 317
 – omski, 315
 – tunelski, 314
 Kotelnikov, 4
 kristal, kovalentni, 20
 krivulje, Gummelove, 408, 409, 413
- Langmuir, I., 4
 Lark-Horovitz, 5
 laser, injekcijski, 124, 327
 latch-up, 575
 Lawrence, H., 12
 LDD, 588
 legiranje, 11
 Ligenza, J., 10
 Lilienfeld, J.E., 5
 Lindmayer, J., 10
 litografija
 – optička, 180
 – elektronskim snopom, 181
 – X-zrakama, 181
 Little, J., 8
 LOCOS, 399
 Lončar, J., 11

- lokacija
 - supstitucijska, 34
 - intersticijska, 34
- LSI, 391
- masa, efektivna, 33, 99
- Masetti, G., 103
- maska, optička, 180
- Mathiessenovo pravilo, 103, 132
- Meindl, J.D., 551
- memorija, 392
- Mencl, B., 16
- Mertens, R.P., 10
- mesa postupak, 12
- mesa tranzistor, 12
- metalizacija, 178, 326
- metoda upravljanja nabojem, 271, 451
- Middlebrook, R.D., 11
- Miller, J.M., 4
- Millerovi indeksi, 22
- Millman, J., 4
- mikroelektronika, 16
- mikroprocesor, 16, 392
- mikroskop transmisijski, 404
- mod
 - obogaćeni, 541
 - osiromašeni, 541
- model
 - atoma, Bohrov, 37
 - Andersonov, 327
 - Deal-Grooveov, 150
 - Ebers-Mollov, 376
 - Gummel-Ponnov, 439
 - raspodijeljenog naboja, 578
 - slobodnog elektrona, 62
- modulacija dužine kanala, 478, 530, 545
- Moll, J.L., 10
- Moore, G., 15
- MOS struktura, 496
 - obogaćenog tipa, 513, 515, 540
 - osiromašenog tipa, 513, 540
- MOS FET, 5, 527
- MOS FET, minijaturni, 577
- monokristal, 19
- Mott, N.F., 5, 555
- MSI, 391
- Muller, R.S., 11
- multiplikacija, lavinska, 130, 220, 457
 - dna, 284
 - dodira, 475
 - Earlyjev, 386
 - koljena, 254
 - praga, 498, 508
 - praga, efektivni, 578
 - praga, ekstrapolirani, 548
 - praga, skalirani, 564
 - probojni, 220, 457, 482
 - prohvata, 458, 554
 - ravnog pojasa, 509
 - rezanja, 254
 - vrha, 284
 - zasićenja, 385, 476
- nečistoća, 34
- nit, žarna, 3
- nitrid, utaljeni, 402
- nitridizacija, toplinska, 402
- nivo
 - Fermijev, 30, 63, 87
 - injekcije, niski, 123, 233
 - injekcije, visoki, 123, 249, 251
 - kvazi-Fermijev, 243
- NMOS, 527
- nosilac, vrući, 319, 585
- nosioci
 - manjinski ili minoritetni, 40
 - većinski ili majoritetni, 40
- Noyce, R., 15
- Nyquist, 4
- odvod, 473, 526
- Ogorelec, Z., 16
- oksidacija, 149
 - lokalna, 400, 571
 - mokra, 153
 - suha, 153
- oscilator, Gunnov, 100
- otok
 - izolacijski, 394
- otpor
 - baze, serijski, 371, 398, 419
 - dinamički, JFET-a, 486
 - dinamički MOS FET-a, 557
 - emitera, serijski, 419
 - kanala, 474
 - kolektora, serijski, 420
 - kontakti, specifični, 325
 - prijenosni, 340
 - serijski, *pn*-diode, 254
 - slojni, 404
- Nagel, L.W., 443
- napon

