

Tartu Ülikool
Materjaliteaduse Instituut

Valgusdioodide uurimine

Praktikumi juhend

V. Kiisk¹

Viimati uuendatud: 10. veebruar 2015. a.

¹TÜ Füüsika Instituut, Ravila 14c, tuba D307/D317, tel. 7374742, e-post: kiisk@ut.ee

Sisukord

1 Lühiülevaade teoriast	1
1.1 Üldist valgusallikatest	1
1.2 Tahke keha tsooniteooria	2
1.3 Pooljuhtmaterjalid	5
1.4 Laengukandjate kontsentratsiooni tüürimine pooljuhis	6
1.5 Kontaktnähtused pooljuhis	7
1.6 Valgusdiodide tööpõhimõte ja kiirguskarakteristikud	8
1.7 Valgusdiodi ehitus	10
1.8 Kasulikke viiteid	10
2 Praktiline töö	12
2.1 Tööülesanne	12
2.2 Töövahendid	12
2.3 Võrespektromeetri ja CCD sensori tööpõhimõttest	12
2.4 Aparatuuri ja juhtprogrammide kirjeldus	13
2.4.1 Spektromeeter	13
2.4.2 Fotodiod	13
2.5 Töö käik	14
2.6 Andmete töötlemine ja tulemuste vormistamine	15

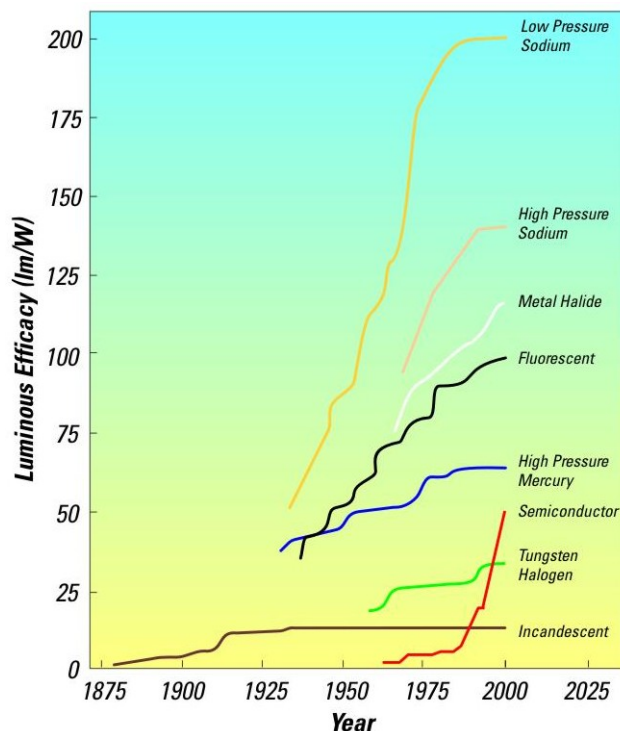
Saateks

Käesolev praktikum on osa kursuse “Aine ehituse praktikum II” raames toimuvatest praktilistest tööddest. Praktikumis tutvutakse valgusdiodide tööpõhimõttega ja uuritakse nende spektraalsete karakteristikute ja kasuteguri sõltuvust pooljuhtmaterjalist, mille baasil nad on valmistatud. Praktilise töö käigus õpitakse ühtlasi läbi viima lihtsaid elektrilisi, optilisi ja spektroskoopilisi mõõtmisi.

1 Lühiülevaade teoriast

1.1 Üldist valgusallikatest

Kuna valgusdiodide (i.k. *Light Emitting Diode* ehk *LED*) arendamise üheks oluliseks stiimu-



Joonis 1: Valgusallikate areng.

