

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Kietojo kūno elektronikos katedra
Vyksmų puslaidininkiniuose prietaisuose modeliavimas

Darbas Nr. 3

pn diodo savybių esant išorinei įtampai tyrimas

Parengė A. Poškus

2009-03-12

Turinys

1. Užduotys.....	2
2. Darbo teorija.....	5
2.1. Krūvininkų judris	5
2.2. Krūvininkų koncentracijų skaičiavimas esant elektros srovei	8
2.2.1. Perteklinių krūvininkų generacija ir rekombinacija.....	8
2.2.2. Šalutinių krūvininkų injekcija. Difuzijos nuotolis.....	9
2.3. pn sandūra esant išorinei įtampai	11
2.3.1. pn sandūros energijos juostų diagramos, esant išorinei įtampai	11
2.3.2. Fermio lygmenys neutraliosiose srityse, toli nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų	13
2.3.3. Fermio kvazilygmenys ir šalutinių krūvininkų difuzija	14
2.4. Tiesioginė srovė ilgajame diode.....	17
2.5. Tiesioginė srovė trumpajame diode	21
2.6. Nuskurdintojo sluoksnio storio ir maksimalaus elektrinio lauko stiprio priklausomybė nuo išorinės įtampos.....	24
2.7. Fermio potencialai.....	25
3. Nelyginių variantų atlikimo metodika.....	27
4. Lyginių variantų atlikimo metodika.....	31

1. Užduotys

Nelyginių variantų užduotys:

1. Sumodeliuoti ilgojo pn diodo, kurio p ir n sričių priemaišų koncentracijos yra vienodos ir nepriklauso nuo koordinatės, elektrinės savybės, esant 0.2 V, 0.4 V, 0.6 V ir 0.8 V tiesioginei įtampai. **MicroTec** projektas "2.4 (long diode)".
2. Atvaizduoti krūvininkų koncentracijų pasiskirstymų pjūvius. Visos kreivės turi būti pavaizduotos viename grafike. Šį grafiką išsaugoti vėlesnei analizei programos „SibGraf 2D“ duomenų failo pavidalu.
3. Atvaizduoti elektrostatinio potencialo bei elektronų ir skylių Fermio kvazilygmenų (o jeigu naudojama **MicroTec v.3** – Fermio potencialų) priklausomybes nuo koordinatės, esant 0.2 V ir 0.6 V įtampoms. Šios kreivės turi būti pavaizduotos dviejuose grafikuose: vienas atitinka 0.2 V, o kitas atitinka 0.6 V (pavyzdys – 13 pav.). Šiuos grafikus išsaugoti vėlesnei analizei programos „SibGraf 2D“ duomenų failų pavidalu.
4. Įsitikinti, kad injektuotųjų perteklinių šalutinių krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo koordinatės yra eksponentinė. Pasirinkus bet kurią iš keturių kreivių elektronams, rasti jų difuzijos nuotolį p tipo srityje. Analogiškai rasti skylių difuzijos nuotolį n tipo srityje.
5. Pagal užduoties Nr. 2 rezultatus nubraižyti elektronų koncentracijos p tipo srityje prie pat nuskurdintojo sluoksnio krašto priklausomybę nuo išorinės įtampos V_a . Palyginti šią kreivę su teorine formule (2.3.9a).

Toliau yra pateiktos priemaišų koncentracijos įvairiems nelyginiams variantams.

- | | |
|---|---|
| 1. $N_A = N_D = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. | 19. $N_A = N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. |
| 3. $N_A = N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. | 21. $N_A = N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. |
| 5. $N_A = N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. | 23. $N_A = N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. |
| 7. $N_A = N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. | 25. $N_A = N_D = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. |
| 9. $N_A = N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. | 27. $N_A = N_D = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. |
| 11. $N_A = N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. | 29. $N_A = N_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. |
| 13. $N_A = N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. | 31. $N_A = N_D = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. |
| 15. $N_A = N_D = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. | 33. $N_A = N_D = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. |
| 17. $N_A = N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. | |

Kiti parametrai yra vienodi visiems nelyginiams variantams.

Lyginių variantų užduotys:

1. Sumodeliuoti trumpojo pn diodo, kurio p ir n sričių priemaišų koncentracijos nepriklauso nuo koordinatės, elektrinės savybės, esant tiesioginei įtampai ir trims legiravimo laipsniams. **MicroTec** projektas "2.1 (short diode)".
2. Atvaizduoti elektronų ir skylių koncentracijų priklausomybes nuo Y koordinatės. Visos 6 kreivės turi būti pavaizduotos viename grafike. Šį grafiką išsaugoti vėlesnei analizei programos „SibGraf 2D“ duomenų failo pavidalu.
3. Atvaizduoti elektros srovės tankio priklausomybę nuo Y koordinatės kiekvienam legiravimo laipsniui. Šiuos tris grafikus išsaugoti vėlesnei analizei programos „SibGraf 2D“ duomenų failų pavidalu.
4. Įsitikinti, kad perteklinių šalutinių krūvininkų srovė yra grynai difuzinė ir kad krūvininkų generacijos bei rekombinacijos nuskurdintajame sluoksnyje įtaka yra silpna. Tuo tikslu pagal užduoties Nr. 2 rezultatus apskaičiuoti perteklinių krūvininkų koncentracijos gradientus neutraliosiose srityse bei perteklinių elektronų difuzinės srovės tankį neutraliojoje p srityje ir perteklinių skylių difuzinės srovės tankį neutraliojoje n srityje. Sudėjus šias dvi sroves, rasti pilnutinį srovės tankį pn diode. Palyginti šį srovės tankį su tuo, kuris buvo gautas skaitmeninio modeliavimo būdu (užduotis Nr. 3).
5. Palyginti srovės tankio vertes, kurios buvo gautos, esant skirtingiems legiravimo laipsniams.

Toliau yra pateikti legiravimo laipsniai bei įtampos vertės įvairiems lyginiams variantams. Visuose variantuose tiriamos trys donorų ir akceptorų koncentracijų kombinacijos:

- 1) $N_D = 10N$, $N_A = N$;
- 2) $N_D = 20N$, $N_A = N$;
- 3) $N_D = 10N$, $N_A = 0.5N$.

$$2. N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.35 \text{ V.}$$

$$4. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.37 \text{ V.}$$

$$6. N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.38 \text{ V.}$$

$$8. N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.40 \text{ V.}$$

$$10. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.42 \text{ V.}$$

$$12. N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.43 \text{ V.}$$

$$14. N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.45 \text{ V.}$$

$$16. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.47 \text{ V.}$$

$$18. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.35 \text{ V.}$$

$$20. N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.36 \text{ V.}$$

$$22. N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.38 \text{ V.}$$

$$24. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.40 \text{ V.}$$

$$26. N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.41 \text{ V.}$$

$$28. N = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.43 \text{ V.}$$

$$30. N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.45 \text{ V.}$$

$$32. N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.46 \text{ V.}$$

$$34. N = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, V_a = 0.47 \text{ V.}$$

Kiti parametrai yra vienodi visiems lyginiams variantams.

Kontroliniai klausimai

1. Elektronų ir skylių dreifo aiškinimas. Judrio išraiška.
2. Bendroji srovės tankio išraiška. Einšteino sąryšis.
3. Elektronų ir skylių tolydumo lygtys. Perteklinių krūvininkų koncentracijos sąvoka.
4. Injektuotųjų perteklinių šalutinių krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo koordinatės. Difuzijos nuotolio sąvoka.
5. pn diodo energijos juostų diagramos, esant tiesioginei ir atgalinei įtampai. Krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos sąvokos.
6. Fermio kvazilygmenų ir Fermio potencialų sąvokos.
7. Kaip injektuotųjų šalutinių krūvininkų srovės tankis priklauso nuo išorinės įtampos ir nuo atstumo iki nuskurdintojo sluoksnio?
8. Kodėl, skaičiuojant pn diodo pilnutinį srovės tankį, pakanka žinoti tik šalutinių krūvininkų srovių tankius ant nuskurdintojo sluoksnio kraštų (nors egzistuoja ir pagrindinių krūvininkų srovė)?
9. Kodėl pn diodo tiesioginės srovės stipris beveik nepriklauso nuo emiterio legiravimo laipsnio, tačiau stipriai priklauso nuo bazės legiravimo laipsnio? Pagrįsti šios priklausomybės kryptį.
10. Kuo skiriasi šalutinių krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo koordinatės trumpajame diode nuo šios priklausomybės ilgajame diode? Kokia yra šio skirtumo fizikinė priežastis?

Literatūra

1. **Mouthaan** T. Semiconductor Devices Explained Using Active Simulation. – Baffins Lane, Chichester, England: John Wiley & Sons Ltd., 1999. – 326 p.
2. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х кн. – М.: Мир, 1984.

2. Darbo teorija

2.1. Krūvininkų judris

Krūvininkų srovės tankio, dreifo, difuzijos ir judrio sąvokos paaiškintos laboratorinio darbo Nr. 2 aprašo teorinėje dalyje. Ten pat išvestas ir Einšteino sąryšis. Čia aptarsime tik krūvininkų dreifo fizikinį modelį ir iš jo išplaukiančią judrio išraišką.

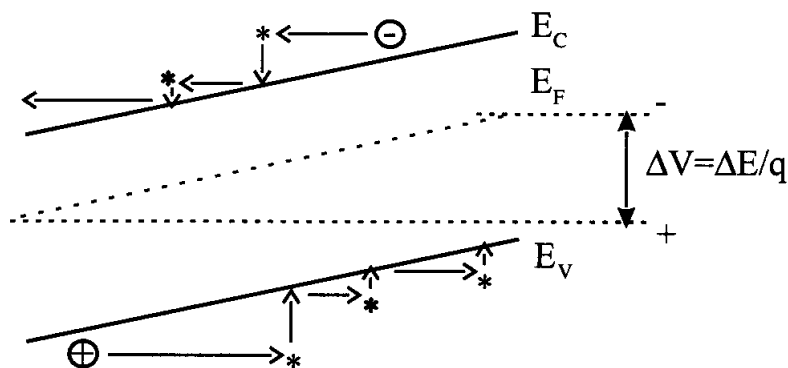
Elektros srovės tankis, kurį sukelia elektronų dreifas, yra lygus

$$j = -env; \quad (2.1.1)$$

čia e yra elementarusis krūvis, n yra elektronų koncentracija, v yra elektronų vidutinis greitis (t. y., daugelio elektronų sistemos masės centro judėjimo greitis, kuris dažniausiai būna kelioms eilėms mažesnis už betvarkio šiluminio judėjimo greitį). Išsiaiškinsime, nuo ko priklauso elektronų vidutinis greitis. Elektronų judėjimą, esant elektriniam laukui, iliustruoja 1 pav. Šiame pavyzdyje laukas nukreiptas iš kairės į dešinę. Kaip matyti šioje energijos diagramoje, esant elektriniam laukui, energijos juostų kraštai priklauso nuo koordinatės. Vaizdžiai kalbant, elektrinis laukas sukuria potencialo “nuokalnę” elektronams, kuria jie “nurieda” priešinga laukui kryptimi. Ši “nuokalnė” atsiranda todėl, kad elektriniame lauke, kurio stipris lygus $\mathcal{E}$, elektroną veikia jėga

$$F = -e\mathcal{E}. \quad (2.1.2)$$

Dreifuodami elektronai nuolat sąveikauja su gardelės defektais, priemaišniais atomais ir gardelės virpesiais. Kiekvieną tokį sąveikos įvykį galima aprašyti kaip susidūrimą, kurio metu elektronas praranda visą savo kinetinę energiją. Tokie krūvininkų susidūrimai su gardelės defektais vadinami *sklaida*. Būtent sklaida lemia vidutinį elektronų greitį duotajame elektriniame lauke. Taigi, elektrono judėjimą galima aprašyti tokiu būdu. Veikiamas jėgos (2.1.2), elektronas juda su pagreičiu. Šio proceso metu elektrono kinetinė energija auga, o potencialinė energija mažėja, tačiau pilnutinė energija nesikeičia, todėl energijos diagramoje 1 pav. šį etapą vaizduoja horizontali rodyklė.



1 pav. Elektronų ir skylių dreifas

Elektronui susidūrus su gardelės defektu, jo kinetinė energija šuoliškai sumažėja iki nulio, t. y., elektronas “nukrenta” į laidumo juostos dugną. Paskui elektronas vėl pradeda greitėti ir t. t. Pažymėjus elektrono pagreitį a , greitis, kurį elektronas įgijo per laiką t , yra lygus $a \cdot t$. Vadinasi, elektronų vidutinis greitis yra lygus $a \cdot \langle t \rangle$; čia $\langle t \rangle$ yra vidutinis laikas, kuris praėjo nuo paskutinio susidūrimo. Čia turimas omenyje ne laikinis vidurkis, o statistinis vidurkis, t. y. vidurkis daugelio vienodų elektronų atžvilgiu. Tačiau, kadangi visi elektronai yra nepriklausomi ir tapatūs vienas kitam, tai, laikant, kad vieno elektrono susidūrimo su gardelės defektu tikimybė per laiko vienetą yra apytiksliai pastovi, minėtasis statistinis vidurkis yra lygus laiko tarp vieno elektrono susidūrimų su gardelės defektais *laikiniam* vidurkiui. Šį vidutinį laiką tarp susidūrimų žymėsime τ (laikas τ yra 10^{-14} s eilės). Vadinasi, vidutinis elektronų greitis yra lygus

$$v = a\tau; \quad (2.1.3)$$

Pagal antrąjį Niutono dėsnį pagreitis a yra lygus

$$a = \frac{F}{m_n} = -\frac{e\mathcal{E}}{m_n}; \quad (2.1.4)$$

čia m_n yra elektrono efektinė masė (elektrono efektinė masė kristale bendruoju atveju skiriasi nuo elektrono masės vakuume). Įrašę (2.1.4) į (2.1.3), gauname:

$$v = a\tau = -\frac{e\tau}{m_n}\mathcal{E} = -\mu_n\mathcal{E}; \quad (2.1.5)$$

čia μ_n yra elektronų **judris**:

$$\mu_n = \frac{e\tau}{m_n}. \quad (2.1.6)$$

Iš (2.1.5) išplaukia, kad judrio matavimo vienetas yra $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. Judris nusako medžiagos “pasipriešinimą” elektrono judėjimui. Kuo jis mažesnis, tuo lėčiau juda elektronai elektriniame lauke ir, atitinkamai, tuo mažesnė elektros srovė.

Įrašę (2.1.5) į (2.1.1), gauname galutinę elektronų srovės tankio formulę:

$$j_n = en\mu_n E. \quad (2.1.7)$$

Analogiškai galima aprašyti ir skylių dreifą. Pagrindiniai skirtumai, lyginant su elektronų dreifu, yra šie: 1) skylės yra teigiamo krūvio dalelės, todėl jos juda lauko kryptimi; 2) skylių energijos atskaitos kryptis yra priešinga elektronų energijos atskaitos kryptiai, t.y., energijos juostų diagramoje skylių energija auga “į apačią”. Visais kitais atžvilgiais skylių judėjimas elektriniame lauke aiškinamas lygiai taip pat, kaip elektronų judėjimas (pvz., skylėms, kaip ir elektronams, galima priskirti tam tikrą efektinę masę m_p , kuri nusako skylės inerciją, kai ją veikia jėga). Skylės taip pat juda su pagreičiu tarp susidūrimų su gardelės defektais, o susidūrimo metu praranda visą savo kinetinę energiją, t.y., atsiduria valentinės juostos krašte (žr. 1 pav.). Skylių srovės tankio išraiška yra analogiška elektronų srovės tankio išraiškai:

$$j_p = ep\mu_p E; \quad (2.1.8)$$

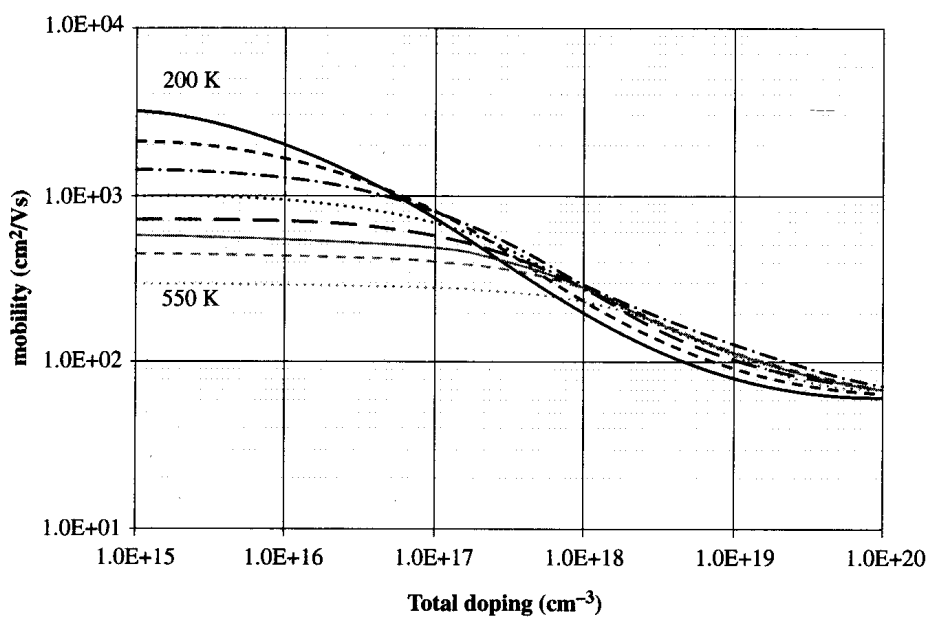
čia μ_p yra skylių judris. Pilnutinis dreifo srovės tankis lygus elektronų srovės tankio (2.1.7) ir skylių srovės tankio (2.1.8) sumai:

$$j = e(n\mu_n + p\mu_p)E. \quad (2.1.9)$$

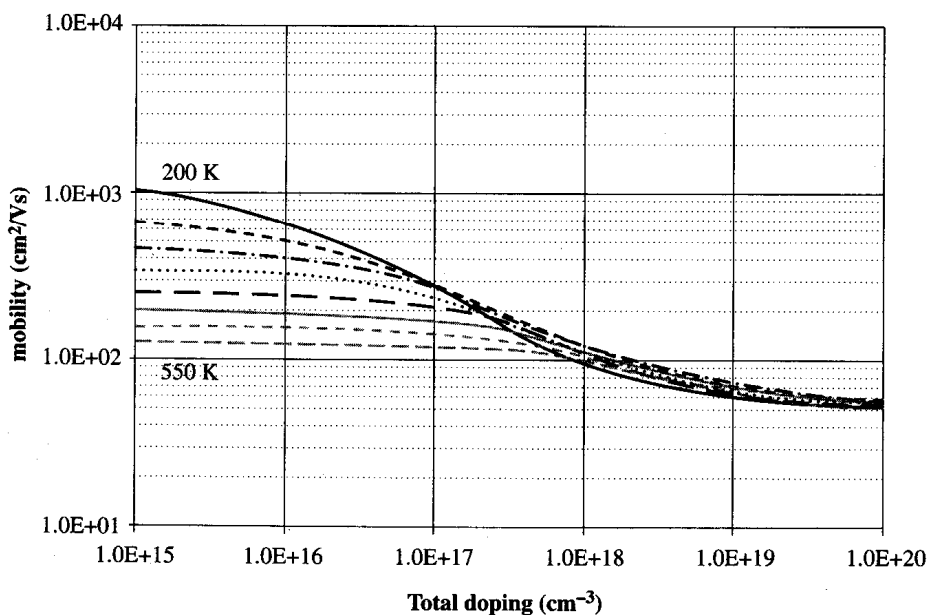
Krūvininkų judris priklauso nuo priemaišinių atomų koncentracijos ir nuo temperatūros, nes abu šie veiksniai lemia vidutinį laiko tarpą τ tarp sklaidos įvykių. Esant mažesnei už $3\cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ donorų ir akceptorų koncentracijai, krūvininkų judris silicyje mažėja, kylant temperatūrai (žr. 2 pav.). Kaip matyti 2 pav., kuo mažesnė priemaišų koncentracija, tuo stipresnė ši temperatūrinė priklausomybė. Esant didesnei už $3\cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ jonizuotų priemaišų koncentracijai, krūvininkų judris silicyje nežymiai auga, kylant temperatūrai (žr. 2 pav.).