- specifični, kontaktni, 325
- PBL**, 402
- Pederson, D.O., 443
- pentoda, vakuumska, 3
- Philips, B., 11
- Pierce, J.R., 8
- PMOS, 527
- pn*-spoj, 8, 144, 183
 - hiperstrmi, 287
 - jednostrani skokoviti, 183, 195
 - nepropusno polariziran, 208
 - linearno-postupni, 183, 205
 - propusno polariziran, 233
 - prividni ili virtuelni, 201
 - skokoviti, 183
 - skokoviti, simetrični, 195
- područje
 - ekstrinzičnih temperatura, 57, 60
 - eksponencijalno, 549
 - intrinzičnih temperatura, 58, 61
 - inverzno aktivno, 358
 - ionizacije, 56, 221
 - nezasićeno, 530
 - normalno-aktivno, 337, 357
 - multiplikacije, 221
 - osiromašeno u JFET-u, 528
 - osiromašeno u MOS FET-u, 528
 - osiromašeno, u *pn*-spoju, 193
 - početne struje, 549
 - prijelazno, u *pn*-spoju, 191
 - početka proboja u MOS FET-u, 552
 - prostornog naboja, 193
 - triodno JFET-a, 477
 - triodno MOS FET-a, 530, 539
 - visoke injekcije, 372
 - zaporno, 359
 - zasićenja, 360, 477, 530
- polikristal, 19
- polisilicij, 403
 - kisikom dopirani, 405
- poluvodič, 1
 - intrinzični, 32
 - ekstrinzični, 34
 - degenerirani, 41
 - *n*-tipa, 35
 - *p*-tipa, 42
 - kompenzirani, 59
 - nehomogeni, 186
- pokretljivost
 - elektrona, 99
 - efektivna 107, 532
 - površinska, 532
 - šupljina, 100
 - volumna, 107
- Poon, M.C., 10
- pojas
 - energetski, 26
 - vodljivi, 27
 - valentni, 27
 - zabranjeni, 27, 123
- postulat, de Brogliev, 38
- površina
 - osiromašena, 497
 - intrinzična, 497
 - invertirana, 498
- postupak
 - izoplanarni, 403
 - izolacije V-žlijebom, 403
 - kolektorske izolacije, 396
 - reaktivnog ionskog jetkanja, 402
 - samopodešavanja, 406, 573
- potencijal
 - difuzijski, 192
 - kontakti, 192, 292
 - ugrađeni, 190
- pravac, radni, 448
- predepozicija, 162
- primjesa, 34
 - akceptorska, 43
 - amfoterička, 44
 - donorska, 40
 - duboka, 41, 44
 - intersticijska, 34
 - plitka, 41
 - supstitucijska, 34
- prekidač kanala, 400, 572
- presjek, poprečni zahvatni, 126
- princip
 - detaljne ravnoteže, 46
 - minimalne energije, 285
 - monolitne integracije, 391
 - Paulijev, isključenja, 62
 - superpozicije, 217, 261
- prinos, 562
- proboj
 - lavinski, 218
 - oksidni, 554
 - prividni, 457
 - sekundarni, 460
 - tunelski ili Zenerov, 227
- produkt pojačanje-širina pojasa, 434

- prohvrat, 456, 458, 554
 prostor, brzinski, 305
 pseudometal, 41
 Pupin, M.I., 4
 put, srednji slobodni, 97, 114, 140
- rad izlaza, 291
 raspodjela, Gaussova, 162
 rast, epitaksijalni, 145
 rastavnik, oksidni, 411
 raspršenje, fononsko, 95
 ravnina, intrinzična, 191, 519, 528
 ravnoteža, termodinamička, 46
 Read, W.T., 128
 Reich, H.J., 4
 rekombinacija, 46
 - Augerova, 124, 131, 219
 - direktna, 47, 123
 - indirektna, 124
 - optička ili radijativna, 47
 - Shockley-Hall-Readova, 128
- Reeves, 4
- relacija
 - Boltzmannova, 235
 - Del Alamo-Swirhun-Swansonova, 85
 - Einsteinova, 117
 - Lanyon-Tuftova, 84
 - Moll-Rosova, 356
 - Mott-Gurneyjeva, 555
 - Slotboom-De Graffova, 84
- režim
 - visoke injekcije, 123, 235, 249
 - niske injekcije, 123, 135, 234
 - rada, linearni, 261
 - sklopke, 271
- Richman, P., 10, 512
 Richardson, O.W., 4, 309
 Rossoff, A.L., 11
 Round, H.J., 3
 ROX, 400
 RTL, 15
- Schneider, W., 10
 Schottky, W., 4, 5
 Severi, M., 103
 SG MOS FET, 571
 Shanon, 4
 Shive, J.N., 11
 Shockley, W., 6, 33, 238, 335, 462
 silicij, 18
 - degenerirani, 82
 - elektronički čisti, 34
- silicij na safiru, 146
 silicij na izolatoru, 414
 silicij-tetraklorid, 146
 silan, 146
 silicidi, 325
 sila
 - Coulombova, 38
 - slike, zrcalna, 296
- SILO, 402
- SIPOS, 405
- sklop
 - Ebers-Mollov, tranzistora, 376
 - injekcijski tranzistora, 376
 - integrirani, 14
 - nadomjesni, *pn*-diode, 270
 - nelinearni hibridni- π , 377, 423
 - transportni, 376
 - nadomjesni, JFET-a, 488
 - nadomjesni, MOS FET-a, 561
- sklopka, 271, 446
- skaliranje, 562
- Slater, 5
- sloj
 - akumulacijski, 316
 - granični, 196
 - obogaćeni, 316, 498
 - osiromašeni, 497
 - inverzijski, 201, 498
 - potkolektorski, 393
 - za ublažavanje naprezanja, 400
- SOI, 414
- Solmi, S., 103
- Sommerfeld, A.Z., 5
- Spangenberg, K., 4
- Sparks, M., 8
- Sparkes, J.J., 10
- SPICE, 443
- SSI, 391
- SST, 391
- statistika
 - Fermi-Diracova, 61
 - Maxwell-Boltzmannova, 69
- stanja, površinska, 133, 318, 499
- stupanj integracije, 391
- strmina
 - bipolarnog tranzistora, 426
 - JFET-a, 486
 - efektivna JFET-a, 487
 - MOS FET-a, 557
- struktura