liks on ökonoomsete valgusallikate loomine, siis teeme sissejuhatuseks väikese ülevaate erinevatest valgusallikatest. Valgusallika üheks olulisemaks iseloomustajaks on elektrienergia valguseks muundamise efektiivsus. Viimast iseloomustav objektiivne karakteristik on *kasutegur*, st kiirgusvõimsuse ja seadme toiteks kuluva elektrilise võimsuse suhe. Kui aga valgusallikat kasutatakse valgustamiseks või indikaatorina (st silmaga vaatamiseks), siis on otstarbekam kasutada kiirgusvõimsuse asemel valgusvoogu. *Valgusvoog* on valguse intensiivsuse mõõt, mis arvestab silma spektraalset tundlikkust (mõõtühik *luumen*).² *Valgusviljakuseks* nimetatakse valgusallika poolt kiiratavat valgusvoogu ühikulise toitevõimsuse kohta (lm/W). Mitmesuguste valgusallikate valgusviljakused ja nende arengutendentsid on näidatud joonisel 1. Nagu näha, ilmutab pooljuhttehnoloogia kõige kiiremat arengutendentsi ja tänaseks on parimad LED-valgustid efektiivsusest võrreldavad klassikalise luminescentstoruga kuigi hinna poolest jäävad viimasele veel alla.

²Valguse energeetiliste (objektiivsete) karakteristikute mõõtmisega tegeleb *radiomeetria*, subjektiivse (silma hinnatava) intensiivsuse mõõtmisega aga *fotomeetria*. Fotomeetrilised suurused saadakse radiomeetriliste suuruste läbikaalumisel silma tundlikkusega. Teatavasti inimsilm on kõige tundlikum rohelise valguse suhtes, mille lainepikkus on 550 nm ümbruses; kiirgust, mille lainepikkus on väiksem kui 380 nm või suurem kui 760 nm, inimsilm praktiliselt ei tajuta.

Valgusallika teine oluline karakteristik on värvus, mis on määratud kiirguse spektraalse koostisega. Nii hõõguva metalli (hõõglamp) kui ka kõrgel rõhul ja temperatuuril oleva gaasi (Päike, ksenoonlamp) kiirgus on spektraalselt pidev kattes kogu nähtava ja lähi-infrapunase diapasooni (*ligilähedaselt tasakaalulise* kiirguse spektriga). Muudel juhtudel (valgusdiodid, luminofoorlamp, naatriumlamp, laser) on tegu *oluliselt mittetasakaalulise kiirgusega*, mille kiirgus on spektraalselt koondunud teatud väheste lainepikkuste ümbrusse. Mõningate valgusallikate tüüpilised spektrid on kujutatud joonisel 2. Olgu märgitud, et valgusallika kasuteguri parendamine ja ideaalselt loomuliku värvusega (Päikesesarnase spektriga) valguse saamine on mõneti vastandlikud eesmärgid. Näiteks tänavavalgustuses kasutatav oranži valgusega naatriumlamp on erakordselt efektiivne osaliselt seetõttu, et kiirgab praktiliselt ühel lainepikkusel silma maksimaalse tundlikkuse piirkonnas (589 nm); samas ei ole sellises valguses vaadeldavate objektide värvused eristatavad. Märgime, et ideaalse valge valguse allika valgusviljakus oleks 243 lm/W, samas ideaalse rohelise kiirguse (550 nm) allika valgusviljakus oleks tervelt 683 lm/W (viimane on sisuliselt luumeni definitsioon). See paneb paika joonisel 1 kujutatud arengute teoreetilise piiri.

Kirjeldame siinkohal mõningate levinumate valgusallikate tööprintsüübid.

Hõõglamp. Volframist hõõgniiti kuumutatakse elektrivooluga (Joule'i efekt) temperatuurini ~ 2800 K, mille tagajärjel hõõgniit kiirgab umbes samale temperatuurile vastava Plancki spektriga soojuskiirgust. Enamus kiirgusenergiast asub paraku infrapunases spektriosas. Hõõgniidi temperatuuri tõstmine ei ole otstarbekas, sest intensiivistunud aurustamise tõttu väheneks oluliselt hõõgniidi tööiga. Mõningast edu on võimaldanud lambi täitmine halogeengaasiga. Halogeeni molekulidel on huvitav võime siduda endaga aurustunud volframi aatomid ning ladestada need uuesti hõõgniidi pinnale, mille tulemusena hõõgniidi tööiga kasvab.