Skylių judris dažniausiai būna mažesnis už elektronų judrį. Pvz., elektronų judris silicyje kinta nuo $70 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ iki $3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, o skylių judris silicyje svyruoja nuo $60 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ iki $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, priklausomai nuo priemaišinių atomų koncentracijos ir temperatūros (žr. 2 pav.). Esant 10^3 V/cm elektriniam laukui, šios judrio vertės atitinka dreifinio greičio vertes tarp $6\cdot 10^4 \text{ cm/s}$ ir $3\cdot 10^6 \text{ cm/s}$.

Reikia turėti omenyje, kad dreifo greitis v , kuris įeina į bendrąją dreifo srovės tankio išraišką (2.1.1) – tai didelio krūvininkų skaičiaus vidutinis kryptingo judėjimo greitis (t.y., krūvininkų sistemos masės centro greitis). Dreifo greitis normaliomis sąlygomis yra mažesnis už vidutinį šiluminio judėjimo greitį, kuris kambario temperatūroje lygus maždaug 10^7 cm/s . Tik tokiu atveju judrį galima laikyti nepriklausančiu nuo lauko stiprio. Taip yra todėl, kad dreifo greitis negali viršyti vidutinio šiluminio judėjimo greičio. Augant elektrinio lauko stipriui, dreifo greitis ilgainiui įsisotina ties šiluminio judėjimo greičiu ir nustoja priklausyti nuo lauko stiprio (žr. 3 pav.). Pagal (2.1.5), tai reiškia, kad ypač stipriuose laukuose judris tampa atvirkščiai proporcingas lauko stipriui.

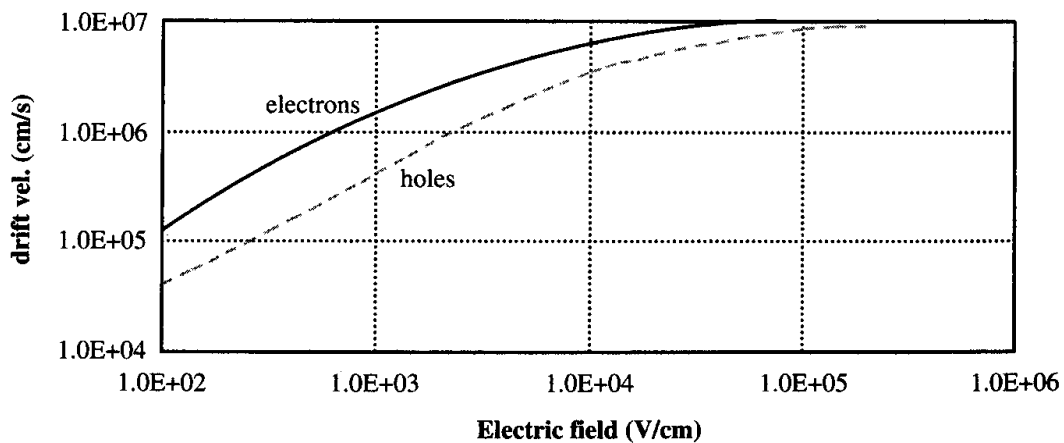


(a)



(b)

2 pav. Elektronų (a) ir skylių (b) judrių siliciuje priklausomybės nuo donorų ir akceptorų tankio, esant įvairioms temperatūroms. Temperatūra kinta nuo 200 K iki 550 K kas 50 K.



3 pav. Krūvininkų dreifo greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio siliciuje. Stipriuose elektriniuose laukuose dreifo greitis įsistina ties šiluminiu greičiu.

2.2. Krūvininkų koncentracijų skaičiavimas esant elektros srovei

2.2.1. Perteklinių krūvininkų generacija ir rekombinacija

Elektronų ir skylių srovės tankius nusako laboratorinio darbo Nr. 2 aprašo (2.2.6a,b) formulės:

$$j_n = en\mu_n \mathcal{E} + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (2.2.1a)$$

$$j_p = ep\mu_p \mathcal{E} - eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (2.2.1b)$$

Čia matome, kad srovės tankio vertės visuose puslaidininkio taškuose lemia lauko stiprio ir krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo koordinatės. Elektrinio lauko stiprį $\mathcal{E}$ galima apskaičiuoti pagal Puasono lygtį

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} (-n + p - N_A + N_D); \quad (2.2.2)$$

čia ρ yra elektrinio krūvio erdvinis tankis, ε yra medžiagos dielektrinė skvarba, ε_0 yra elektrinė konstanta ($\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-14}$ F/cm), o N_D ir N_A yra donorų ir akceptorų koncentracijos (akceptorų jonų elektrinis krūvis yra $-e$, o donorų $+e$).

Taigi, norint apskaičiuoti elektronų ir skylių srovių tankius kiekviename puslaidininkinio prietaiso taške, pakanka apskaičiuoti krūvininkų koncentracijų erdvinį pasiskirstymą (visi kiti dydžiai, kurie įeina į (2.2.1a,b) ir (2.2.2) reiškinius, praktikoje dažniausiai būna žinomi iš anksto). Norint apskaičiuoti krūvininkų koncentracijas, kai sistema nėra termodinaminėje pusiausvyroje, reikia atsižvelgti į krūvininkų generaciją ir rekombinaciją.

Pavienis elektronas išbūna laidumo juostoje labai trumpą laiką ($10^{-11} - 10^{-5}$ s). Praėjus tam laikui, jis užima laisvą kovalentinį ryšį, t.y., pereina į laisvą energinę būseną valentinėje juostoje. Dėl to laisvų elektronų ir skylių skaičius sumažėja vienetu. Toks įvykis vadinamas elektrono ir skylės **rekombinacija**. Lygiagrečiai su rekombinacija vyksta ir elektrono-skylių porų **generacija**, kurios metu elektronas išlaisvinamas iš kovalentinio ryšio (pvz., dėl kristalo atomų šiluminio judėjimo). Termodinaminėje pusiausvyroje generacijos įvykių skaičius per laiko vienetą yra lygus rekombinacijos įvykių skaičiui, todėl elektronų ir skylių koncentracijos nepriklauso nuo laiko. Jeigu kurioje nors puslaidininkio srityje krūvininkų koncentracija padidėjo, lyginant su pusiausvirąja verte, tuomet toje srityje pradeda vyrėti rekombinacija, todėl krūvininkų koncentracija pradeda mažėti, kol vėl nenusistovi dinaminė pusiausvyra. Tačiau puslaidininkinių prietaisų darbo metu dažnai sutinkama situacija, kai krūvininkų koncentracija dirbtinai palaikoma didesnė už pusiausvirąją vertę (pvz., dėl nuolatinio apšvietimo arba dėl nuolatinės krūvininkų injekcijos). Norint aprašyti prietaiso veikimą tokiaime režimu, (2.2.1a,b) lygtis reikia papildyti dar dviem lygtimis, kurios vadinamos elektronų ir skylių **tolydumo lygtimis**:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (2.2.3a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x}. \quad (2.2.3b)$$

Čia G_n ir G_p yra atitinkamai elektronų ir skylių **generacijos sparta**, t.y., elektronų arba skylių skaičius, kuris atsiranda tūrio vienetą per laiko vienetą dėl jų generacijos iš energijos lygmenų, o R_n ir R_p yra atitinkamai elektronų ir skylių **rekombinacijos sparta**, t.y., elektronų arba skylių skaičius, kuris išnyksta tūrio vienetą per laiko vienetą dėl jų rekombinacijos. Šios lygtys išplaukia iš teiginio, kad krūvininkų skaičius duotojoje puslaidininkio srityje gali kisti tik dėl generacijos (pirmasis dėmuo dešiniojoje pusėje), rekombinacijos (antrasis dėmuo) arba dėl krūvininkų srauto pro tos srities kraštus (trečiasis dėmuo). Generacijos ir rekombinacijos spartų skirtumas $G_n - R_n$ arba $G_p - R_p$ nusako elektronų arba skylių koncentracijos pokytį per laiko vienetą dėl jų generacijos ir rekombinacijos. Šiuos du skirtumus galima susieti su pilnosios krūvininkų koncentracijos ir pusiausvriosios krūvininkų koncentracijos skirtumais Δn ir Δp (šie du krūvininkų koncentracijos pokyčiai vadinami, atitinkamai, **perteklinių elektronų koncentracija** ir **perteklinių skylių koncentracija**). Kadangi izoliuotoji sistema visuomet savaime grįžta į termodinaminės

pusiausvyros būseną, tai tuo atveju, kai krūvininkų koncentracija yra didesnė už pusiausvirąją (t.y., kai perteklinių krūvininkų koncentracija yra teigiama), turi vyrauti rekombinacija, o priešingu atveju turi vyrauti generacija. Turint omenyje, kad bet kokią tolydžiąją funkciją pakankamai siaurame intervale galima aproksimuoti tiesės atkarpa, galima teigti, kad tuo atveju, kai perteklinių krūvininkų koncentracija yra pakankamai maža, rekombinacijos ir generacijos spartų skirtumas yra proporcingas perteklinių krūvininkų koncentracijai:

$$R_n - G_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (2.2.4a)$$

$$R_p - G_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}; \quad (2.2.4b)$$

čia τ_n ir τ_p yra, atitinkamai, elektrono ir skylės **vidutinė gyvavimo trukmė**, t.y., vidutinis laikas, kurį išbūna elektronas laidumo juostoje arba skylė valentinėje juostoje iki rekombinacijos. Taigi, (2.2.3a,b) lygtis galima užrašyti šitaip:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (2.2.5a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x}. \quad (2.2.5b)$$

2.2.2. Šalutinių krūvininkų injekcija. Difuzijos nuotolis

Kai kurie puslaidininkiniai prietaisai, pvz., diodas ir bipolinis tranzistorius, veikia krūvininkų injekcijos principu. **Krūvininkų injekcijos** esmė yra ta, kad į kažkurią prietaiso sritį nuolat įvedami pertekliniai krūvininkai.

Pirmasis procesas, kuris vyksta puslaidininkyje, į kurį buvo injektuoti krūvininkai, – tai jų neutralizavimas. Mat, injekcijos srityje atsiranda erdvinis krūvis. Šis krūvis neutralizuojamas per taip vadinamą **dielektrinės relaksacijos laiką** arba **Maksvelo relaksacijos laiką**, kuris lygus

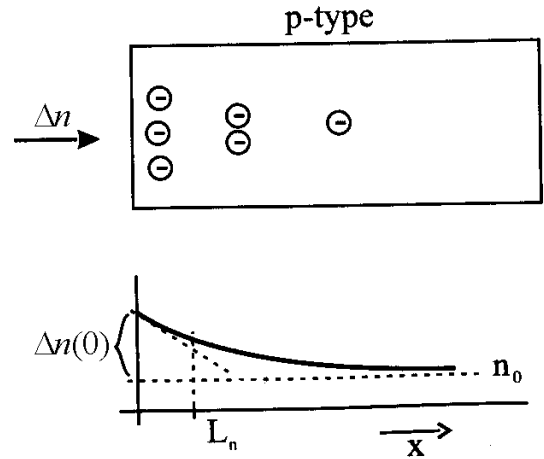
$$\tau_\mu = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\sigma}; \quad (2.2.6)$$

čia σ yra laidumas. Turint omenyje, kad legiruotų puslaidininkių laidumas dažniausiai būna didesnis už $1 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, o tipiška dielektrinė skvarba yra vienetų eilės, Maksvelo relaksacijos trukmė yra mažesnė už 10^{-12} s.

Šio neutralizavimo mechanizmas priklauso nuo to, ar injektuoti krūvininkai yra pagrindiniai (t. y. elektronai n puslaidininkyje arba skylės p puslaidininkyje), ar šalutiniai (t. y. skylės n puslaidininkyje arba elektronai p puslaidininkyje). Injektavus pagrindinius krūvininkus, jie greitai (per Maksvelo relaksacijos trukmę) pasiskirsto po visą bandinį ir nuteka pro elektrinius kontaktus. Taip atsitinka dėl injektuotųjų krūvininkų tarpusavio elektrostatinio atostūmio. Jeigu buvo injektuoti šalutiniai krūvininkai, tuomet jų erdvinis krūvis neutralizuojasi dėl to, kad jie per Maksvelo relaksacijos trukmę “sutraukia” tokį patį skaičių pagrindinių krūvininkų. Po to perteklinių šalutinių krūvininkų koncentracija pradeda mažėti dėl rekombinacijos. Tačiau rekombinacija yra žymiai lėtesnis procesas už krūvio neutralizavimą, nes gyvavimo trukmės τ_n ir τ_p yra žymiai didesnės už τ_μ . Todėl iki rekombinacijos pertekliniai krūvininkai spėja nudifunduoti tam tikrą atstumą gilyn į puslaidininkio tūrį. Pvz., jeigu injektuojami elektronai į p tipo puslaidininkį (žr. 4 pav.), tuomet injektuoti elektronai kartu su juos supančiais perteklinių skylių “debesėliais” difunduoja gilyn į puslaidininkį. Šios difuzijos metu vyksta rekombinacija, todėl perteklinių krūvininkų koncentracija mažėja ir tam tikrame gylyje tampa lygi nuliui.

Toliau pateiktas šio proceso matematinis aprašymas, naudojantis tolydumo lygtimis (2.2.5a,b) ir srovės tankio išraiškomis (2.2.1a,b). Kadangi laikoma, kad procesas stacionarus, krūvininkų koncentracijos nepriklauso nuo laiko. Todėl tolydumo lygčių (2.2.5a,b) kairiosiose pusėse laikinės išvestinės lygios nuliui. Kadangi injektuoti šalutiniai krūvininkai yra pilnai neutralizuoti, tai erdvinio krūvio nėra, todėl elektrinis laukas yra praktiškai lygus nuliui (laikant, kad medžiagos laidumas yra pakankamai didelis). Taigi, šalutinių krūvininkų srovė yra grynai difuzinė. Perteklinių pagrindinių krūvininkų srovė nėra grynai difuzinė, nes juos “tempia” paskui

save injektuoti šilutiniai krūvininkai (dėl kuloninės traukos tarp šilutinių ir pagrindinių krūvininkų). Tačiau, kalbant apie perteklinių krūvininkų koncentracijos priklausomybę nuo koordinatės, atskiras pagrindinių krūvininkų aptarimas nėra būtinas, nes perteklinių pagrindinių krūvininkų koncentracija visuose taškuose yra lygi perteklinių šilutinių krūvininkų koncentracijai. Galima sakyti, kad perteklinių šilutinių krūvininkų pasiskirstymas “valdo” perteklinių pagrindinių krūvininkų pasiskirstymą. Tarkime, kad šilutiniai krūvininkai yra elektronai (kaip 4 pav.). Tuomet iš to, kas aukščiau pasakyta, išplaukia, kad perteklinių elektronų (ir perteklinių skylių) koncentracijos priklausomybę nuo koordinatės nusako lygtis



4 pav. Perteklinių elektronų injekcija į p puslaidininkį

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0. \quad (2.2.7)$$

Ši lygtis gaunama iš (2.2.5a) lygties, įrašius į ją elektronų difuzinės srovės išraišką (antrasis dėmuo (2.2.1a) išraiškoje) ir atsižvelgus į tai, kad $n = n_0 + \Delta n$. Čia n_0 yra pusiausvyrosi elektronų koncentracija (konstanta), kuri neturi įtakos išvestinės vertei, todėl pilnutinės elektronų koncentracijos išvestinė x atžvilgiu yra lygi perteklinių elektronų koncentracijos išvestinei x atžvilgiu. (2.2.7) yra antrosios eilės paprastoji diferencialinė lygtis perteklinių elektronų koncentracijos atžvilgiu. Kaip žinoma iš diferencialinių lygčių teorijos, (2.2.7) lygties bendrasis sprendinys yra

$$\Delta n(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}}\right) + B \cdot \exp\left(\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}}\right). \quad (2.2.8)$$

Tolstant nuo paviršiaus $x = 0$, pro kurį injektuojami elektronai, Δn turi artėti į nulį dėl perteklinių krūvininkų rekombinacijos. Vadinasi, (2.2.7) lygties viena kraštinė sąlyga yra

$$\Delta n(+\infty) = 0. \quad (2.2.9)$$

Kita kraštinė sąlyga nusako perteklinių elektronų koncentraciją prie injekcijos paviršiaus $\Delta n(0)$. Aišku, kad šis dydis priklauso nuo išorinių veiksnių (injekcijos intensyvumo), todėl laikysime, kad jis yra žinomas. (2.2.8) funkcija tenkina kraštinę sąlygą (2.2.9) tik tuo atveju, kai $B = 0$. Vadinasi, vykstant elektronų injekcijai į p tipo puslaidininkį, perteklinių krūvininkų koncentracija eksponentiškai mažėja, tolstant nuo injekcijos paviršiaus:

$$\Delta n(x) = \Delta p(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right); \quad (2.2.10)$$

čia L_n yra **elektronų difuzijos nuotolis**, kuris lygus

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (2.2.11)$$

Elektronų difuzijos nuotolis – tai vidutinis atstumas, kurį nudifunduoja injektuotas elektronas p tipo puslaidininkyje iki rekombinacijos. Matematiškai difuzijos nuotolis nusako atstumą, kuriame perteklinių krūvininkų koncentracija (Δn ir Δp) sumažėja $e \approx 2,7$ kartų, lyginant su didžiausia verte (žr. (2.2.10)).

Skylių injekcijos į n tipo puslaidininkį atveju galioja analogiški sąryšiai. Šiuo atveju perteklinių krūvininkų pasiskirstymą “valdo” skylių pasiskirstymas, todėl

$$\Delta n(x) = \Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right); \quad (2.2.12)$$

čia L_p yra **skylių difuzijos nuotolis**, kuris lygus

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (2.2.13)$$

2.3. pn sandūra esant išorinei įtampai

2.3.1. pn sandūros energijos juostų diagramos, esant išorinei įtampai

Laboratoriniame darbe Nr. 2 buvo tiriamas pn diodas, prie kurio nėra prijungta išorinė įtampa (termodinaminė pusiausvyra). Termodinaminėje pusiausvyroje diodo energijos juostų diagrama yra tokia, kaip pavaizduota 5a pav. (lygmuo, kuris pažymėtas E_F – tai Fermio lygmuo, kuris laboratorinių darbų aprašuose taip pat žymimas F). Pagrindinis termodinaminės pusiausvyros požymis yra tas, kad Fermio energija yra vienoda visuose sistemos taškuose (žr. 5a pav.). Be to, šioje diagramoje matomas kontaktinis potencialų skirtumas. Jį nusako laidumo arba valentinės juostos kraštų skirtumas neutraliose srityse, padalytas iš elementariojo krūvio e , arba suma Fermio lygmens nuotolių nuo draustinės juostos centro neutraliose srityse, kuriose juostos yra plokščios.

Dabar tarkime, kad prie diodo prijungta įtampa. Priklausomai nuo įtampos ženklo, skiriama **tiesioginė įtampa** (kai prie n srities prijungtas neigiamas įtampos šaltinio polius, o prie p srities prijungtas teigiamas polius) ir **atgalinė įtampa** (kai prie n srities prijungtas teigiamas įtampos šaltinio polius, o prie p srities prijungtas neigiamas polius). Kadangi laidumo ir valentinės juostų kraštai priklauso nuo potencialo φ tokiu būdu:

$$E_c = E_{c0} - e\varphi, \quad E_v = E_{v0} - e\varphi, \quad (2.3.1)$$

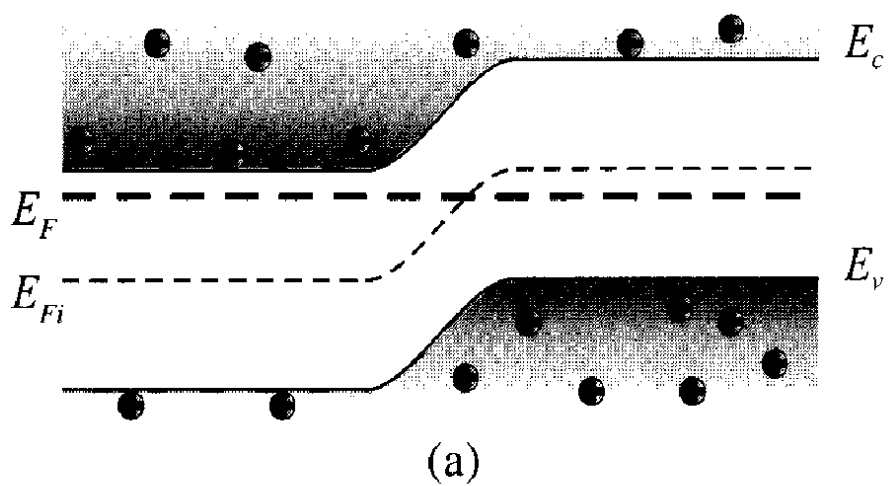
tai tiesioginės įtampos atveju juostų kraštai n tipo srityje turi pakilti atžvilgiu jų padėties p tipo srityje (5b pav.), o atgalinės įtampos atveju jie turi nusileisti atžvilgiu jų padėties p tipo srityje (5c pav.).