- cink-sulfidna, 24
- dijamantna, 20
- tetraedarska, 22
- međuprstasta, 460
- pn , sa širokom stranom p i n , 236
- pn , s uskom stranom p i n , 241
- struja
 - baze, 339
 - curenja, 247
 - difuzijska, 116
 - dna, 284
 - driftna, 107
 - generacijska, 247
 - ekscesna, 283
 - emitera, 338
 - kolektora, 339
 - odvoda, 475, 532, 538
 - početka protjecanja, 532
 - početna, 532
 - rekombinacijska, 238, 249
 - reverzna u zasićenju, 209
 - termionske emisije, 303
 - transportna, 376
 - tuneliranja, 230, 282
 - vrha, 284
 - zasićenja JFET-a, 477
 - zasićenja MOS FET-a, 540
- Sze, S.M., 11
- superrešetka, 327
- Swanson, R.M., 551
- SWAMI, 401
- šiljak, aluminijski, 325, 406
- širina
 - baze, 336
 - baze, efektivna, 345
 - emitera, 336
 - emitera, efektivna, 345
 - osiromašenog područja, 197, 212, 474
 - pojasa frekvencija, 436
- šum
 - fliker, 460, 500
 - lavinski, 460
 - pucketavi, 460
 - sačme, 460
 - toplinski (Johnsonov), 95, 460
- šupljina, 31
- samopodešavanja, 398, 406, 410, 553, 571
- samopodešavanja, polisilicijska, 412
- silicijske upravljačke elektrode, 571
- tehnologija
 - planarna, 2, 10, 180
 - trostruke difuzije, 417
- Tellegen, 3
- temperatura, intrinzična, 57, 112
- teorija, termionsko-difuzijska, generalizirana, 312
- Teszner, S., 9
- Tesla, N., 4
- tetroda, vakuumaska, 3
- Thomas, R.E., 104
- tiristor, 575
- točka
 - radna, 448
 - vruća, 460
- tok nosilaca, 114
- topivost primjesa, 157
- Tsividis, Y., 11
- tranzistor
 - bipolarni, 334, 395
 - diskretni, 336
 - heterospojni, bipolarni, 462
 - lateralni ili bočni, 418
 - integrirani, 335
 - MOS, 526
 - planarni, 336
 - spojni, bipolarni, 335
 - spojni, s efektom polja, 9, 472
 - SIS, 410
 - SICOS, 413
 - SICOSOI, 414
 - s horizontalnim tokom struje, HCT, 414, 416
 - s niskom emitterskom koncentracijom, LEC, 362
 - s transparentnim emiterom, 342, 367
 - s transparentnom bazom, 343
 - s netransparentnim emiterom, 369
 - s izoliranom upravljačkom elektrodom, 5
 - Schottkyjev, 455
 - tankoslojni, s efektom polja, 6
 - točkasti, bipolarni, 7
 - unipolarni, 6, 472
 - vertikalni ili supstratni, 418
- trioda, vakuumaska, 2
- tuneliranje, kvantno-mehaničko, 228, 280
- Turing, 5
- Teal, G., 8
- tehnika

ULSI, 391

uvjet recipročnosti, 374

uvod (elektroda unipolarnog tranzistora), 473, 521, 526

Van Overstraeten, R.J., 10

Van Vleck, 5

varikap, 287

varaktor, 177, 287

veza, negativna povratna, 484

visina barijere, 293

vjerojatnost tuneliranja, 229

VLSI, 19, 391

vodljivost

– otvorenog kanala, 475

– specifična ekstrinzičnog poluvodiča, 111

– specifična intrinzičnog poluvodiča, 109

– specifična kompenziranog poluvodiča, 109

– specifična, minimalna, 111

Von Neumann, 5

vrijeme

– dielektrične relaksacije, 204

– isključivanja, 450

– opadanja, 273, 450

– oporavka, 275

– prekapčanja, 449

– prolaska kroz tranzistor, 437

– prolaska slobodnih elektrona kroz kanal, 531, 558

– prolaska u normalnom aktivnom području, 422

– prolaska u inverznom aktivnom području, 422

– porasta, 450

– raspršenja, srednje, 98

– srednje slobodno, 98

– zadržavanja, 273, 450

– zakašnjenja, 450

– života nosilaca, 47

– života, efektivno, 268

– uključivanja, 450

Wang, R., 512

Warner, R.M., 10

Webster, W.M., 10, 373

Wigner, 5

Wilkes, 5

Wilson, 5

Wolff, 10

WKB aproksimacija, 229

Yan, L.D., 578

zahvat

– elektrona, 125

– šupljine, 126

zakon

– Arrheniusov, 147, 160

– Child-Langmuirov, 4

– difuzije, I Fickov, 151, 158

– difuzije, II Fickov, 159

– Mooreov, 15

– skaliranja, opći, 568

– ravnoteže prostornog naboja, 56, 58

– termodinamičke ravnoteže, 49

zamka, 127, 500

zaštitni p^+ -prsten, 323

zrno, 19