Luminofoorlamp. Kinnine klaaskolb on täidetud väärisgaasiga (Ar) madalal rõhul (~ 400 Pa). Lisaks sisaldub lambis vähene kogus elavhõbedat, mis lambi töötamise ajaks aurustub. Gaasisegus tekitatakse *huumlahendus* – elektrone kiirendatakse vaba tee pikkuse ulatuses energiateni,

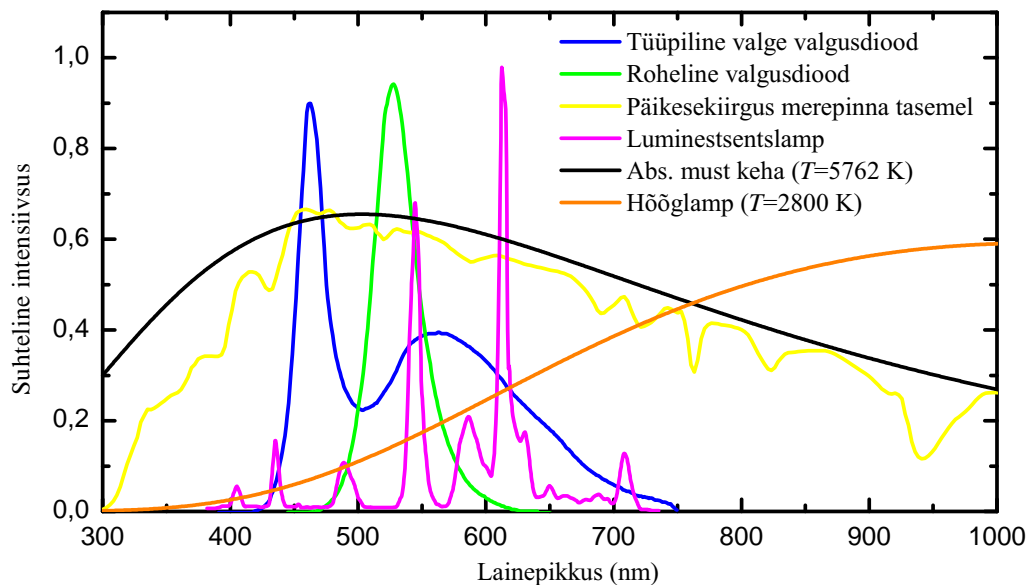
millest piisab aatomite ioniseerimiseks viimastega põrkudes. Põrgete käigus toimub ühtlasi Hg aatomite ergastamine kõrgematele energiatasemetele. Siirdudes tagasi põhiolekusse, kiirgavad nad neile omaseid spektrijooni, põhiliselt UV piirkonnas (254 nm ja 185 nm). UV kiirgust kasutatakse omakorda klaaskolvi sisepinnale kantud luminofoori (mitmesuguste haruldaste muldmetallide ioone sisaldavad ühendid) ergastamiseks. Viimane konverteerib UV kiirguse küllalt kõrge kasuteguriga nähtavasse piirkonda.

Valgusdiodid. Kiirgus tekib pooljuhis elektriliselt ergastatud laengukandjate rekombineerumisel. Järgnevalt püüamegi lähemalt selgitada valgusdiodide tööprintsüüpi. Selleks peame meelde tuletama tahke keha ja pooljuhtide teooria põhialused.