Kadangi nuskurdintajame sluoksnyje krūvininkų yra daug mažiau, negu neutraliose srityse, tai jo laidumas yra daug mažesnis už neutraliųjų sričių laidumą (t. y. varža yra daug didesnė). Vadinasi, galima išskirti tris nuosekliai sujungtas sritis, kurių varžos labai skiriasi: mažos varžos n tipo neutralioji sritis, didelės varžos nuskurdintasis sluoksnis ir mažos varžos p tipo neutralioji sritis. Nuosekliai sujungus kelis rezistorius, kurių varžos labai skiriasi, pilnutinę varžą lemia didžiausioji varža. Tai reiškia, kad didžioji dalis išorinės įtampos tenka didžiausiajai varžai (nuskurdintajam sluoksniui). Vadinasi, neutraliose srityse įtampos kritimas yra mažas. Todėl, prijungus įtampą, šiose srityse energijos juostos lieka plokščios. Išorinė įtampa pasireiškia tuo, kad pasikeičia juostų kraštų skirtumas p ir n srityse: tiesioginės įtampos atveju šis skirtumas sumažėja (5b pav.), o atgalinės įtampos atveju jis padidėja (5c pav.).

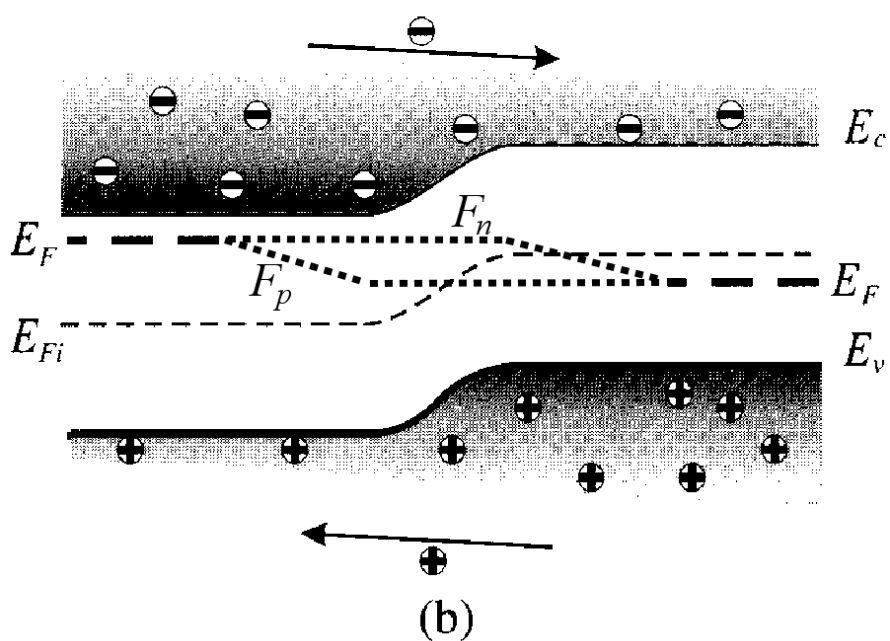
Pagal 5a,b,c pav. pateiktas energijos diagramas galima spręsti apie elektros srovės, kuri teka pn diodu, prigimtį. Pagrindinių ir šalutinių krūvininkų judėjimas pro nuskurdintąjį sluoksnį iš esmės skiriasi. Pagrindiniams krūvininkams juostų užlinkimas nuskurdintame sluoksnyje sukuria potencinį barjerą. Taip yra dėl to, kad nuskurdintame sluoksnyje egzistuoja laukas, kurio kryptis sutampa su juostų kraštų augimo kryptimi. Šis laukas veikia elektronus į dešinę, kuri nukreipta į n srities pusę, o skylės veikia į kairę, kuri nukreipta į p srities pusę. T.y., elektrinis laukas nuskurdintame sluoksnyje trukdo pagrindiniams krūvininkams pro jį pereiti. Iš n srities į p sritį gali pereiti tik tie elektronai, kurių energija yra didesnė už laidumo juostos kraštą p srityje. Turint omenyje, kad elektrono energijos ir laidumo juostos krašto skirtumas lygus elektrono kinetinei energijai, tą patį teiginį galima suformuluoti šitaip: iš n srities į p sritį gali pereiti tik tie elektronai, kurių kinetinė energija yra didesnė už potencinio barjero aukštį (juostos krašto pokytį nuskurdintajame sluoksnyje). Analogiškai, iš p srities į n sritį gali pereiti tik tos skylės, kurių energija yra žemiau už valentinės juostos kraštą n srityje (priešingai negu elektronų atveju, skylės perėjimui į žemesnį lygmenį reikia išsekvoti energiją, o skylėi pereinant į aukštesnį lygmenį, energija išlaisvinama). Krūvininkų perėjimą virš potencinio barjero vadinsime **krūvininkų injekcija**. Šalutinius krūvininkus tas pats elektrinis laukas veikia priešingos krypties į dešinę. Tai pasireiškia tuo, kad energijos diagramose juostų užlinkimas nuskurdintame sluoksnyje sukuria „nuokalnę“ šalutiniams krūvininkams. T.y., patekus elektronui iš p srities į nuskurdintąjį sluoksnį, jame egzistuojantis laukas „nustumia“ tą elektroną į n sritį. Vaizdžiai kalbant, elektronas „nurieda“ potencine nuokalne į n sritį. Analogiškai, skylės „nurieda“ iš n srities į p sritį. Tokį reiškinį vadinsime **krūvininkų ekstrakcija**.

Termodinaminėje pusiausvyroje elektronų srovė lygi nuliui. Tai reiškia, kad injektuojamų į p sritį ir ekstraguojamų iš p srities elektronų srautai tiksliai kompensuoja vienas kitą. Analogiškai, injektuojamų į n sritį ir ekstraguojamų iš n srities skylių srautai tiksliai kompensuoja vienas kitą.

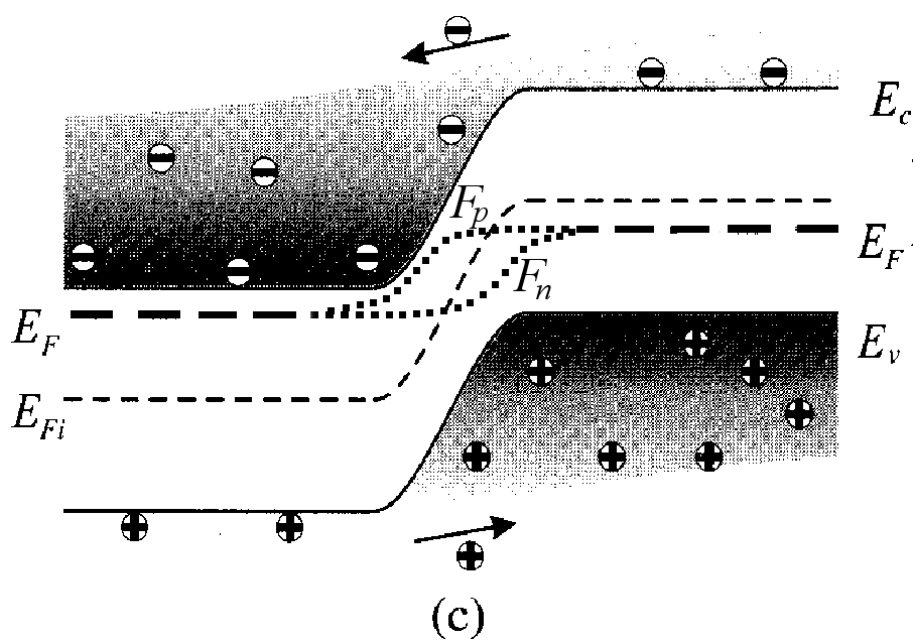
Termodinaminė
pusiausvyra:



Tiesioginė įtampa:



Atgalinė įtampa:



5 pav. pn diodo energijos juostų diagramos, esant įvairioms išorinėms įtampoms

Prijungus tiesioginę įtampą (5b pav.), laidumo juostos kraštas p srityje priartėja prie laidumo juostos krašto n srityje (t.y., potencinio barjero aukštis sumažėja), todėl injektuojamų iš n srities į p sritį elektronų srautas padidėja. Ekstraguojamų iš p srities į n sritį elektronų srautas beveik nepasikeičia, nes visi elektronai, kurie atsiduria arti nuskurdintojo sluoksnio krašto p srityje, yra ekstraguojami į n sritį. Vadinas, jų srautą riboja tik jų generacijos sparta arti nuskurdintojo sluoksnio krašto, o ši generacijos sparta praktiškai nepriklauso nuo įtampos. Todėl tiesioginės įtampos atveju elektronų injekcija iš n srities į p sritį viršija jų ekstrakciją iš p srities į n sritį. Taigi, atsiranda elektronų srautas iš n srities į p sritį. Analogiškai galima parodyti, kad tiesioginės įtampos atveju atsiranda ir skylių srautas iš p srities į n sritį. Intuityviai aišku, kad tiesioginės įtampos atveju srovės stipris turėtų būti proporcingas krūvininkų, kurių kinetinė energija didesnė už potencinio barjero aukštį, koncentracijai. Kadangi krūvininkų pasiskirstymą energijos lygmenyse nusako Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F}{kT}\right)}, \quad (2.3.2)$$

tai tokių krūvininkų skaičius eksponentiškai auga, mažėjant barjero aukščiui. Antra vertus, barjero aukščio sumažėjimas yra proporcingas prijungtai tiesioginei įtampai. Vadinas, diodu tekančios srovės stipris eksponentiškai priklauso nuo tiesioginės įtampos didumo. Be to, akivaizdu, kad asimetrinio legiravimo atveju daugiau krūvininkų injektuojama iš labiau legiruotos srities į mažiau legiruotą sritį, negu atvirkščiai. T.y., tiesioginę srovę lemia krūvininkų injekcija iš emiterio į bazę.

Atgalinės įtampos atveju laidumo juostos kraštas p srityje nutolsta nuo laidumo juostos krašto n srityje, t.y., potencinio barjero aukštis padidėja (5c pav.). Vadinas, iš n srities į p sritį injektuojamų elektronų ir iš p srities į n sritį injektuojamų skylių srautai sumažėja. Tačiau iš n srities į p sritį ekstraguojamų skylių ir iš p srities į n sritį ekstraguojamų elektronų srautai beveik nepasikeičia, nes, kaip minėta, jų didumą riboja generacijos sparta arti nuskurdintojo sluoksnio kraštų. Vadinas, atgalinės įtampos atveju krūvininkų ekstrakcija viršija jų injekciją. Kadangi krūvininkų ekstrakcija silpnai priklauso nuo įtampos, tai atgalinės srovės stipris taip pat beveik nepriklauso nuo įtampos. Be to, jis yra daug mažesnis už tiesioginės srovės stiprį, nes atgalinę srovę lemia *šalutinių* krūvininkų ekstrakcija, o šalutinių krūvininkų koncentracija yra daug mažesnė už pagrindinių. Tuo atveju, kai legiravimas yra asimetrinis, daugiau krūvininkų ekstraguojama iš silpniau legiruotos srities į stipriau legiruotą sritį, negu atvirkščiai (nes silpniau legiruotoje srityje yra didesnė šalutinių krūvininkų koncentracija). T.y., atgalinę srovę lemia krūvininkų ekstrakcija iš bazės į emiterį. Šalutiniai krūvininkai bazėje yra tos pačios rūšies, kaip ir pagrindiniai krūvininkai emityje. Vadinas, esant bet kokiam išorinės įtampos ženklui, asimetrinio legiravimo atveju srovę lemia tos pačios rūšies krūvininkai.

Iš to, kas aukščiau pasakyta, išplaukia pagrindinė pn diodo savybė, kuri panaudojama praktikoje: prijungus tiesioginę įtampą, pn diodo varža yra daug mažesnė už jo varžą, prijungus atgalinę įtampą. Todėl tiesioginė srovė yra daug didesnė už atgalinę.

2.3.2. Fermio lygmenys neutraliosiose srityse, toli nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų

Kaip minėta praeitame poskyryje, esant tiesioginei įtampai, elektros srovę sukelia elektronų injekcija iš n srities į neutraliąją p sritį ir skylių injekcija iš p srities į neutraliąją n sritį. Injektuoti krūvininkai yra šalutiniai krūvininkai toje srityje, į kurią jie buvo injektuoti. Injektuotųjų šalutinių krūvininkų judėjimas buvo aprašytas 2.2.2 poskyryje. Kiekvienas injektuotas šalutinis krūvininkas sukuria perteklinį elektros krūvį. Dėl šio krūvio atsiranda elektrinis laukas, kuris įtraukia priešingo ženklo krūvininką iš kontakto. Todėl injektuoti šalutiniai krūvininkai per Maksvelo relaksacijos trukmę (2.2.6) yra neutralizuojami (t.y. sutraukia tokį patį kiekį pagrindinių krūvininkų iš kontaktų), o po to vyksta jų difuzija gilyn į neutraliosios srities tūrį. Tuo pačiu metu vyksta ir perteklinių krūvininkų (t.y., injektuotųjų šalutinių krūvininkų ir pagrindinių krūvininkų, kuriuos jie sutraukė prie savęs) rekombinacija. Todėl, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio krašto, perteklinių krūvininkų koncentracija eksponentiškai mažėja (žr. (2.2.10) arba (2.2.12)). Šio mažėjimo spartą lemia šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis (2.2.11) arba (2.2.13). Atstumu, kuris yra daug didesnis už šį difuzijos nuotolį, perteklinių krūvininkų koncentraciją galima laikyti praktiškai lygia

nuliui. Vadinasi, pakankamai toli nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų krūvininkų koncentracijos yra tokios pačios, kaip termodinaminėje pusiausvyroje. Kaip žinome (žr. laboratorinio darbo Nr. 2 aprašo teorinę dalį), šios krūvininkų koncentracijos lygios

$$n = N_c \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right), \quad (2.3.3a)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - F}{kT}\right). \quad (2.3.3b)$$

Vadinasi, toli nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų Fermio lygmuo yra tokiu pačiu atstumu nuo juostų kraštų, kaip ir termodinaminėje pusiausvyroje. Tačiau, kaip matyti 5a,b,c pav., esant išorinei įtampai, šie kraštai yra pasislinkę atžvilgiu savo padėčių termodinaminėje pusiausvyroje:

$$E_c(+\infty) - E_c(-\infty) = e(V_D - V_a), \quad (2.3.4a)$$

$$E_v(+\infty) - E_v(-\infty) = e(V_D - V_a); \quad (2.3.4b)$$

čia $E_{c,v}(\pm\infty)$ yra laidumo ir valentinės juostų kraštai neutraliosiose n ir p srityse ($-\infty$ atitinka n sritį, o $+\infty$ atitinka p sritį), V_D yra kontaktinis potencialų skirtumas, o V_a yra išorinė įtampa (indeksas „a“ kilo iš angliško termino „applied voltage“). Vadinasi, Fermio lygmenys, esant išorinei įtampai, taip pat pasislenka atžvilgiu savo padėčių termodinaminėje pusiausvyroje, ir skirtumas tarp Fermio lygmenų n srityje ir p srityje yra lygus eV_a :

$$F(-\infty) - F(+\infty) = eV_a. \quad (2.3.5)$$

Šie pasislinkę Fermio lygmenys pavaizduoti 5b,c pav. pastorintomis punktyrinėmis linijomis. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad (2.3.5) lygybė galioja tik pakankamai toli nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų – ten, kur puslaidininkio būseną yra artima termodinaminei pusiausvyrai. Fermio lygmenys pereinamojoje srityje (taškinės linijos) bus aptariami kitame poskyryje.

2.3.3. Fermio kvazilygmenys ir šalutinių krūvininkų difuzija

Fizikiniai vyksmai, kurie vyksta neutraliose n ir p srityse (t. y. pn diodo srityse, kurios yra abipus nuskurdintojo sluoksnio), į kurias buvo injektuoti šalutiniai krūvininkai, buvo paaiškinti 2.2.2 poskyryje. Iš to aiškinimo išplaukia, kad arti injekcijos vietos netinka elektronų ir skylių koncentracijų išraiškos, kurios išvestos remiantis prielaida, kad sistema yra termodinaminės pusiausvyros būsenos. Tos išraiškos – tai (2.3.3a,b) formulės. Iš pastarųjų formulių išplaukia, kad elektronų ir skylių koncentracijų sandauga turi būti konstanta, t. y., padaugėjus elektronų, skylių koncentracija turi tiek pat kartų sumažėti (ir atvirkščiai). Tačiau, kaip minėta, injekcijos sąlygomis neutraliose srityse padaugėja ir šalutinių, ir pagrindinių krūvininkų. Todėl aišku, kad arti injekcijos vietos negali vienu metu galioti krūvininkų koncentracijų išraiškos, kurios galioja termodinaminės pusiausvyros sąlygomis. Kitaip sakant, krūvininkų energijų pasiskirstymas pasikeičia: jo jau negalima nusakyti Fermio ir Dirako funkcija (laboratorinio darbo Nr. 2 (2.1.1a) formulė). Tačiau tą pasiskirstymą nesunku išvesti, jeigu laikas, per kurį nusistovi nepusiausvirųjų (perteklinių) krūvininkų pasiskirstymas pagal energijas (vadinamoji „energijos relaksacijos trukmė“) yra daug mažesnis už kitas būdingąsias trukmes, kurios apibūdina krūvininkų judėjimą – vidutinę gyvavimo trukmę (ji įeina į tolydumo lygtis (2.2.5a,b) ir į difuzijos nuotolių išraiškas (2.2.11) ir (2.2.13)), krūvininkų buvimo nuskurdintojo sluoksnio viduje vidutinę trukmę ir laiką, po kurio krūvininkų *kryptingo* judėjimo vidutinis greitis sumažėja e kartų, išjungus išorinį lauką (vadinamąją „impulso relaksacijos trukmę“, kuri įeina į judrio išraišką (2.1.6)). Jeigu galioja ši sąlyga, tada, esant pertekliniams krūvininkams bei tekant elektros srovei, išlieka *lokalioji* termodinaminė pusiausvyra tarp *vienarūšių* krūvininkų (t. y., pasirinkus pakankamai mažą puslaidininkio tūrio elementą, galima teigti, kad jame esantys vienerūšiai krūvininkai yra termodinaminėje pusiausvyroje vienas su kitu, nors jie nėra termodinaminėje pusiausvyroje su kita puslaidininkio dalimi bei su kitos rūšies krūvininkais). Todėl elektronų ir skylių energijų skirstinį galima skaičiuoti pagal Fermio ir Dirako funkciją, tačiau vietoj vieno Fermio lygmens reikia naudoti du skirtingus Fermio lygmenis, kurių vienas atitinka elektronus, o kitas atitinka skyles. Tie lygmenys vadinami **elektronų Fermio kvazilygmeniu** (žymėjimas F_n) ir **skylių Fermio kvazilygmeniu** (žymėjimas F_p). Kadangi termodinaminė pusiausvyra yra tik lokali, tai Fermio kvazilygmenys gali priklausyti nuo

koordinatės (nors „tikros“ termodinaminės pusiausvyros sąlygomis Fermio lygmuo nepriklauso nuo koordinatės). Naudojant Fermio kvazilygmenis, elektronų ir skylių koncentracijų išraiškas reikia pakeisti šitaip:

$$n = N_c \exp\left(\frac{F_n - E_c}{kT}\right), \quad (2.3.6a)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - F_p}{kT}\right). \quad (2.3.6b)$$

Išsiaiškinsime, kaip elektronų ir skylių Fermio kvazilygmenys priklauso nuo koordinatės.

Normaliomis pn diodo darbo sąlygomis perteklinių krūvininkų koncentracija prie pat nuskurdintojo sluoksnio krašto yra daug mažesnė už pagrindinių krūvininkų koncentraciją tame pačiame taške termodinaminės pusiausvyros sąlygomis. Jeigu nuskurdintojo sluoksnio kraštai n ir p srityse atitinka $x = -x_{dn}$ ir $x = x_{dp}$ (kaip laboratorinio darbo Nr. 2 aprašo 4a pav.), tada ankstesnįjį teiginį galima užrašyti šitaip:

$$|\Delta n(x \leq -x_{dn})| = |\Delta p(x \leq -x_{dn})| \ll n_{n0}, \quad |\Delta n(x \geq x_{dp})| = |\Delta p(x \geq x_{dp})| \ll p_{p0}; \quad (2.3.7)$$

čia n_{n0} yra elektronų koncentracija neutralioje n tipo srityje (t. y. erdvės srityje $x < -x_{dn}$) termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, o p_{p0} yra skylių koncentracija neutralioje p tipo srityje (t. y. erdvės srityje $x > x_{dp}$) termodinaminės pusiausvyros sąlygomis. Kadangi $n(x \leq -x_{dn}) = n_{n0} + \Delta n$ ir $p(x \geq x_{dp}) = p_{p0} + \Delta p$, iš (2.3.7) nelygybių išplaukia, kad

$$n(x \leq -x_{dn}) \approx n_{n0}, \quad p(x \geq x_{dp}) \approx p_{p0}. \quad (2.3.8)$$

Kadangi Fermio kvazilygmens ir atitinkamos juostos krašto skirtumas yra proporcingas krūvininkų koncentracijos logaritmui (žr. (2.3.6a,b)), iš (2.3.8) išplaukia, kad neutraliosiose srityse (kuriose juostų kraštai nepriklauso nuo koordinatės) pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmenys yra lygūs Fermio energijai toli nuo nuskurdintojo sluoksnio, t. y. nepriklauso nuo koordinatės. 5b pav. ir 5c pav. tie Fermio kvazilygmenys yra pavaizduoti horizontaliomis taškinėmis linijomis.

Taigi, išsiaiškinome pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmenų eiga neutraliosiose srityse (abipus nuskurdintojo sluoksnio). Tas faktas, kad tose srityse pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmenys nepriklauso nuo koordinatės, rodo, kad neutraliosiose srityse pagrindinių krūvininkų posistemė lieka termodinaminės pusiausvyros būsenos net ir esant išorinei įtampai. Fermio kvazilygmenų priklausomybę nuo koordinatės nuskurdintojo sluoksnio viduje (t. y. erdvės srityje, kurioje juostų kraštai priklauso nuo koordinatės), esant tiesioginei įtampai, galima gauti iš tokių bendrų samprotavimų. Tarkime, kad nuskurdintojo sluoksnio viduje praktiškai nėra krūvininkų rekombinacijos (tokia prielaida yra leistina, nes tame sluoksnyje egzistuoja stiprus elektrinis laukas, kuris labai sumažina rekombinacijos spartą). Krūvininkų generacijos sparta nuskurdintame sluoksnyje taip pat neturi žymios įtakos krūvininkų koncentracijai, nes didžioji dauguma krūvininkų, kurie yra tame sluoksnyje, buvo injektuoti į jį iš neutralių sričių (o ne generuoti to sluoksnio viduje). Vadinasi, krūvininkų generacijos nuskurdintajame sluoksnyje taip pat galima nepaisyti. Jeigu nėra krūvininkų rekombinacijos ir generacijos, tai nuskurdintame sluoksnyje esantys elektronai ir skylės yra praktiškai nepriklausomi (t. y. sudaro dvi nepriklausomas krūvininkų posistemas). Nors šios dvi krūvininkų posistemės nėra termodinaminės pusiausvyros būsenos, tačiau tas pusiausvyros sutrikimas yra nežymus. Taip yra todėl, kad termodinaminės pusiausvyros sutrikimas yra susijęs su krūvininkų, kurių kinetinė energija yra didesnė už potencinio barjero aukštį, koncentracijos pokyčiu. Kol šis pokytis yra daug mažesnis už pilnutinę tos rūšies krūvininkų koncentraciją duotajame erdvės taške, tos rūšies krūvininkų sistemos termodinaminės pusiausvyros sutrikimas tame erdvės taške yra nežymus. Kadangi ši sąlyga yra tenkinama didžiojoje nuskurdintojo sluoksnio dalyje, tai galima apytiksliai teigti, kad nuskurdintojo sluoksnio elektronų posistemė yra termodinaminėje pusiausvyroje su neutraliosios n srities elektronų posisteme. Analogiškai, nuskurdintojo sluoksnio skylių posistemė yra termodinaminėje pusiausvyroje su neutraliosios p srities skylių posisteme. Kaip žinome, termodinaminėje pusiausvyroje Fermio lygmuo nepriklauso nuo koordinatės. Todėl, esant tiesioginei įtampai, elektronų ir skylių Fermio kvazilygmenys nuskurdintajame sluoksnyje lieka pastovūs ir apytiksliai lygūs savo vertėms atitinkamai n ir p puslaidininkiuose. Kaip matome 5b pav., iš šios išvados ir iš (2.3.5) lygybės

išplaukia, kad skylių Fermio kvazilygmuo ties nuskurdintojo sluoksnio kraštu n srityje (taške $x = -x_{dn}$) yra dydžiu eV_a arčiau valentinės juostos krašto, negu n puslaidininkio gilumoje ($x = -\infty$), o elektronų Fermio kvazilygmuo ties nuskurdintojo sluoksnio kraštu p srityje (taške $x = x_{dp}$) yra tokiu pačiu dydžiu arčiau laidumo juostos krašto, negu p puslaidininkio gilumoje ($x = +\infty$). Vadinasi, iš (2.3.6a,b) išplaukia:

$$n_p(x_{dp}) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right), \quad (2.3.9a)$$

$$p_n(-x_{dn}) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right). \quad (2.3.9b)$$

Dabar lieka tik išsiaiškinti, kaip nuo koordinatės priklauso šalutinių krūvininkų Fermio kvazilygmenys neutraliosiose srityse. Esant tipiškomis tiesioginės įtampos vertėms (kelios dešimtosios volto dalys), beveik visoje erdvės srityje, kur yra perteklinių krūvininkų, jų koncentracija yra daug didesnė negu pusiausviroji šalutinių krūvininkų koncentracija, t. y.

$$|\Delta n(x \leq -x_{dn})| = |\Delta p(x \leq -x_{dn})| \gg n_{p0}, \quad |\Delta n(x \geq x_{dp})| = |\Delta p(x \geq x_{dp})| \gg n_{p0}; \quad (2.3.10)$$

čia p_{n0} yra skylių koncentracija neutralioje n tipo srityje (t. y. erdvės srityje $x < -x_{dn}$) termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, o n_{p0} yra elektronų koncentracija neutralioje p tipo srityje (t. y. erdvės srityje $x > x_{dp}$) termodinaminės pusiausvyros sąlygomis. Kadangi $p(x \leq -x_{dn}) = p_{n0} + \Delta p$ ir $n(x \geq x_{dp}) = n_{p0} + \Delta n$, tai

$$p(x \leq -x_{dn}) \approx \Delta p, \quad n(x \geq x_{dp}) \approx \Delta n. \quad (2.3.11)$$

Tiesioginės įtampos atveju perteklinių šalutinių krūvininkų koncentracija eksponentiškai mažėja, tostant nuo nuskurdintojo sluoksnio (pvz., žr. (2.2.10)). Kadangi Fermio kvazilygmens ir atitinkamos juostos krašto skirtumas yra proporcingas krūvininkų koncentracijos logaritmui (žr. (2.3.6a,b)), iš (2.3.11) išplaukia, kad neutraliosiose srityse (kuriuose juostų kraštai nepriklauso nuo koordinatės), tostant nuo nuskurdintojo sluoksnio krašto, šalutinių krūvininkų Fermio kvazilygmuo tiesiškai tolsta nuo atitinkamos juostos krašto (t. y., nuo laidumo juostos krašto elektronų atveju ir prie valentinės juostos skylių atveju), kol susilieja su pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmeniu (žr. 5b pav.).

Atgalinės įtampos atveju $V_a < 0$. T. y., kaip matome iš (2.3.9a,b) formulį, esant atgalinei įtampai, šalutinių krūvininkų koncentracija prie nuskurdintojo sluoksnio kraštų sumažėja. Tačiau atgalinės įtampos atveju (2.3.9a,b) formules galima taikyti tik tada, kai įtampa yra palyginti maža (0,2 – 0,3 V arba mažesnė). Esant didesnėms atgalinėms įtampoms, nuskurdintajame sluoksnyje pradeda pasireikšti krūvininkų koncentracijos „įsisotinimo“ reiškinys, kurio esmė yra ta, kad egzistuoja tam tikra ribinė mažiausia krūvininkų koncentracijos vertė, žemiau kurios ji negali nukristi. Taip yra todėl, kad krūvininkų kryptingo judėjimo greitis negali viršyti šiluminio judėjimo greičio (žr. 2.1 poskyrio pabaigą). Kadangi, esant atgalinei įtampai, nuskurdintojo sluoksnio viduje vyrauja dreifo srovė (difuzinės srovės vaidmuo yra mažesnis), o dreifo srovės tankis yra proporcingas krūvininkų kryptingo judėjimo greičio ir krūvininkų koncentracijos sandaugai ($j_n = evn$), tai, norint palaikyti duotąją srovę, krūvininkų koncentracija negali būti mažesnė už tam tikrą ribinę vertę, kuri atitinka didžiausią įmanomą dreifo greičio vertę, t. y. šiluminį greitį. Todėl, esant atgalinei įtampai, tam tikroje nuskurdintojo sluoksnio dalyje (kur elektrinio lauko stipris yra didžiausias) krūvininkų koncentracija yra beveik pastovi. Pagal (2.3.6a,b) šis koncentracijos pastovumas reiškia, kad Fermio kvazilygmenys turi būti beveik lygiagretūs juostų kraštams. Kadangi nuskurdintajame sluoksnyje juostų kraštai priklauso nuo koordinatės, tai ir Fermio kvazilygmenys turi priklausyti nuo koordinatės. Tai yra akivaizdu 5c pav.: nuskurdintojo sluoksnio viduryje elektronų ir skylių Fermio kvazilygmenys tampa beveik lygiagretūs juostų kraštams. Dėl šio krūvininkų koncentracijos apribojimo šalutinių krūvininkų koncentracijos santykinis sumažėjimas prie nuskurdintojo sluoksnio kraštų atgalinės įtampos atveju yra daug mažesnis už jos santykinį padidėjimą tiesioginės įtampos atveju. Dėl to ir atstumas, kuriame atstatoma pusiausviroji krūvininkų koncentracija (n_{p0} arba p_{n0}), atgalinės įtampos atveju yra daug mažesnis, negu tiesioginės įtampos atveju. Vadinasi, atgalinės įtampos atveju krūvininkų pasiskirstymo nuokrypis

nuo pusiausvirojo pasiskirstymo pasireiškia žymiai siauresnėje srityje prie nuskurdintojo sluoksnio, negu tiesioginės įtampos atveju.

Kaip matome, Fermio kvazilygmenų atvaizdavimas energijos juostų diagramose leidžia vizualiai nustatyti, kaip nuo koordinatės priklauso elektronų ir skylių koncentracijos: Fermio kvazilygmens ir atitinkamos juostos krašto skirtumo modulis yra proporcingas atitinkamų krūvininkų koncentracijos logaritmui su minuso ženklu: kuo tas energijų intervalas yra mažesnis, tuo atitinkamų krūvininkų koncentracija yra didesnė. To energijų intervalo *tiesinis didėjimas* reiškia atitinkamų krūvininkų koncentracijos *eksponentinį mažėjimą*. Be to, elektronų ir skylių srovių tankius galima išreikšti atitinkamų Fermio kvazilygmenų gradientais. Tuo tikslu reikia pasinaudoti laboratorinio darbo Nr. 2 aprašo (2.3.7a,b) formulėmis, kuriose Fermio lygmuo F yra pakeistas Fermio kvazilygmeniu F_n arba F_p :

$$j_n = n\mu_n \frac{dF_n}{dx}, \quad (2.3.12a)$$

$$j_p = p\mu_p \frac{dF_p}{dx}. \quad (2.3.12b)$$

Remiantis šiomis formulėmis, galima būtų padaryti klaidingą išvadą, kad neutraliose srityse pagrindinių krūvininkų srovė yra lygi nuliui: juk anksčiau buvo teigiama, kad pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmuo neutraliose srityse nepriklauso nuo koordinatės. T. y. neutraliojoje n srityje $dF_n / dx \equiv 0$, o neutraliojoje p srityje $dF_p / dx \equiv 0$ (t. p. žr. 5b,c pav.). Įrašę šias lygybes į (2.3.12a,b), gautume nulinę srovę. Tačiau minėtasis teiginys apie pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmenų pastovumą yra tik apytikslis: jis tik reiškia, kad jų priklausomybė nuo koordinatės (gradientas) yra daug mažesnė už šalutinių krūvininkų Fermio kvazilygmenų priklausomybę nuo koordinatės, todėl energijos juostų diagramoje pagrindinių krūvininkų Fermio kvazilygmenys gali atrodyti horizontalūs (kaip 5b,c pav.). Tačiau, kadangi pagrindinių krūvininkų koncentracijos yra daug didesnės negu šalutinių, tai, apskaičiavus pagrindinių krūvininkų srovių tankius pagal (2.3.12a,b) formules, gali būti gautos vertės, kurios yra artimos šalutinių krūvininkų srovių tankiams arba netgi didesnės už pastaruosius. Taigi, skaičiuojant pilnutinę srovę duotajame pn diodo taške (pvz., nuskurdintojo sluoksnio krašte), reikia atsižvelgti ir į šalutinių krūvininkų srovę, ir į pagrindinių krūvininkų srovę tame taške. Tačiau tiesioginės įtampos atveju dažnai galima laikyti, kad pagrindinių krūvininkų srovės tankis ant nuskurdintojo sluoksnio krašto yra lygus tos rūšies krūvininkų srovės tankiui ant nuskurdintojo sluoksnio *kito* krašto (ten, kur jie yra šalutiniai krūvininkai), t. y.

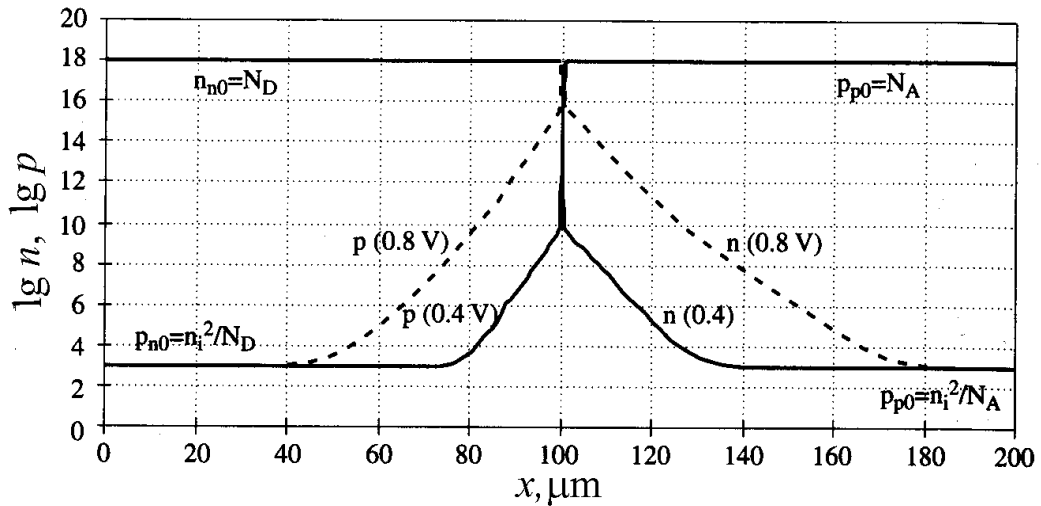
$$j_n(-x_{dn}) = j_n(x_{dp}), \quad (2.3.13a)$$

$$j_p(x_{dp}) = j_p(-x_{dn}). \quad (2.3.13b)$$

Šios lygybės galioja tada, kai nuskurdintajame sluoksnyje krūvininkai neatsiranda ir neišnyksta, t. y., kai nuskurdintame sluoksnyje nėra krūvininkų generacijos ir rekombinacijos. Tada, teoriškai skaičiuojant pilnutinę srovę, pakanka tik suformuluoti modelį, kuris leidžia apskaičiuoti *šalutinių* krūvininkų srovių tankius ant abiejų nuskurdintojo sluoksnio kraštų. Šie skaičiavimai pateikti kitame poskyryje.

2.4. Tiesioginė srovė ilgajame diode

6 pav. parodyta krūvininkų koncentracijų logaritmų priklausomybė nuo koordinatės simetriškai legiruotame diode esant tiesioginei įtampai (šie rezultatai gauti skaitmeninio modeliavimo būdu). Nuskurdintojo sluoksnio storis yra daug mažesnis už $1 \mu m$, todėl šiame mastelyje jo nesimato (viso diodo ilgis yra $200 \mu m$). Matome, kad, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio (jis yra diodo centre) į abi puses (t. y. į neutraliąsias n ir p sritis) perteklinių krūvininkų (t. y. elektronų diodo dešiniojoje pusėje ir skylių kairiojoje pusėje) koncentracija mažėja eksponentiškai (kadangi ordinačių ašies mastelis yra logaritminis, šis mažėjimas atrodo tiesinis). Šis rezultatas atitinka (2.2.10) formulę. Išvedant (2.2.10) lygybę, buvo laikoma, kad elektronų injekcijos plokštuma yra taške $x = 0$. Kadangi elektronų injekcijos plokštuma yra taške $x = x_{dp}$, o skylių injekcijos plokštuma yra taške $x = -x_{dn}$, tai minėtąją formulę reikia modifikuoti šitaip:



6 pav. Krūvininkų koncentracijos pn diode tiesioginės įtampos atveju esant dviem tiesioginės įtampos vėrtėms (0,4 V ir 0,8 V). $N_A = N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, diodo ilgis 200 μm , sandūra yra diodo viduryje, ties $x = 100 \mu\text{m}$.

$$\Delta n(x) = \Delta p(x) = \Delta p(x_{dp}) \exp\left(\frac{x_{dp} - x}{L_n}\right) \quad (x > x_{dp}); \quad (2.4.1a)$$

$$\Delta n(x) = \Delta p(x) = \Delta p(-x_{dn}) \exp\left(\frac{x_{dn} + x}{L_p}\right) \quad (x < -x_{dn}), \quad (2.4.1b)$$

Čia L_n ir L_p yra elektronų ir skylių difuzijos nuotoliai, kurie išreiškiami (2.2.11) ir (2.2.13) lygybėmis.

Perteklinių krūvininkų koncentracijos mažėjimo sparta priklauso ne vien nuo šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolio (L_n p tipo srityje ir L_p n tipo srityje), bet ir nuo n ir p sričių storių. (2.4.1a) ir (2.4.1b) formulės galioja tada, kai šių sričių storiai yra daug didesni už šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolį (kaip 6 pav.). Toks pn diodas vadinamas **ilguoju diodu**. Jeigu n ir p sričių storiai yra daug mažesni už šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolį, diodas vadinamas **trumpuoju diodu**. Ilgojo diodo atveju pertekliniai krūvininkai nepasiekia kontaktų (t.y., puslaidininkio srityje prie kontakto perteklinių krūvininkų koncentracija lygi nuliui, o srovė yra grynai dreifinė), o trumpojo diodo atveju dauguma perteklinių krūvininkų pasiekia kontaktus. Todėl trumpojo diodo teorinėje analizėje reikia atsižvelgti į krūvininkų rekombinacijos ir generacijos ypatybes arti kontaktų. Šiame poskyryje bus aprašytas ilgasis diodas.