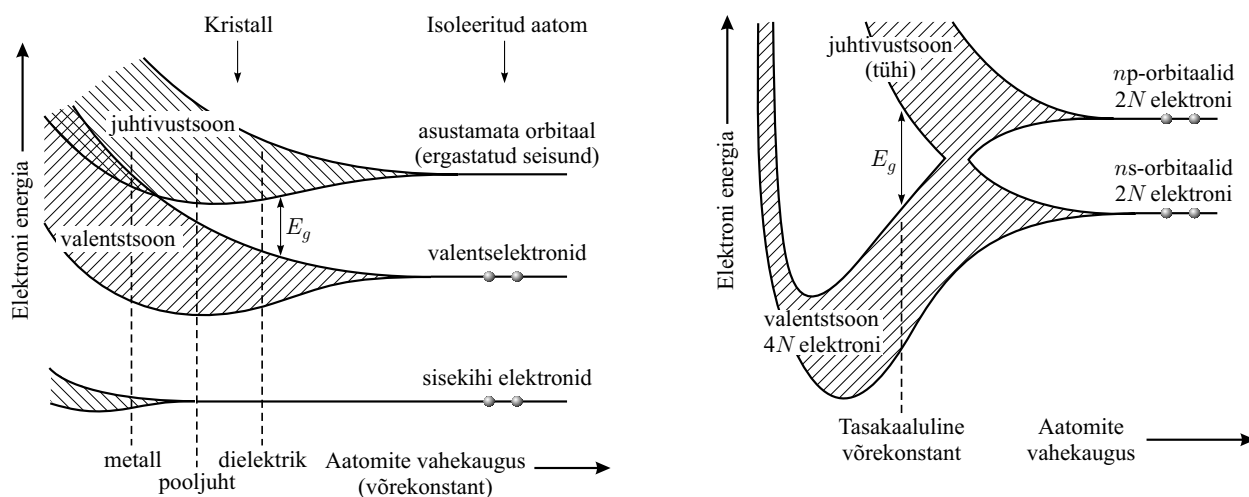
1.2 Tahke keha tsooniteooria

Kvantfüüsika seadustest tulenevalt on isoleeritud aatomite energiaseisundid diskreetsed. Kui aatomid ühinevad kristalliks, siis nende vastasmõju tõttu energianivood lõhenevad, sest Pauli keelu kohaselt saab üksikus kõdumata seisundis viibida vaid kuni kaks (antiparalleelsete spinnidega) elektroni. Aatomite arv kristallis (kui tegemist ei ole just nanokristalliga) on väga suur, $N \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Seega üksikaatomi iga algse diskreetse seisundi asemele moodustub N energeetilisel väga lähestikku asetsevast energiatasemest (kvaa-sipidev) tsoon (joon. 3). Tsoone eraldavad keeluvööndid, kristallis ei eksisteeri sellistele energiatele vastavaid kvantolekuid. Kõrgeimat elektronidega täidetud tsooni, mis on moodustunud aatomi välise elektronikihi (valents-) orbitaalidest, nimetatakse *valentstsooniks*, sellele järgnevat tühja tsooni *juhtivustsooniks*. Kuivõrd aatomite välised elektronseisundid mõjutavad üksteist kõige tugevamini (lainefunktsioonide kattumine on kõige ulatuslikum), on nimetatud tsoonid suhteliselt laiad ja võivad osaliselt kattuda (joon. 3). Aatomite sisemised elektronkihid on valentselektronide poolt ekraanieritud ja nende lõhestumine on väike.

Ainete optilised ja elektrijuhtivuslikud omadused on põhiliselt määratud elektronprotsessidega, mis toimuvad valents- ja juhtivustsoonis. Ainete jaotumuse juhtideks, pooljuhtideks ja dielektrikuteks määrab nimetatud tsoonide elektronidega täitumus ja neid tsoone eraldava keeluvöön-



Joonis 2: Mitmesuguste valgusallikate spektrid.



Joonis 3: Tsoonide moodustumine aatomite ühinemisel kristalliks.

Joonis 4: Tsoonide moodustumine IV rühma elementide (C, Si, Ge, ...) kristallides.

di laius. Kristall, milles kõik tsoonid on kas täiesti täidetud või täiesti tühjad, on halb elektrijuht, kuna laengukandjad ei saa elektrivälja toimel siirduda kõrgema energiaga olekusse (need on juba hõivatud). Metallis on kas valentstsoon ainult poolenisti täidetud (nt Cu, Ag, Au, mille aatomite välises elektronihis on ainult üks elektron) või siis valents- ja juhtivustsoon kattuvad osaliselt, nii et osa kõrgema energiaga seisundeid tsoonis jääb vabaks. Dielektrikus on keeluvöönd väga lai (võrreldes toatemperatuurse karakterse võnkekvanadiga $kT \approx 0,025$ eV) ja juhtivustsoon seega praktiliselt täiesti tühi. Pooljuhhis on keeluvöönd kitsam ja võrevõnkumised suudavad ka toatemperatuuril ergastada väheses koguses elektrone valentstsoonist juhtivustsooni. Selline üleminek on seda tõenäolisem, mida kõrgem on temperatuur, nii et pu-