Ilgojo diodo atveju kontaktai neturi įtakos perteklinių krūvininkų judėjimui. Ilgajam diodui galioja formulės (2.4.1a,b). Be to, žinome, kad ant nuskurdintojo sluoksnio krašto šalutinių krūvininkų koncentracijas nusako (2.3.9a,b) formulės, o toli nuo nuskurdintojo sluoksnio krašto šios koncentracijos lygios savo pusiausvirosioms vėrtėms n_{p0} ir p_{n0} . Taigi, perteklinių krūvininkų koncentracija ant nuskurdintojo sluoksnio krašto p tipo srityje yra lygi

$$\Delta n(x_{dp}) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - n_{p0} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.4.2)$$

Irašę (2.4.2) į (2.4.1a), gauname

$$\Delta n(x)|_{x > x_{dp}} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_{dp}}{L_n}\right). \quad (2.4.3)$$

Pilnutinė elektronų koncentracija p tipo srityje yra lygi $n_p = n_{p0} + \Delta n$. Vadinasi, elektronų difuzinės srovės tankis yra lygus

$$j_n(x) = eD_n \frac{dn_p}{dx} = eD_n n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \frac{d}{dx} \left[\exp\left(-\frac{x - x_{dp}}{L_n}\right) \right] = -\frac{en_{p0}D_n}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_{dp}}{L_n}\right). \quad (2.4.4)$$

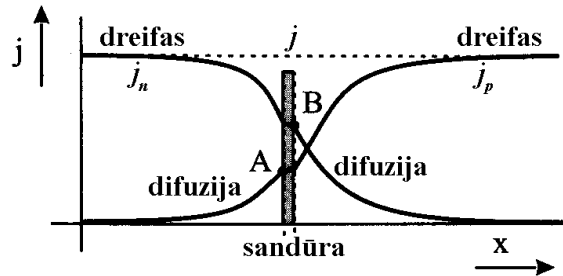
Ši srovė yra neigiama, nes yra laikoma, kad n tipo sritis atitinka mažesnes x vertes, negu p tipo sritis, t.y., elektronai injektuojami x didėjimo kryptimi, o skylės – x mažėjimo kryptimi (kaip 6 pav.). Toliau šio minuso nerašysime. Arti nuskurdintojo sluoksnio krašto p tipo srityje elektronų difuzinė srovė yra daug didesnė už elektronų dreifinę srovę, nes elektrinio lauko stipris neutralioje p tipo srityje yra mažas. Todėl galima laikyti, kad elektronų srovė p tipo srityje yra grynai difuzinė, t.y., (2.4.4) reiškinys nusako pilnutinį elektronų srovės tankį p tipo srityje.

Pilnutinį srovės tankį galima apskaičiuoti, sudėjus elektronų ir skylių srovių tankius bet kuriame taške. Šis taškas gali būti pasirinktas bet kur, nes stacionarioje būsenoje pilnutinis srovės tankis yra vienodas visuose taškuose. Tačiau akivaizdu, kad elektronų ir skylių srovių tankiai nėra vienodi visuose taškuose. Pvz., elektronų srovės tankis mažėja, tostant nuo nuskurdintojo sluoksnio krašto (žr. (2.4.4) formulę ir 7 pav.). Taip yra dėl perteklinių krūvininkų rekombinacijos. Tačiau pilnutinis srovės tankis visuose taškuose lieka vienodas, nes, mažėjant elektronų difuzinei srovei, auga skylių dreifinė srovė (žr. 7 pav.). Rasime elektronų ir skylių srovių tankius nuskurdintojo sluoksnio krašte $x = x_{dp}$. Elektronų srovės tankį j_n šiame taške nusako (2.4.4) reiškinys su $x = x_{dp}$:

$$j_n(x_{dp}) = \frac{en_{p0}D_n}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] = e \frac{n_i^2}{N_A} \frac{D_n}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.4.5a)$$

(užrašant paskutiniąją lygybę, pasinaudota sąryšiu $n_{p0} = n_i^2/N_A$, kur n_i yra elektronų koncentracija grynajame silicije). Skylių srovės tankį taške $x = x_{dp}$ galima apskaičiuoti tokiu būdu. Tarkime, kad nuskurdintame sluoksnyje krūvininkai neatsiranda ir neišnyksta, t.y., nuskurdintame sluoksnyje nėra krūvininkų generacijos ir rekombinacijos. Tuomet skylių srovės tankis taške $x = x_{dp}$ (taškas B 2 pav.) yra lygus skylių srovės tankiui taške $x = -x_{dn}$ (taškas A). Kadangi taške $x = -x_{dn}$ skylės yra šalutiniai krūvininkai, kurie injektuoti iš p srities į n sritį, tai tame taške skylių srovės tankis turi būti skaičiuojamas lygiai taip pat, kaip buvo skaičiuojamas elektronų srovės tankis taške $x = x_{dp}$:

$$j_p(-x_{dn}) = eD_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=-x_{dn}} = \frac{ep_{n0}D_p}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] = e \frac{n_i^2}{N_D} \frac{D_p}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.4.5b)$$



7 pav. Elektronų ir skylių srovių tankiai pn diode, prie kurio prijungta tiesioginė įtampa

Pilnutinis srovės tankis j lygus pastarųjų dviejų reiškinų sumai:

$$j = j_n(x_{dp}) + j_p(-x_{dn}) = e \left(\frac{n_{p0}D_n}{L_n} + \frac{p_{n0}D_p}{L_p} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] = en_i^2 \left(\frac{1}{N_A} \frac{D_n}{L_n} + \frac{1}{N_D} \frac{D_p}{L_p} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.4.6)$$

Daugiklius D_n/L_n ir D_p/L_p galima užrašyti keliais būdais, pasinaudojus difuzijos nuotolio apibrėžtimi (2.2.11), (2.2.13):

$$\frac{D_c}{L_c} = \frac{L_c}{\tau_c} = \sqrt{\frac{D_c}{\tau_c}} \quad (c = "n" \text{ arba } "p"). \quad (2.4.7)$$

(2.4.6) formulėje matyti, kad srovę lemia bazės šalutiniai krūvininkai, t.y., didesnioji iš dviejų koncentracijų $n_{p0} = n_i^2/N_A$ ir $p_{n0} = n_i^2/N_D$. Taigi, norint padidinti pn diodo srovę, reikia *mažinti* bazės legiravimą. Šis rezultatas tampa suprantamas, turint omenyje, kad srovę lemia emiterio pagrindinių krūvininkų injekcija į bazę, ir prisiminus kontaktinio potencialų skirtumo V_D išraišką (žr. darbo Nr. 2 formulę (2.5.2)):

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}. \quad (2.4.8)$$

Keičiant bazės legiravimą ir nekeičiant emiterio legiravimo, potencialo barjero aukštis eV_D kinta (tiksliau, mažėja, jeigu bazės legiravimo laipsnis yra mažinamas, ir didėja, jeigu bazės legiravimo laipsnis yra didinamas). Tačiau pagrindinių krūvininkų energinis pasiskirstymas emityje nesikeičia (nes jį lemia tik emiterio, o ne bazės savybės). Todėl emiterio pagrindinių krūvininkų, kurių kinetinė energija didesnė už potencialo barjero aukštį, skaičius stipriai priklauso nuo bazės legiravimo laipsnio (tiksliau, tas skaičius didėja, jei bazės legiravimo laipsnis yra mažinamas, ir atvirkščiai). Taigi, srovė taip pat stipriai priklauso nuo bazės legiravimo laipsnio. Tačiau, keičiant emiterio legiravimą ir nekeičiant bazės legiravimo, vienu metu keičiami ir barjero aukštis (nes emiterio legiravimo laipsnis įeina į V_D išraišką (2.4.8)), ir emiterio pagrindinių krūvininkų energinis pasiskirstymas. Šie du pokyčiai „kompensuoja“ vienas kitą taip, kad srovė beveik nepasikeičia. Pvz., padidinus emiterio legiravimo laipsnį, potencialo barjero aukštis eV_D padidėja, tačiau emiterio pagrindinių krūvininkų koncentracija taip pat padidėja ir pastarasis padidėjimas yra toks, kad galinčių įveikti potencialo barjerą pagrindinių krūvininkų skaičius emityje nepakinta ir srovė taip pat nepakinta.

Norint rasti diodu tekančios srovės stiprį I , reikia (2.4.6) reiškinį padauginti iš diodo skerspjūvio ploto S :

$$I = Sj = S(j_n + j_p) = Sen_i^2 \left(\frac{1}{N_A} \frac{D_n}{L_n} + \frac{1}{N_D} \frac{D_p}{L_p} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.4.9)$$

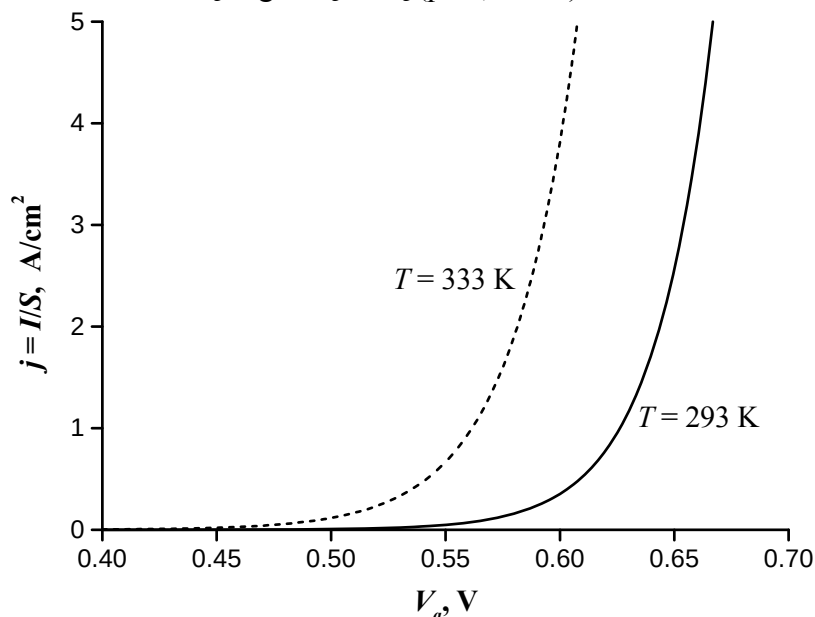
Ši formulė nusako diodo srovės stiprio priklausomybę nuo išorinės įtampos, t.y., diodo **voltamperinę charakteristiką**. Ši formulė galioja ir atgalinės įtampos atveju, t.y., kai $V_a < 0$.

(2.4.9) formulėje matyti, kad diodo srovės stipris priklauso dar ir nuo temperatūros. Ši priklausomybė atsiranda dėl reiškinio laužtiniuose skliaustuose priklausomybės nuo temperatūros (šis reiškinys mažėja, kylant temperatūrai) ir dėl elektronų koncentracijos gryname silicyje n_i priklausomybės nuo temperatūros:

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(\frac{E_v - E_c}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.4.10)$$

(šis reiškinys didėja, kylant temperatūrai). Čia E_g yra silicio draustinės juostos plotis (silicio atveju $E_g = 1.1$ eV), o N_c ir N_v yra laidumo ir valentinės juostų efektiniai būsenų tankiai. Kadangi praktikoje dažniausiai $eV_a < E_g$, tai reiškinio $\exp(-E_g/kT)$ priklausomybė nuo temperatūros yra stipresnė, negu reiškinio $\exp(eV_a/kT)$, t.y., srovės stipris I didėja, kylant temperatūrai.

Tipiško silicio pn diodo voltamperinė charakteristika pavaizduota 8 pav. Ištinė linija atitinka $T = 293$ K (20°C), o punktyrinė atitinka $T = 333$ K (60°C). Kaip matyti šiame grafike, dėl eksponentinės priklausomybės nuo įtampos pn diodo srovę galima laikyti praktiškai lygia nuliui, kai įtampa tampa mažesnė už tam tikrą teigiamą vertę (pvz., 0.5 V).



8 pav. Tipiško silicio pn diodo teorinė voltamperinė charakteristika

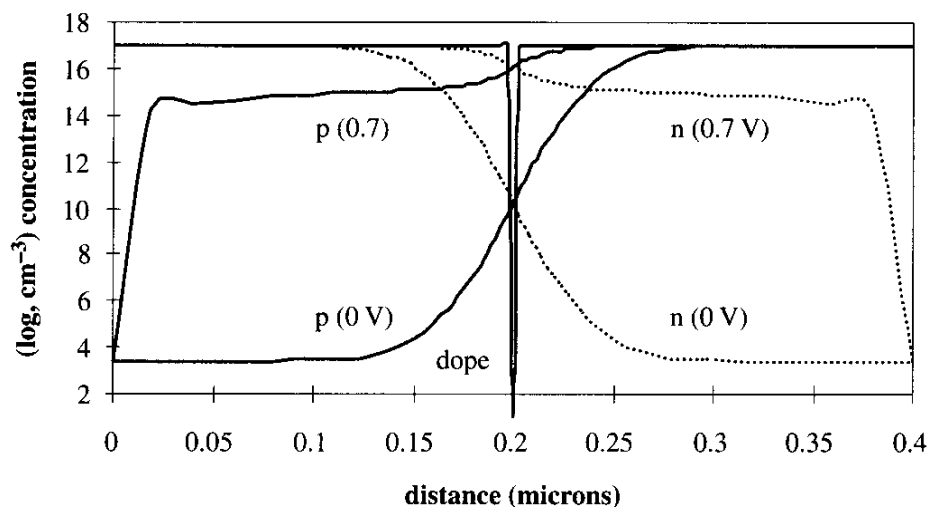
2.5. Tiesioginė srovė trumpajame diode

Praeitame poskyryje buvo aprašytas diodas, kurio ilgis yra daug didesnis už krūvininkų difuzijos nuotolius. Šiuolaikinėse integrinėse grandinėse taip niekada nebūna: krūvininkų difuzijos nuotolis yra mikronų arba dešimčių mikronų eilės, o puslaidininkinių struktūrų matmenys yra dešimtųjų mikrono dalių eilės. Todėl difuzijos srovių neutraliose srityse analizė turi būti modifikuota, lyginant su ilguoju diodu. Kadangi trumpajame diode pertekliniai krūvininkai prie nuskurdintojo sluoksnio kraštų neturi pakankamai “erdvės” rekombinacijai, srovės stipris priklauso nuo atstumo iki artimiausiojo kontakto ir nuo rekombinacijos sąlygų prie to kontakto.

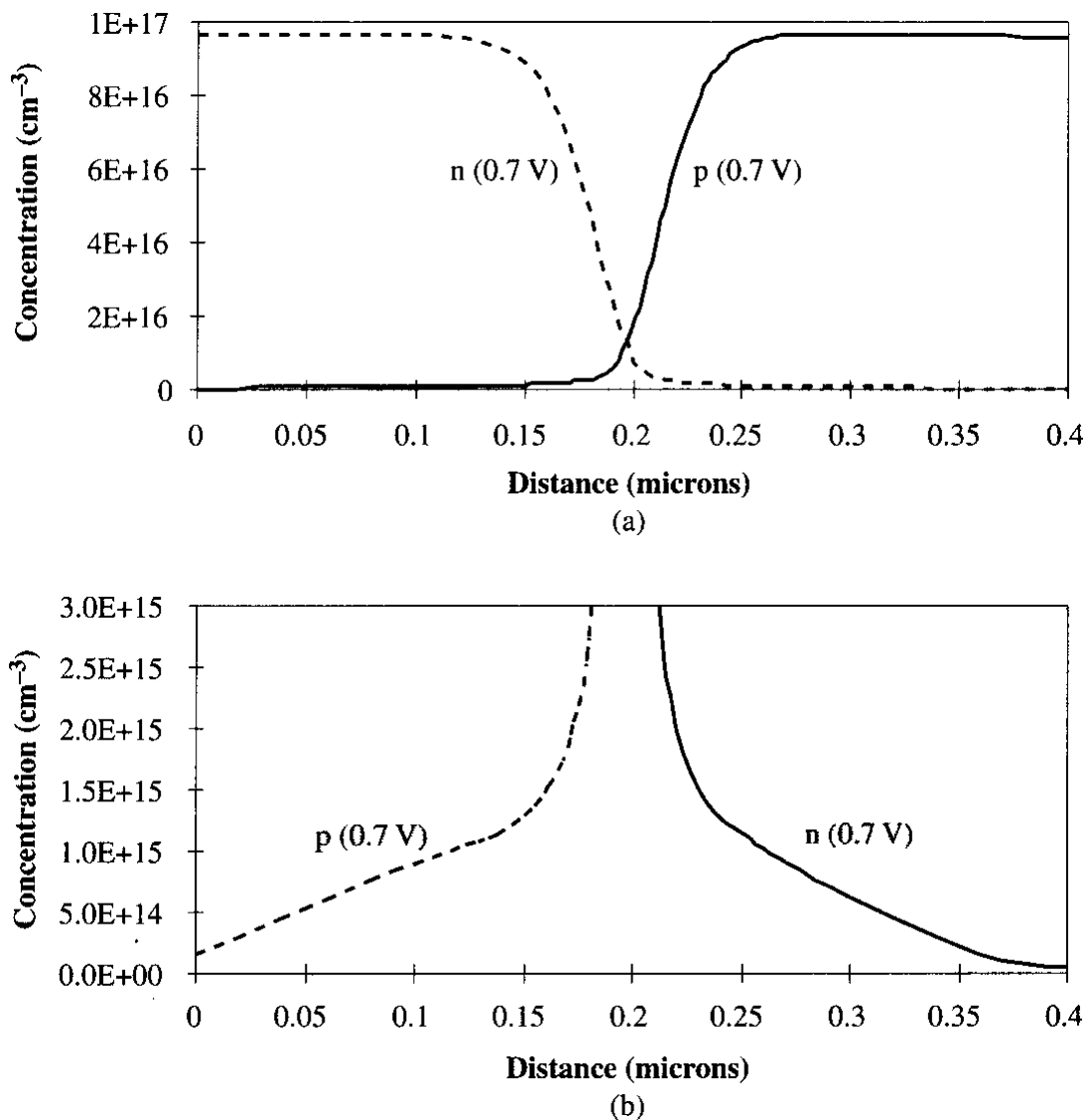
9 pav. pavaizduotos krūvininkų koncentracijų dešimtainių logaritmų priklausomybės nuo koordinatės simetriškai legiruotame diode, Šios kreivės gautos, naudojant modeliavimo programą **MicroTec**. Kreivė su aštriu minimumu centre nusako priemaišinių atomų koncentracijos logaritmą (akceptorių koncentracija nurodoma su minuso ženklu, todėl priemaišinių atomų koncentracija pereina per nulį taške $x = 0.2 \mu\text{m}$ – iš čia atsiranda minimumas).

Skirtingai negu 6 pav., kuriame nuskurdinimo srities nesimatė dėl jos mažo storio, lyginant su viso diodo ilgiu, 9 pav. aiškiai galima išskirti nuskurdintąjį sluoksnį: tai yra sritis, kurioje pagrindinių krūvininkų koncentracija yra daug mažesnė už priemaišinių atomų koncentraciją. Šios srities plotis, esant 0 V išorinei įtampai, yra maždaug $0.1 \mu\text{m}$ (nuo $x = 0.15 \mu\text{m}$ iki $x = 0.25 \mu\text{m}$).

Pažiūrėjus į krūvininkų koncentraciją, esant 0.7 V tiesioginei įtampai, aiškiai matyti, kad ant nuskurdintojo sluoksnio kraštų šalutinių krūvininkų koncentracija yra daug didesnė, negu termodinaminėje pusiausvyroje. Nesunku įsitikinti, kad šis padidėjimas atitinka (2.3.9a,b) formules. Taigi, šiuo požiūriu trumpasis diodas nesiskiria nuo ilgojo (6 pav.). Pagrindinis skirtumas tarp ilgojo ir trumpojo diodo tampa akivaizdus, palyginus perteklinių krūvininkų koncentracijos mažėjimą, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio: 6 pav. krūvininkų koncentracijos logaritmas mažėjo beveik tiesiškai (t.y., krūvininkų koncentracija mažėjo eksponentiškai), o 9 pav. perteklinių krūvininkų koncentracijos logaritmas mažėja aiškiai netiesiškai: iš pradžių perteklinių krūvininkų koncentracijos logaritmas yra beveik pastovus, o prie kontakto staigiai nukrenta iki nulio. Taigi, trumpajame diode perteklinių krūvininkų koncentracijos mažėjimas, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio, nėra eksponentinis. 10 pav. pavaizduotos tos pačios krūvininkų koncentracijos, tačiau šį kartą tiesiniame mastelyje. 10a pav. šalutinių krūvininkų koncentracijų nesimato, tačiau 10b pav., kuriame ordinačių ašies mastelis yra šiek tiek stambesnis, matyti, kad perteklinių krūvininkų koncentracijos mažėjimas, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio kraštų, yra beveik tiesinis. Taip yra todėl, kad ant kontakto krūvininkų rekombinacijos ir generacijos sparta yra daug didesnė, negu tūryje. Tai reiškia, kad krūvininkų gyvavimo trukmė prie kontakto yra daug mažesnė, negu tūryje.



9 pav. Krūvininkų koncentracijų dešimtainių logaritmų priklausomybės nuo koordinatės simetriškai legiruotame trumpajame diode, esant 0 V ir 0.7 V tiesioginei įtampai. Diodo ilgis yra $0.4 \mu\text{m}$, o priemaišų koncentracija yra 10^{17}cm^{-3} .



10 pav. Krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo koordinatės simetriškai legiruotame trumpajame diode, esant 0.7 V tiesioginei įtampai, naudojant skirtingą ordinačių ašies mastelį.

T. y. pertekliniai krūvininkai, nudifundavę iki omino kontakto, praktiškai akimirksniu rekombinuoja, todėl perteklinių krūvininkų koncentracija ant kontakto visada lygi nuliui. Vadinas, trumpojo diodo atveju, sprendžiant elektronų difuzijos lygtį (2.2.7), vietoj kraštinės sąlygos $\Delta n(+\infty) = 0$ reikia naudoti kraštinę sąlygą, kuri reikalauja, kad perteklinių krūvininkų koncentracija ant p sritys omino kontakto būtų lygi nuliui:

$$\Delta n(x_{dp} + w_p) = 0; \quad (2.5.1)$$

Atsižvelgus į trumpojo diodo sąlygą

$$w_p \ll L_n, \quad (2.5.2)$$

(2.2.7) lygties bendrojo sprendinio išraiškoje (2.2.8) eksponentines funkcijas galima pakeisti tiesinėmis funkcijomis (nes $e^x \approx 1 + x$, jeigu $|x| \ll 1$):

$$\Delta n(x) \approx A \cdot \left(1 - \frac{x - x_{dp}}{L_n}\right) + B \cdot \left(1 + \frac{x - x_{dp}}{L_n}\right). \quad (2.5.3)$$

Iš čia aišku, kodėl 10b pav. perteklinių krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo koordinatės atrodo tiesinė: iš tikrųjų ji yra eksponentinė, tačiau atstumuose x , kurie daug mažesni už L_n , eksponentinę funkciją $\exp(\pm x/L_n)$ galime aproksimuoti tiesės $1 \pm (x/L_n)$. Ant nuskurdintojo sluoksnio krašto $x = x_{dp}$ iš (2.5.3) gauname

$$\Delta n(x_{dp}) = A + B. \quad (2.5.4a)$$

Ant omino kontakto $x = x_{dp} + w_p$

$$\Delta n(x_{dp} + w_p) \approx A \cdot \left(1 - \frac{w_p}{L_n}\right) + B \cdot \left(1 + \frac{w_p}{L_n}\right). \quad (2.5.4b)$$

Pagal (2.5.1) pastarasis reiškinytis turi būti lygus nuliui. Išsprendus šią dviejų tiesinių lygčių sistemą, gaunamos tokios koeficientų A ir B išraiškos:

$$A = \frac{1}{2} \Delta n(x_{dp}) \cdot \left(1 + \frac{L_n}{w_p}\right), \quad (2.5.5a)$$

$$B = \frac{1}{2} \Delta n(x_{dp}) \cdot \left(1 - \frac{L_n}{w_p}\right). \quad (2.5.5b)$$

Kadangi šalutinių krūvininkų srovė neutraliose srityse yra grynai difuzinė, tai elektronų srovės tankis taške $x = x_{dp}$ yra

$$j_n(x_{dp}) = eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=x_{dp}}. \quad (2.5.6)$$

Pagal (2.5.3),

$$\frac{dn}{dx} = \frac{B - A}{L_n}. \quad (2.5.7)$$

Irašę (2.5.7) į (2.5.6) ir pasinaudoję koeficientų A ir B išraiškomis (2.5.5a,b), gauname

$$j_n(x_{dp}) = -eD_n \frac{\Delta n(x_{dp})}{w_p}. \quad (2.5.8)$$

Elektronų koncentracija taške $x = x_{dp}$ nusakoma (2.3.9a) formule. $\Delta n(x_{dp})$ yra reiškinio (2.3.9a) ir pusiausvirosios elektronų koncentracijos p tipo srityje n_{p0} skirtumas. Vadinasi, elektronų srovės tankis ant nuskurdintojo sluoksnio krašto p srityje lygus

$$j_n(x_{dp}) = \frac{en_{p0}D_n}{w_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] = e \frac{n_i^2}{N_A} \frac{D_n}{w_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.5.9a)$$

Skylių srovės tankis taške $x = -x_{dn}$ nusakomas analogiška formule:

$$j_p(-x_{dn}) = \frac{ep_{n0}D_p}{w_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] = e \frac{n_i^2}{N_D} \frac{D_p}{w_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.5.9b)$$

(2.5.9a,b) formulės ir atitinkamos formulės ilgajam diodui (2.4.5a,b) skiriasi tik tuo, kad (2.5.9a) formulėje vietoj elektronų difuzijos nuotolio L_n yra p srities storis w_p , o (2.5.9b) formulėje vietoj skylių difuzijos nuotolio L_p yra n srities storis w_n . Kaip ir ilgojo diodo atveju, pilnutinis srovės tankis yra lygus srovių $j_n(x_{dp})$ ir $j_p(-x_{dn})$ sumai. Kadangi praktikoje n ir p sričių legiravimas dažniausiai labai skiriasi, tai pakanka atsižvelgti tik į bazės šalutinių krūvininkų srovę, kuri yra daug didesnė už emiterio šalutinių krūvininkų srovę. Vadinasi, trumpojo diodo srovės stipris yra didesnis už ilgojo diodo srovės stiprį daugiklio L_{sal}/w_b ; čia L_{sal} yra šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis bazėje, o w_b yra bazės storis. Tačiau voltamperinės charakteristikos forma yra tokia pati, kaip ir ilgojo diodo atveju. Šiuos rezultatus nesunku paaiškinti fizikiniu požiūriu. Šalutinių krūvininkų difuzinės srovės stipris yra proporcingas jų koncentracijos gradientui, t.y., jų koncentracijos mažėjimo spartai, tolstant nuo nuskurdintojo sluoksnio. Šalutinių krūvininkų koncentracijos gradientas yra atvirkščiai proporcingas vidutiniam atstumui, kurį nueina injektuotas šalutinis krūvininkas iki rekombinacijos. Ilgajame diode šis atstumas yra difuzijos nuotolis. Trumpajame diode šis atstumas – tai atstumas nuo nuskurdintojo sluoksnio iki kontakto. Abiem atvejais srovės išraiška yra vienoda, nes abu šie atstumai reiškia tą patį fizikinį dydį (vidutinį kelią iki rekombinacijos).

2.6. Nuskurdintojo sluoksnio storio ir maksimalaus elektrinio lauko stiprio priklausomybė nuo išorinės įtampos

11 pav. pavaizduoti erdvinio krūvio absoliutinės vertės (a) ir elektrinio lauko stiprio (b) pasiskirstymai diode, esant nulinei išorinei įtampai ir esant 0.7 V tiesioginei įtampai. Akivaizdu, kad diodo nuskurdintojo sluoksnio storis (w) ir didžiausias elektrinio lauko stipris ($\mathcal{E}_{\max}$) priklauso nuo išorinės įtampos. Ši priklausomybė nuo išorinės įtampos gaunama iš darbo Nr. 2 formulių (2.6.10) ir (2.6.11), pakeitus jose dydį V_D dydžiu $V_D - V_a$:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_D + N_A)}{eN_DN_A}(V_D - V_a)}. \quad (2.6.1)$$

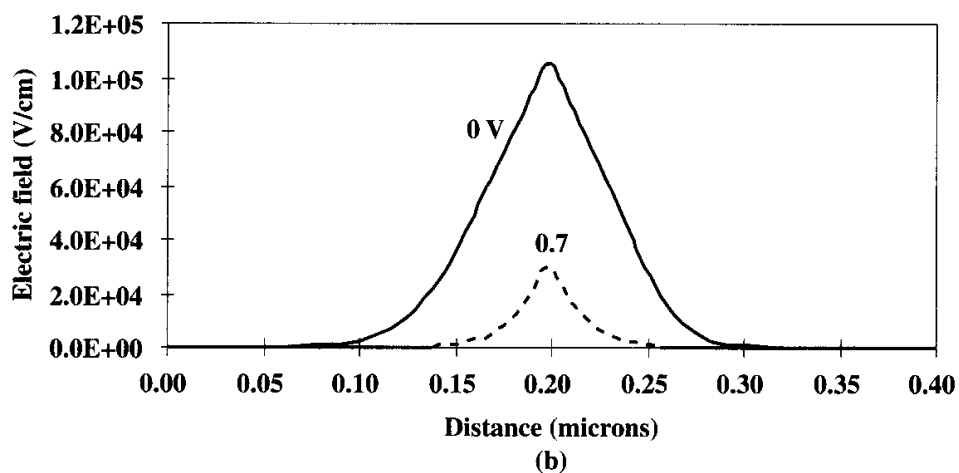
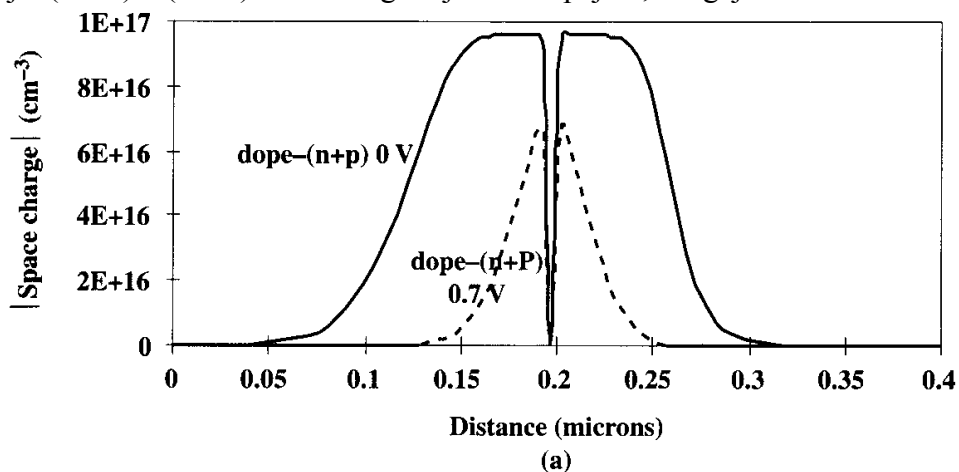
$$\mathcal{E}_{\max} = \frac{eN_DN_A}{\varepsilon_0\varepsilon(N_D + N_A)}w = \sqrt{\frac{2eN_DN_A}{\varepsilon_0\varepsilon(N_D + N_A)}(V_D - V_a)}. \quad (2.6.2)$$

Asimetrinio legiravimo atveju (kai $N_D \gg N_A$ arba $N_A \gg N_D$) gauname

$$w \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_B}(V_D - V_a)}, \quad (2.6.3)$$

$$\mathcal{E}_{\max} \approx \frac{eN_B}{\varepsilon_0\varepsilon}w \approx \sqrt{\frac{2eN_B}{\varepsilon_0\varepsilon}(V_D - V_a)}; \quad (2.6.4)$$

čia N_B yra priemaišų koncentracija bazėje. Šios formulės galioja ir atgalinės įtampos atveju (kai $V_a < 0$). Taigi, jeigu prie diodo prijungta tiesioginė įtampa, nuskurdintojo sluoksnio storis sumažėja, o laukas jame susilpnėja. Atgalinės įtampos atveju nuskurdintojo sluoksnio storis padidėja, o laukas jame sustiprėja. (2.6.1) – (2.6.4) formulės galioja ir trumpajam, ir ilgajam diodui.



11 pav. Erdvinio krūvio absoliutinės vertės (a) ir elektrinio lauko stiprio (b) pasiskirstymas pn diode, esant 0 V ir 0.7 V tiesioginei įtampai.

2.7. Fermio potencialai

Programa **MicroTec 3** vietoj Fermio energijos atvaizduoja dydį, kuris priešingas Fermio energijos ir elementariojo krūvio e santykiui, t.y., **Fermio potencialą**. Taigi, du Fermio kvazilygmenis atitinka du Fermio potencialai:

$$\varphi_{Fn} = -\frac{F_n}{e}, \quad \varphi_{Fp} = -\frac{F_p}{e}. \quad (2.7.1)$$

Galimybė pakeisti visas energijas potencialais išplaukia iš darbo Nr. 2 formulių (2.3.1a,b), kurios galioja ne vien juostų kraštams, bet ir visiems kitiems energijos lygmenims. Sprendžiant praktinius uždavinius, kuriuose dažniau tenka operuoti potencialais, o ne energijomis, toks pakeitimas šiek tiek palengvina analizę. "Tikrąjį" elektrostatinį potencialą φ taip pat galima apibrėžti reiškiniu, kuris analogiškas (2.7.1), tačiau skaitiklyje reikia naudoti kurį nors energijos lygmenį. Programoje **MicroTec** šio energijos lygmens vaidmenį atlieka draustinės juostos vidurys F_i :

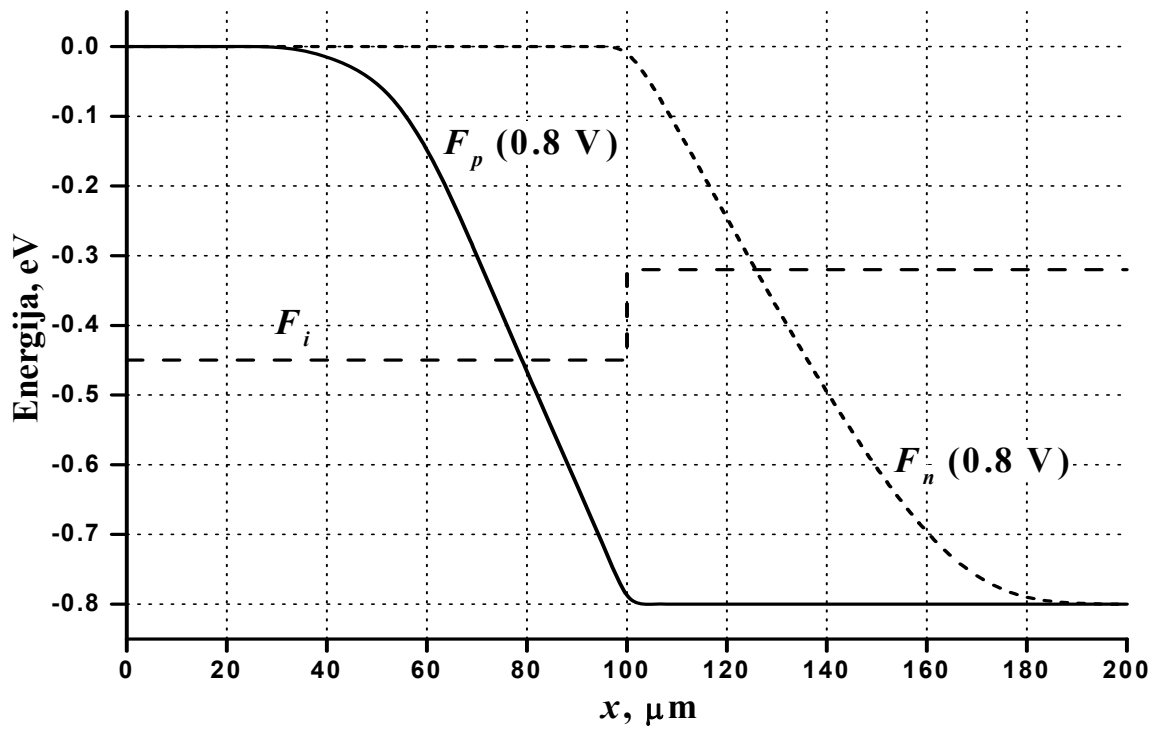
$$\varphi = -\frac{F_i}{e}. \quad (2.7.2)$$

Kadangi praktikoje visuomet tenka dirbti su potencialų arba energijų *skirtumais* (pokyčiais), tai potencialo arba energijos atskaitos lygmuo gali būti bet koks: galutiniai rezultatai nuo to nepriklausys. Programa **MicroTec** visas energijas atskaito nuo Fermio lygmens termodinaminėje pusiausvyroje F_0 . Taigi, (2.7.1) ir (2.7.2) formules galima patikslinti šitaip:

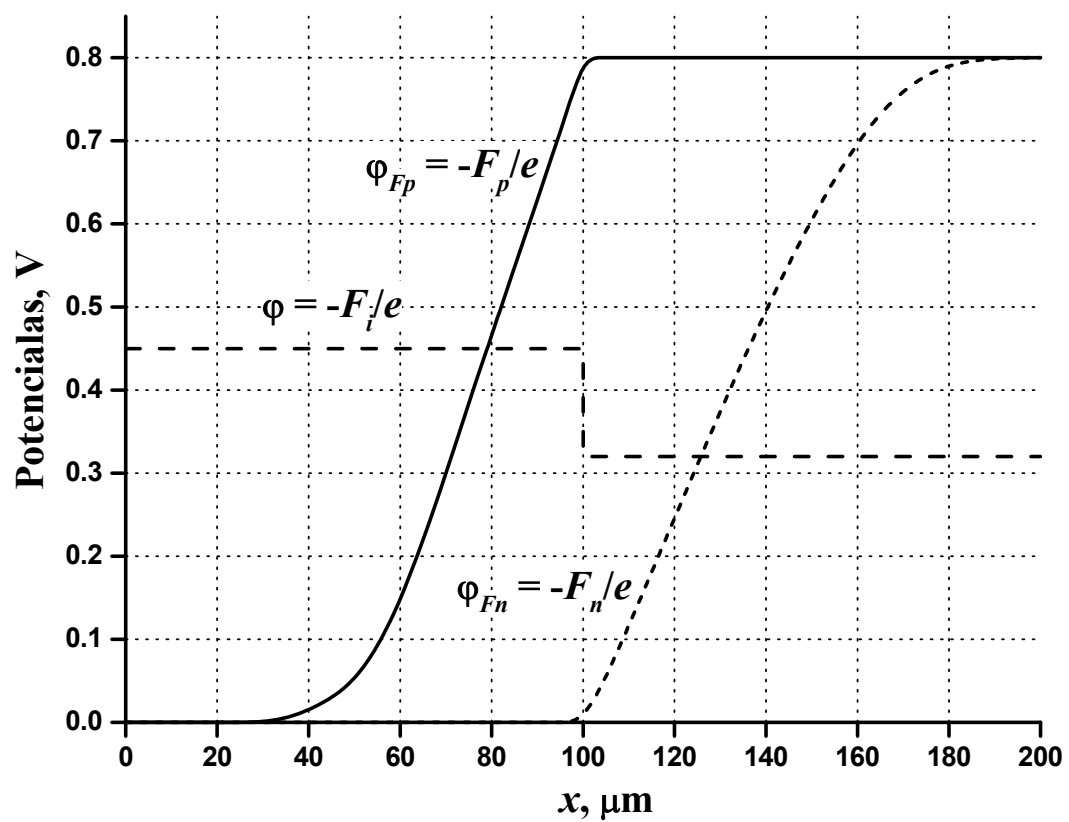
$$\varphi = \frac{F_0 - F_i}{e}, \quad \varphi_{Fn} = \frac{F_0 - F_n}{e}, \quad \varphi_{Fp} = \frac{F_0 - F_p}{e}. \quad (2.7.3)$$

13 pav. yra pavaizduoti šitaip apskaičiuoti elektrostatinis potencialas ir elektronų bei skylių Fermio potencialai, kurie atitinka 12 pav. sąlygas.

Programa **MicroTec 4** atvaizduoja Fermio kvazilygmenis (o ne Fermio potencialus).



12 pav. Fermio kvazilygmenys simetriškai legiruotame pn diode, prie kurio prijungta 0.8V tiesioginė įtampa. n sritis yra intervale $x < 100 \mu\text{m}$, o p sritis – intervale $x > 100 \mu\text{m}$.



13 pav. Elektrostatinis potencialas φ ir elektronų bei skylių Fermio potencialai φ_{Fn} ir φ_{Fp} simetriškai legiruotame pn diode, prie kurio prijungta 0.8V tiesioginė įtampa (sąlygos tos pačios, kaip 12 pav.).

3. Nelyginių variantų atlikimo metodika

1. Programos **MicroTec** lange „Select Project“ pasirenkamas projektas „2.4 (long diode)“. Po to atidaromas langas „Project Settings“, kuriame užduodamos parametrų vertės. Projekto parametrai sugrupuoti į direktyvas. Kiekviena direktyva atitinka giminingų parametrų grupę. Norint pakeisti parametro vertę, reikia du kartus spragtelėti ant jos. Norint įterpti direktyvą, reikia kairiuoju mygtuku spragtelėti ant projekto pavadinimo (jis nurodytas pirmojoje eilutėje), po to spragtelėti dešiniuoju mygtuku ir pasirinkti "Add Directive", o po to pasirinkti reikalingą direktyvą. Parametrai įterpiami analogiškai, tačiau spragtelėti reikia ne ant projekto pavadinimo, o ant parametrų grupės (direktyvos) pavadinimo. Norint pašalinti direktyvą arba parametą, reikia spragtelėti dešiniuoju pelės mygtuku ant direktyvos arba parametro pavadinimo ir pasirinkti „Delete“. Kiekvieno projekto skaičiavimo rezultatai įrašomi į failą, kurio vardo plėtinys yra „3D“ arba „2D“ (atliekant kai kuriuos projektus, sukuriama ir „3D“, ir „2D“ failas). Rezultatų failų vardai būna nurodyti lango „Project Settings“ pirmoje eilutėje, šalia projekto pavadinimo. Tie failai būna tame pačiame kataloge, kuriame įdiegta programa **MicroTec**.

Dėmesio! Kartais dėl netinkamų parametrų verčių arba dėl modeliavimo programos klaidų rezultatų failai nėra sukuriami. Tada, jeigu su tuo kompiuteriu anksčiau jau buvo atliekamas tas projektas, programos **MicroTec** kataloge išliks nepakitę senieji rezultatų failai, kurie gali atitikti visiškai kitokias parametrų vertes. Todėl, siekiant išvengti nesusipratimų, prieš pradedant skaičiavimus patartina ištrinti senuosius rezultatų failus.

2. Parametrų grupė „Basic/Mesh“ apibrėžia visos struktūros matmenis bei koordinatinį tinklą. Šioje parametrų grupėje užduodami šie parametrai:

Pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Number of X-nodes	Koordinatinio tinklo mazgų skaičius X kryptimi (išilgai padėklo paviršiaus)	4
Number of Y-nodes	Koordinatinio tinklo mazgų skaičius Y kryptimi (gilyn į padėklą)	150
Domain X size (μm)	Struktūros matmenys X kryptimi (struktūros ilgis)	1
Domain Y size (μm)	Struktūros matmenys Y kryptimi (struktūros gylis)	200
Domain Z size (μm)	Struktūros matmenys Z kryptimi (struktūros plotis). Nuo šio parametro priklauso dydžiai, kurie proporcingi struktūros plotui. Pvz., srovės stipris proporcingas šio parametro vertei, tačiau srovės tankis nuo jo nepriklauso.	1
Remesh	Šis parametras valdo koordinatinio tinklo tankį X ir Y kryptimis. Galimos vertės yra 0, 1, 2, 3 arba 4. Kai šis parametras lygus 2, tuomet tinklo tankis abiem kryptim priklauso nuo krūvininkų koncentracijų išvestinių tom kryptim: kuo didesnė išvestinė, tuo mažesnis koordinatės kitimo intervalas.	2
First Y mesh step size (μm)	Pirmojo Y ašies diskretizavimo intervalo plotis. Šis parametras naudojamas tik tuomet, kai Remesh=0 (tuomet Y kitimo intervalas eksponentiškai auga, einant gilyn į padėklą).	0.1

3. Parametrų grupė „Electrodes“ apibrėžia elektrodų padėtis ir matmenis. Šioje parametrų grupėje turi būti dvi direktyvos „Ohmic electrode“. Viena iš šių direktyvų atitinka viršutinį elektrodą ($y = 0$), o kita – apatinį ($y = 200 \mu\text{m}$). Kiekvienoje direktyvoje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Electrode location	Elektrodo padėtis. 1 atitinka viršutinį elektrodą, o 2 – apatinį.	1 arba 2
Electrode number	Elektrodo numeris (turi sutapti su „Electrode location“)	1 arba 2
Electrode left edge (μm)	Elektrodo kairiojo krašto X koordinatė	0
Electrode right edge (μm)	Elektrodo dešiniojo krašto X koordinatė	1

4. Parametrų grupė „IV-data/IV-data“ apibrėžia voltamperinės charakteristikos taškus, t.y., įtampas, kurioms esant, reikia apskaičiuoti srovės stiprį. Šioje parametrų grupėje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Number of IV-points to compute	Voltamperinės charakteristikos taškų skaičius. Šiame darbe yra naudojamos 4 įtampos. Tačiau programa atvaizduoja krūvininkų koncentracijas tik paskutiniam voltamperinės charakteristikos taškui. Kadangi šio darbo užduotis reikalauja, kad krūvininkų koncentracijos būtų atvaizduotos kiekvienai įtampai, tai šis parametras turi būti lygus 1.	1

Initial voltage for contact #1	Pirmojo elektrodo pradinis potencialas (V). Pirmasis elektrodas yra prijungtas prie n tipo srities. Laikome, kad jis yra įžemintas, t.y., jo potencialas lygus nuliui.	0
Initial voltage for contact #2	Antrojo elektrodo pradinis potencialas (V). Antrasis elektrodas prijungtas prie p tipo srities. Skaičiavimus reikia atlikti 4 kartus, naudojant 4 skirtingas šio parametro vertes: 0.2, 0.4, 0.6 ir 0.8.	0.2 ÷ ÷ 0.8

Kai voltamperinės charakteristikos taškų skaičius lygus 1, kiti du šios grupės parametrai ("Ramped contact number" ir "Voltage step size") neturi jokios įtakos skaičiavimo rezultatams.

5. Kadangi šiame darbe tirama tolygiai legiruotoji pn sandūra, kurios neįmanoma gauti difuzijos bei jonų implantacijos metodais, tai panaudojama programos **MicroTec** (tiksliau, jos komponentės **SemSim**) galimybė dirbti su vartotojo apibrėžtomis tolygaus legiravimo sritimis. Tolygaus legiravimo sričių padėtis, matmenis ir legiravimo laipsnius apibrėžia direktyvos „Analytical doping data“. Šiuo atveju reikalingos dvi tokios direktyvos: viena atitinka *n* tipo sritį, o kita – *p* tipo sritį. Kiekvienoje direktyvoje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Left edge of the well (μm)	Srities kairiojo krašto <i>X</i> koordinatė	0
Right edge of the well (μm)	Srities dešiniojo krašto <i>X</i> koordinatė	1
Top edge of the well (μm)	Srities viršutinio krašto <i>Y</i> koordinatė (<i>n</i> tipo sričiai – 0, o <i>p</i> tipo sričiai – 100)	0 arba 100
Bottom edge of the well (μm)	Srities apatinio krašto <i>Y</i> koordinatė (<i>n</i> tipo sričiai – 100, o <i>p</i> tipo sričiai – 200)	100 arba 200
Doping concentration (cm ⁻³)	Priemaišinių atomų koncentracija. Šis parametras priklauso nuo varianto (žr. darbo užduotis). <i>n</i> tipo sričiai šis parametras turi būti lygus N_D , o <i>p</i> tipo sričiai – $-N_A$. Ženklas prieš priemaišų koncentracijos vertę nusako priemaišų tipą: pliusas atitinka donorus, o minusas – akceptorius (t.y., šis ženklas nusako priemaišos jono elektrinio krūvio ženklą).	N_D arba $-N_A$
<i>X</i> -characteristic length (μm)	Būdingasis atstumas, kuris nusako priemaišų koncentracijos mažėjimo spartą <i>X</i> kryptimi už srities ribų*	0.05
<i>Y</i> -characteristic length (μm)	Būdingasis atstumas, kuris nusako priemaišų koncentracijos mažėjimo spartą <i>Y</i> kryptimi už srities ribų. Darbo užduotis reikalauja, kad taške $y = 100 \mu\text{m}$ šuoliškai pasikeistų priemaišų koncentracijos. Todėl šis parametras turi būti kuo mažesnis. Vertė $10^{-6} \mu\text{m}$ yra pakankamai maža (užrašas „1e-06“ yra tapatus „ 10^{-6} “).	1e-06

* Laikoma, kad už srities ribų priemaišų koncentracijos mažėjimą *X* kryptimi nusako Gauso funkcija $N_0 \exp(-(x - x_l)^2 / L_x^2)$ (kai $x < x_l$) arba $N_0 \exp(-(x - x_r)^2 / L_x^2)$ (kai $x > x_r$), o *Y* kryptimi – Gauso funkcija $N_0 \exp(-(y - y_t)^2 / L_y^2)$ (kai $y < y_t$) arba $N_0 \exp(-(y - y_b)^2 / L_y^2)$ (kai $y > y_b$); čia x_l , x_r , y_t ir y_b yra srities kraštų koordinatės (pirmieji keturi šios grupės parametrai), N_0 yra priemaišų koncentracija srities viduje (penktasis parametras), o L_x ir L_y yra būdingieji atstumai (šeštasis ir septintasis parametrai).

6. Uždavus visų parametrų vertes, nuspaudžiamas mygtukas „Run“. Užsidarius DOS langui, nuspaudžiamas mygtukas „3D Output“. Tuomet atsidaro dvimačių profilių vizualizavimo programa „SibGraf 3D“.

7. Naudojant programos „SibGraf 3D“ meniu „Surface“, atvaizduojamos krūvininkų koncentracijų, elektrostatinio potencialo ir Fermio kvazilygmenų (o jeigu naudojama MicroTec 3 – Fermio potencialų) priklausomybės nuo *x* ir *y*, o po to atvaizduojami jų pjūviai *Y* kryptimi. Šie pjūviai išsaugomi failų pavidalu vėlesnei analizei. Paviršiai, kuriuos reikia atvaizduoti, yra šie:

- „Electron concentration (cm⁻³)“ – elektronų koncentracija (cm⁻³);
- „Hole concentration (cm⁻³)“ – skylių koncentracija (cm⁻³);
- „Electrostatic potential (V)“ – elektrostatinis potencialas (V);
- „Electron quasi-Fermi potential (V)“ – elektronų Fermio potencialas (V);
- „Electron quasi-Fermi level (eV)“ – elektronų Fermio kvazilygmuo (eV) (MicroTec 4) arba
- „Electron quasi-Fermi potential (V)“ – elektronų Fermio potencialas (V) (MicroTec 3);
- „Hole quasi-Fermi level (eV)“ – skylių Fermio kvazilygmuo (eV) (MicroTec 4) arba
- „Hole quasi-Fermi potential (V)“ – skylių Fermio potencialas (V) (MicroTec 3);

Pastaba: Programa „SibGraf 3D“, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandą „Plot/Select“, kuri pateikia didesnę dvimačių profilių pasirinkimą. Jeigu kurio nors iš anksčiau minėtų profilių nėra meniu „Plot“, tada tą profilį reikia pasirinkti iš sąrašo, kuris atsidaro pasirinkus „Plot/Select“. Programa „SibGraf 3D“, kuri įeina į MicroTec 3, neturi komandos „Select“ (t. y. visi dvimačiai profiliai, kurie gali būti pavaizduoti, yra išvardyti meniu „Surface“).

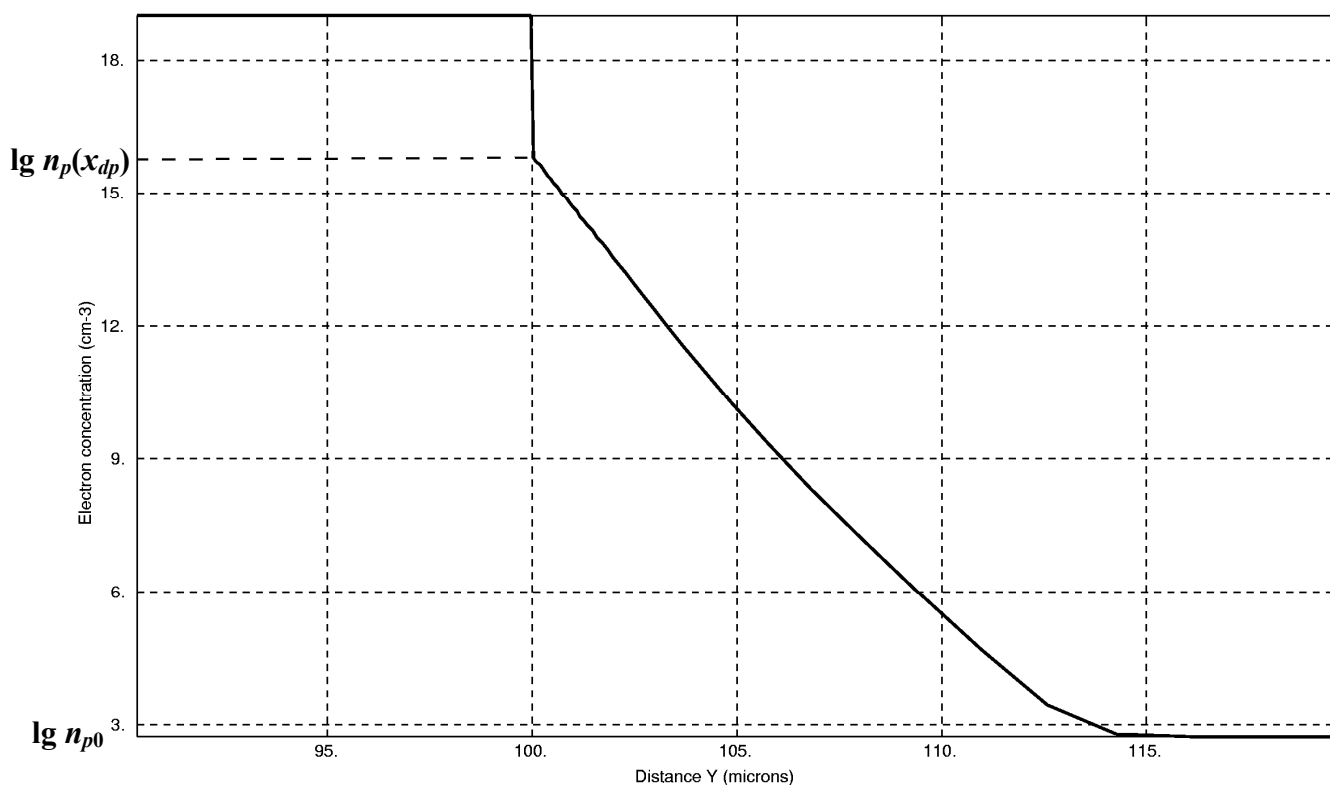
Atvaizdavirus kiekvieną iš šių paviršių, reikia spragtelėti mygtuką „ZY“ . Tuomet atsidaro vienmačių pjūvių atvaizdavimo programa "SibGraf 2D", kurioje atvaizduotas pasirinktojo paviršiaus pjūvis Y kryptimi. Šį grafiką reikia įrašyti į diską, naudojant programos „SibGraf 2D“ meniu komandą „File/Save As“ (vėliau šį failą bus galima atidaryti, naudojant programos „SibGraf 2D“ meniu komandą „File/Open“).

8. Programos **MicroTec** lange „Project Settings“ pakeičiamas parametras "Initial voltage for contact #2", nuspaudžiamas mygtukas „Run“ ir pakartojamas 7 punktą. Skaičiavimai turi būti atlikti, esant keturioms šio parametro vertėms (žr. 4 punktą).

9. Visi aštuoni krūvininkų koncentracijos profiliai (keturi elektronų koncentracijos profiliai ir keturi skylių koncentracijos profiliai) atvaizduojami viename grafike. Ant ordinačių ašies turi būti atidėtas krūvininkų koncentracijos dešimtainis logaritmas. Šis grafikas atspausdinamas (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu).

10. Elektrostatinis potencialas ir elektronų bei skylių Fermio potencialai, kurie atitinka 0.2 V ir 0.6 V įtampas, atvaizduojami dviejuose grafikuose (vienas atitinka 0.2 V įtampą, o kitas atitinka 0.6 V įtampą). Tokio grafiko pavyzdys pateiktas 13 pav. aukščiau. Šie grafikai atspausdinami (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu).

11. Analizuojant gautąsias kreives, atliekamos užduotys Nr. 4 ir 5 (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu). Atliekant šias užduotis, reikia naudoti programą „SibGraf 2D“, kuri įeina į programų paketo **MicroTec** sudėtį. Turint duomenų failus, kurie buvo gauti 7 ir 8 punktuose, šią analizę galima atlikti, ir naudojant demonstracinę **MicroTec** versiją (tačiau su demonstracine versija neįmanoma atlikti 6 – 8 punktuose minėtų skaičiavimų). Atliekant užduotį Nr. 5, formulėje (2.3.9a) vietoj n_{p0} reikia naudoti elektronų koncentracijos vertę toli nuo kontakto plokštumos, kur elektronų koncentracija nepriklauso nuo koordinatės (žr. 14 pav.), o vietoj $n_p(x_{dp})$ – elektronų koncentracijos vertę, kuri parodyta 14 pav. Temperatūra $T = 300$ K.



14 pav. Elektronų koncentracijos dešimtainio logaritmo priklausomybė nuo koordinatės pn diode, prie kurios prijungta tiesioginė įtampa. n sritis yra intervale $y < 100 \mu\text{m}$, o p sritis – intervale $y > 100 \mu\text{m}$.

Pastabos:

- 1) Jeigu programa "SibGraf 2D" jau atidaryta, tuomet, spaudžiant programos "SibGraf 3D" mygtuką "ZY", naujas langas neatsidaro, o pjūvis atvaizduojamas jau atidarytame "SibGraf 2D" lange. Tokiu būdu viename "SibGraf 2D" lange galima atvaizduoti kelis pjūvius. Kitas būdas įterpti kreivę į "SibGraf 2D" grafiką: galima pasinaudoti programos „SibGraf 2D“ meniu komandomis „Plot/Copy“ ir „Plot/Paste“ (senesnėje „SibGraf 2D“ versijoje – „Curve/Copy“ ir „Curve/Paste“).
- 2) Norint išsaugoti „SibGraf 2D“ grafiką vėlesnei analizei, reikia įvykdyti programos SibGraf 2D meniu komandą „File/Save As“. Standartinis „SibGraf 2D“ duomenų failo vardo plėtinys yra „mtp“. Jeigu failas buvo įrašytas į diską, naudojant plėtinį „mtp“, tuomet to failo vardas matysis, įvykdžius „SibGraf 2D“ komandą „File/Open“. SibGraf 2D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 4, šį plėtinį prideda automatiškai. „SibGraf 2D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, šio plėtinio neprideda automatiškai, todėl vartotojas turi įvesti pilną failo vardą.
- 3) Jeigu "SibGraf 2D" grafike atvaizduotos kelios kreivės, tuomet, vykdant komandą „Plot/Copy“ (senesnėje „SibGraf 2D“ versijoje – „Curve/Copy“), į atmintį nukopijuojama tik aktyvioji kreivė, kuri pavaizduota raudona spalva (senesnėje versijoje – geltona spalva). Norint pakeisti aktyviąją kreivę, reikia naudoti klavišus „↑“ arba „↓“.
- 4) "SibGraf 2D" aktyvioji kreivė turi aktyvųjį tašką, kuris pažymėtas juodu kryželiu (senesnėje versijoje – raudonu kryželiu). To taško abscisė ir ordinatė yra pateiktos laukuose „X“ ir „Y“, kurie yra po grafiku. Norint pakeisti aktyvųjį tašką, reikia naudoti klavišus „→“ arba „←“. Aktyvųjį tašką galima panaudoti, matuojant įvairius atstumus (pvz., priemaišų profilio plotį).
- 5) Tuo atveju, kai programos „SibGraf 2D“ lange atvaizduoti keli dydžiai, kurie skiriasi vienas nuo kito keliom eilėm, arba tuomet, kai pavaizduotasis dydis labai sparčiai kinta erdvėje (kaip, pvz., krūvininkų koncentracijos), patartina naudoti logaritminį ordinačių ašies mastelį. Tuo tikslu reikia spragtelėti mygtuką „logY“. Tuomet ant ordinačių ašies atidedamas dešimtainis logaritmas.

6) "SibGraf 2D" versija, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandas „File/Export Data“ ir „File/Import Data“, kurios leidžia išsaugoti duomenis teksto (ASCII) faile (skaičių stulpelių pavidalu) bei grafiškai atvaizduoti ASCII formato duomenis. Jeigu grafike yra kelios kreivės, tada išsaugoma tik pirmoji kreivė. „SibGraf 2D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, tokios galimybės neturi.

7) "SibGraf 3D" versija, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandas „File/Export Data“ ir „File/Import Data“, kurios leidžia išsaugoti duomenis teksto (ASCII) faile (skaičių stulpelio pavidalu) bei grafiškai atvaizduoti ASCII formato duomenis. Išsaugomas tik vienas dvimatis profilis, kuris matomas programos lange. „SibGraf 3D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, tokios galimybės neturi.

4. Lyginių variantų atlikimo metodika

1. Programos MicroTec lange „Select Project“ pasirenkamas projektas „2.1 (short diode)“. Po to atidaromas langas „Project Settings“, kuriame užduodamos parametrų vertės. Projekto parametrai sugrupuoti į direktyvas. Kiekviena direktyva atitinka giminingų parametrų grupę. Norint pakeisti parametro vertę, reikia du kartus spragtelėti ant jos. Norint įterpti direktyvą, reikia kairiuoju mygtuku spragtelėti ant projekto pavadinimo (jis nurodytas pirmojoje eilutėje), po to spragtelėti dešiniuoju mygtuku ir pasirinkti "Add Directive", o po to pasirinkti reikalingą direktyvą. Parametrai įterpiami analogiškai, tačiau spragtelėti reikia ne ant projekto pavadinimo, o ant parametrų grupės (direktyvos) pavadinimo. Norint pašalinti direktyvą arba parametą, reikia spragtelėti dešiniuoju pelės mygtuku ant direktyvos arba parametro pavadinimo ir pasirinkti „Delete“. Kiekvieno projekto skaičiavimo rezultatai įrašomi į failą, kurio vardo plėtinys yra „3D“ arba „2D“ (atliekant kai kuriuos projektus, sukuriama ir „3D“, ir „2D“ failas). Rezultatų failų vardai būna nurodyti lango „Project Settings“ pirmoje eilutėje, šalia projekto pavadinimo. Tie failai būna tame pačiame kataloge, kuriame įdiegta programa **MicroTec**.

Dėmesio! Kartais dėl netinkamų parametrų verčių arba dėl modeliavimo programos klaidų rezultatų failai nėra sukuriami. Tada, jeigu su tuo kompiuteriu anksčiau jau buvo atliekamas tas projektas, programos **MicroTec** kataloge išliks nepakitę senieji rezultatų failai, kurie gali atitikti visiškai kitokias parametrų vertes. Todėl, siekiant išvengti nesusipratimų, prieš pradedant skaičiavimus patartina ištrinti senuosius rezultatų failus.

2. Parametrų grupė „Basic/Mesh“ apibrėžia visos struktūros matmenis bei koordinatinį tinklą. Šioje parametrų grupėje užduodami šie parametrai:

Pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Number of X-nodes	Koordinatinio tinklo mazgų skaičius X kryptimi (išilgai padėklo paviršiaus)	4
Number of Y-nodes	Koordinatinio tinklo mazgų skaičius Y kryptimi (gilyn į padėklą)	150
Domain X size (μm)	Struktūros matmenys X kryptimi (struktūros ilgis)	1
Domain Y size (μm)	Struktūros matmenys Y kryptimi (struktūros gylis)	2
Domain Z size (μm)	Struktūros matmenys Z kryptimi (struktūros plotis). Nuo šio parametro priklauso dydžiai, kurie proporcingi struktūros plotui. Pvz., srovės stipris proporcingas šio parametro vertei, tačiau srovės tankis nuo jo nepriklauso.	1
Remesh	Šis parametras valdo koordinatinio tinklo tankį X ir Y kryptimis. Galimos vertės yra 0, 1, 2, 3 arba 4. Kai šis parametras lygus 2, tuomet tinklo tankis abiem kryptim priklauso nuo krūvininkų koncentracijų išvestinių tom kryptim: kuo didesnė išvestinė, tuo mažesnis koordinatės kitimo intervalas.	2
First Y mesh step size (μm)	Pirmojo Y ašies diskretizavimo intervalo plotis. Šis parametras naudojamas tik tuomet, kai Remesh=0 (tuomet Y kitimo intervalas eksponentiškai auga, einant gilyn į padėklą).	0.1

3. Parametrų grupė „Electrodes“ apibrėžia elektrodų padėtis ir matmenis. Šioje parametrų grupėje turi būti dvi direktyvos „Ohmic electrode“. Viena iš šių direktyvų atitinka viršutinį elektrodą ($y = 0$), o kita – apatinį ($y = 2 \mu\text{m}$). Kiekvienoje direktyvoje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Electrode location	Elektrodo padėtis. 1 atitinka viršutinį elektrodą, o 2 – apatinį.	1 arba 2
Electrode number	Elektrodo numeris (turi sutapti su „Electrode location“)	1 arba 2
Electrode left edge (μm)	Elektrodo kairiojo krašto X koordinatė	0
Electrode right edge (μm)	Elektrodo dešiniojo krašto X koordinatė	1

4. Parametrų grupė „IV-data/IV-data“ apibrėžia voltamperinės charakteristikos taškus, t.y., įtampas, kurioms esant, reikia apskaičiuoti srovės stiprį. Šioje parametrų grupėje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Number of IV-points to compute	Voltamperinės charakteristikos taškų skaičius. Šiame darbe yra naudojama tik viena įtampos vertė.	1
Initial voltage for contact #1	Pirmojo elektrodo pradinis potencialas (V). Pirmasis elektrodas yra prijungtas prie n tipo srities. Laikome, kad jis yra įžemintas, t.y., jo potencialas lygus nuliui.	0
Initial voltage for contact #2	Antrojo elektrodo pradinis potencialas (V). Šio parametro vertė priklauso nuo varianto (žr. darbo užduotis).	V_a

Kai voltamperinės charakteristikos taškų skaičius lygus 1, kiti du šios grupės parametrai ("Ramped contact number" ir "Voltage step size") neturi jokios įtakos skaičiavimo rezultatams.

5. Kadangi šiame darbe tirama tolygiai legiruotoji pn sandūra, kurios neįmanoma gauti difuzijos bei jonų implantacijos metodais, tai panaudojama programos **MicroTec** (tiksliau, jos komponentės **SemSim**) galimybė dirbti su vartotojo apibrėžtomis tolygaus legiravimo sritimis. Tolygaus legiravimo sričių padėtis, matmenis ir legiravimo laipsnius apibrėžia direktyvos „Analytical doping data“. Šiuo atveju reikalingos dvi tokios direktyvos: viena atitinka n tipo sritį, o kita – p tipo sritį. Kiekvienoje direktyvoje užduodami šie parametrai:

Parametro pavadinimas	Parametro prasmė	Vertė
Left edge of the well (μm)	Srities kairiojo krašto X koordinatė	0
Right edge of the well (μm)	Srities dešiniojo krašto X koordinatė	1
Top edge of the well (μm)	Srities viršutinio krašto Y koordinatė (n tipo sričiai – 0, o p tipo sričiai – 1)	0 arba 1
Bottom edge of the well (μm)	Srities apatinio krašto Y koordinatė (n tipo sričiai – 1, o p tipo sričiai – 2)	1 arba 2
Doping concentration (cm ⁻³)	Priemaišinių atomų koncentracija. Šis parametras priklauso nuo varianto (žr. darbo užduotis). n tipo sričiai šis parametras turi būti lygus N_D , o p tipo sričiai – $-N_A$. Ženklas prieš priemaišų koncentracijos vertę nusako priemaišų tipą: pliusas atitinka donorus, o minusas – akceptorius (t.y., šis ženklas nusako priemaišos jono elektrinio krūvio ženklą). Skaičiavimus reikės atlikti, naudojant tris N_D ir N_A verčių poras (žr. darbo užduotis).	N_D arba $-N_A$
X -characteristic length (μm)	Būdingasis atstumas, kuris nusako priemaišų koncentracijos mažėjimo spartą X kryptimi už srities ribų*	0.05
Y -characteristic length (μm)	Būdingasis atstumas, kuris nusako priemaišų koncentracijos mažėjimo spartą Y kryptimi už srities ribų. Darbo užduotis reikalauja, kad taške $y = 1 \mu\text{m}$ šuoliškai pasikeistų priemaišų koncentracijos. Todėl šis parametras turi būti kuo mažesnis. Vertė $10^{-6} \mu\text{m}$ yra pakankamai maža (užrašas „1e-06“ yra tapatus „ 10^{-6} “).	1e-06

* Laikoma, kad už srities ribų priemaišų koncentracijos mažėjimą X kryptimi nusako Gauso funkcija $N_0 \exp(-(x - x_l)^2 / L_x^2)$ (kai $x < x_l$) arba $N_0 \exp(-(x - x_r)^2 / L_x^2)$ (kai $x > x_r$), o Y kryptimi – Gauso funkcija $N_0 \exp(-(y - y_l)^2 / L_y^2)$ (kai $y < y_l$) arba $N_0 \exp(-(y - y_b)^2 / L_y^2)$ (kai $y > y_b$); čia x_l , x_r , y_l ir y_b yra srities kraštų koordinatės (pirmieji keturi šios grupės parametrai), N_0 yra priemaišų

koncentracija srities viduje (penktasis parametras), o L_x ir L_y yra būdingieji atstumai (šeštasis ir septintasis parametrai).

6. Uždavus visų parametrų vertes, nuspaudžiamas mygtukas „Run“. Užsidarius DOS langui, nuspaudžiamas mygtukas „3D Output“. Tuomet atsidaro dvimačių profilių vizualizavimo programa „SibGraf 3D“.

7. Naudojant programos „SibGraf 3D“ meniu „Surface“, atvaizduojamos krūvininkų koncentracijų, elektros srovės tankio priklausomybės nuo x ir y , o po to atvaizduojami jų pjūviai Y kryptimi. Šie pjūviai išsaugomi failų pavidalu vėlesnei analizei. Paviršiai, kuriuos reikia atvaizduoti, yra šie:

„Electron concentration (cm⁻³)“ – elektronų koncentracija (cm⁻³);

„Hole concentration (cm⁻³)“ – skylių koncentracija (cm⁻³);

„Y-Current density (A/cm²)“ – elektros srovės tankis (A/cm²).

Pastaba: Programa „SibGraf 3D“, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandą „Plot/Select“, kuri pateikia didesnę dvimačių profilių pasirinkimą. Jeigu kurio nors iš anksčiau minėtų profilių nėra meniu „Plot“, tada tą profilį reikia pasirinkti iš sąrašo, kuris atsidaro pasirinkus „Plot/Select“. Programa „SibGraf 3D“, kuri įeina į MicroTec 3, neturi komandos „Select“ (t. y. visi dvimačiai profiliai, kurie gali būti pavaizduoti, yra išvardyti meniu „Surface“).

Atvaizdavus kiekvieną iš šių paviršių, reikia spragtelėti mygtuką „ZY“ . Tuomet atsidaro vienmačių pjūvių atvaizdavimo programa „SibGraf 2D“, kurioje atvaizduotas pasirinktojo paviršiaus pjūvis Y kryptimi. Šį grafiką reikia įrašyti į diską, naudojant programos „SibGraf 2D“ meniu komandą „File/Save As“ (vėliau šį failą bus galima atidaryti, naudojant programos „SibGraf 2D“ meniu komandą „File/Open“).

8. Programos **MicroTec** lange „Project Settings“ pakeičiami n ir p sričių legiravimo laipsniai (du parametrai "Doping concentration"), nuspaudžiamas mygtukas „Run“ ir pakartojamas 7 punktą. Skaičiavimai turi būti atlikti, naudojant tris legiravimo laipsnių poras (žr. darbo užduotis ir 5 punktą).

9. Visi šeši krūvininkų koncentracijų profiliai (trys elektronų koncentracijos profiliai ir trys skylių koncentracijos profiliai) atvaizduojami viename grafike. Ordinačių ašies mastelis turi būti tiesinis (o ne logaritminis, kaip darbuose Nr. 2 ir Nr. 3). Be to, ordinačių ašies kitimo ribos turi būti parinktos taip, kad matytųsi šalutinių krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo koordinatės neutraliose srityse. Ši priklausomybė turėtų būti apytiksliai tiesinė (kaip 10b pav.) Šis grafikas atspausdinamas (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu).

10. Atspausdinamos trys elektros srovės tankio priklausomybės nuo koordinatės (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu). Kadangi stacionarioje būsenoje srovės tankis turi būti vienodas visuose taškuose, tai ši priklausomybė yra lygi konstantos ir skaičiavimo paklaidų sumai. Santykinė paklaida neturėtų viršyti 0.0001. Tikrąją srovės vertę galima laikyti ordinačių ašies vidurinę tašką.

11. Analizuojant gautąsias kreives, atliekamos užduotys Nr. 4 ir 5 (tai galima atlikti ne laboratorinių darbų metu). Atliekant šias užduotis, reikia naudoti programą „SibGraf 2D“, kuri įeina į programų paketo **MicroTec** sudėtį. Turint duomenų failus, kurie buvo gauti 7 ir 8 punktuose, šią analizę galima atlikti, ir naudojant demonstracinę **MicroTec** versiją (tačiau su demonstracine versija neįmanoma atlikti 6 – 8 punktuose minėtų skaičiavimų). Skaičiavimai, kuriuos reikia atlikti rezultatų analizės metu, yra aprašyti žemiau.

Atliekant užduotį Nr. 4, reikia patikrinti, ar pilnutinis srovės tankis yra bent apytiksliai lygus šalutinių krūvininkų difuzinių srovių tankių ant nuskurdintojo sluoksnio kraštų sumai. Jeigu ši lygybė galioja, tai reiškia, kad šalutinių krūvininkų srovė tikrai yra grynai difuzinė, o krūvininkų

generacijos bei rekombinacijos nuskurdintajame sluoksnyje galima nepaisyti. Elektronų ir skylių difuzinės srovės tankius reikia skaičiuoti pagal formulę

$$j_{dif} = eD \frac{dn}{dx}; \quad (4.1)$$

čia D yra elektronų arba skylių difuzijos koeficientas, o n yra elektronų arba skylių koncentracija. Koncentracijos išvestinę dn/dx reikia apskaičiuoti pagal šalutinių krūvininkų koncentracijos kreivę, pasirinkus bet kuriuos du taškus tiesinėje dalyje (išvestinė – tai tų taškų ordinačių skirtumas, padalintas iš abscisų skirtumo). Tiksliam išvestinės įvertinimui reikia, kad atstumas tarp tų dviejų taškų būtų kuo didesnis. Koncentracijos išvestinė turi būti išreikšta cm^{-4} . Difuzijos koeficientą D reikia apskaičiuoti pagal Einšteino sąryšį

$$D = \frac{kT}{e} \mu; \quad (4.2)$$

čia T yra temperatūra ($T = 300 \text{ K}$), k yra Bolcmano konstanta, e yra elementarusis krūvis, o μ yra elektronų arba skylių judris. Šis judris turi būti apskaičiuotas, naudojant bipolinio judrio modelį. Esant silpnam elektriniam laukui ($|\mathcal{E}| < 100 \text{ V/cm}$) ir 300 K temperatūrai, bipolinio judrio modelį išreiškia formulė

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_r}\right)^\alpha}. \quad (4.3)$$

Elektronams silicyje

$$\mu_{\min} = 55.2 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}), \mu_{\max} = 1430 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}), N_r = 1.07 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \alpha = 0.733,$$

o skylėms silicyje

$$\mu_{\min} = 49.7 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}), \mu_{\max} = 479 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s}), N_r = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \alpha = 0.7.$$

Dydis N judrio išraiškoje (4.3) – tai priemaišinių atomų koncentracija. Skaičiuojant elektronų judrį p tipo srityje, vietoj N reikia naudoti akceptorų koncentraciją N_A , o skaičiuojant skylių judrį n tipo srityje, vietoj N reikia naudoti donorų koncentraciją N_D .

Pastabos:

1) Jeigu programa "SibGraf 2D" jau atidaryta, tuomet, spaudžiant programos "SibGraf 3D" mygtuką "ZY", naujas langas neatsidaro, o pjūvis atvaizduojamas jau atidarytame "SibGraf 2D" lange. Tokiu būdu viename "SibGraf 2D" lange galima atvaizduoti kelis pjūvius. Kitas būdas įterpti kreivę į "SibGraf 2D" grafiką: galima pasinaudoti programos „SibGraf 2D“ meniu komandomis „Plot/Copy“ ir „Plot/Paste“ (senesnėje „SibGraf 2D“ versijoje – „Curve/Copy“ ir „Curve/Paste“).

2) Norint išsaugoti „SibGraf 2D“ grafiką vėlesnei analizei, reikia įvykdyti programos SibGraf 2D meniu komandą „File/Save As“. Standartinis „SibGraf 2D“ duomenų failo vardo plėtinys yra „mtp“. Jeigu failas buvo įrašytas į diską, naudojant plėtinį „mtp“, tuomet to failo vardas matysis, įvykdžius „SibGraf 2D“ komandą „File/Open“. SibGraf 2D versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 4, šį plėtinį prideda automatiškai. „SibGraf 2D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, šio plėtinio neprideda automatiškai, todėl vartotojas turi įvesti pilną failo vardą.

3) Jeigu "SibGraf 2D" grafike atvaizduotos kelios kreivės, tuomet, vykdant komandą „Plot/Copy“ (senesnėje „SibGraf 2D“ versijoje – „Curve/Copy“), į atmintį nukopijuojama tik aktyvioji kreivė, kuri pavaizduota raudona spalva (senesnėje versijoje – geltona spalva). Norint pakeisti aktyviąją kreivę, reikia naudoti klavišus „↑“ arba „↓“.

4) "SibGraf 2D" aktyvioji kreivė turi aktyvųjį tašką, kuris pažymėtas juodu kryželiu (senesnėje versijoje – raudonu kryželiu). To taško abscisė ir ordinatė yra pateiktos laukuose „X“ ir „Y“, kurie yra po grafiku. Norint pakeisti aktyvųjį tašką, reikia naudoti klavišus „→“ arba „←“. Aktyvųjį tašką galima panaudoti, matuojant įvairius atstumus (pvz., priemaišų profilio plotį).

- 5) Tuo atveju, kai programos „SibGraf 2D“ lange atvaizduoti keli dydžiai, kurie skiriasi vienas nuo kito keliom eilėm, arba tuomet, kai pavaizduotasis dydis labai sparčiai kinta erdvėje (kaip, pvz., krūvininkų koncentracijos), patartina naudoti logaritminį ordinačių ašies mastelį. Tuo tikslu reikia spragtelėti mygtuką „logY“. Tuomet ant ordinačių ašies atidedamas dešimtainis logaritmas.
- 6) "SibGraf 2D" versija, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandas „File/Export Data“ ir „File/Import Data“, kurios leidžia išsaugoti duomenis teksto (ASCII) faile (skaičių stulpelių pavidalu) bei grafiškai atvaizduoti ASCII formato duomenis. Jeigu grafike yra kelios kreivės, tada išsaugoma tik pirmoji kreivė. „SibGraf 2D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, tokios galimybės neturi.
- 7) "SibGraf 3D" versija, kuri įeina į MicroTec 4, turi meniu komandas „File/Export Data“ ir „File/Import Data“, kurios leidžia išsaugoti duomenis teksto (ASCII) faile (skaičių stulpelio pavidalu) bei grafiškai atvaizduoti ASCII formato duomenis. Išsaugomas tik vienas dvimatis profilis, kuris matomas programos lange. „SibGraf 3D“ versija, kuri įeina į programų paketą MicroTec 3, tokios galimybės neturi.