hastel pooljuhtidel, vastandina metallidele, elektrijuhtivus kasvab temperatuuriga (nagu järgnevas selgub, ligikaudu võrdeliselt $\exp(-E_g/2kT)$ -ga, kus E_g on keeluvööndi laius).

Pauli keelu tõttu ei saa kõik elektronid relakseeruda madalaimasse energeetilisse seisundisse isegi mitte absoluutsel nulltemperatuuril, vaid igale energianivoole saab paigutada maksimaalselt kaks paardunud elektroni. Seega absoluutsel nulltemperatuuril on kõik nivood kuni teatud tasemeni μ (nn. Fermi nivoo) täidetud ja ülalpool seda tühjad. Seega vähemalt madalatel temperatuuridel elektronide jaotumus energia järgi ei ole kirjeldatav klassikalise (Boltzmanni) jaotusega. Kvantstatistikas näidatakse, et elektronid (jms fermionid) alluvad *Fermi-Diraci statistikale*, mille kohaselt tõenäosus, et nivoo energiaga E on elektroni-

	Erijuhtivus ($\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$)	Keeluvööndi laius (eV)
Dielektrikud	$\lesssim 10^{-9}$	$\gtrsim 4$
Pooljuhid	$10^{-7} \dots 10^4$	0,2 ... 3
Juhid	$\gtrsim 10^6$	–

Tabel 1: Ainete liigitus juhtideks, pooljuhtideks ja dielektrikuteks keeluvööndi laiuse ja elektrijuhtivuse alusel.

dega täidetud, avaldub

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

kus k on Boltzmanni konstant. Selle funktsiooni käik on kujutatud joonisel 5. Seega μ on sellise niivo energia, mille asustamise tõenäosus on $1/2$.

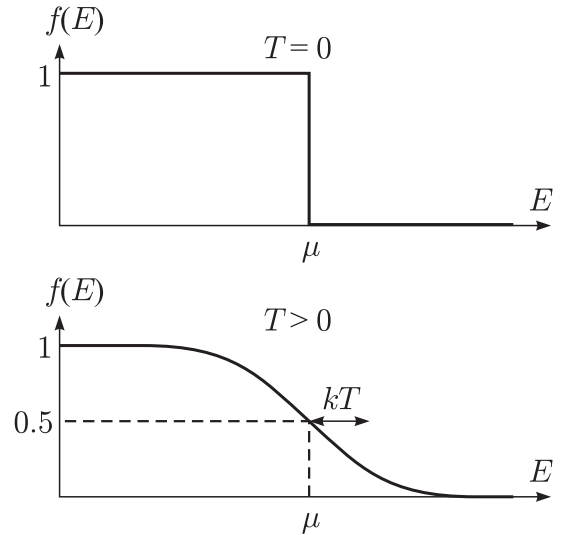
Elektronide energeetilise jaotuse väljendamiseks peame lisaks niivo asustamise tõenäosusele kasutusele võtma veel ühe funktsiooni — olekute tiheduse. Kui me tähistame viimase $g(E)$, siis olekute arv energიაntervallis $E \dots E + dE$ avaldub $g(E)dE$. Elektronide keskmine arv, mille energia jääb samasse vahemikku, on niisiis $2g(E)f(E)dE$ (igale niivoole mahub kuni kaks paardunud elektroni). Keeluvööndis ilmselt $g(E) = 0$.

Metalli korral on Fermi niivo antud selle energiaga, milleni on täidetud absoluutse nulltemperatuuri juures kõik energiatasemed. Üldjuhul määratakse Fermi niivo asukoht kristalli elektro-neutraalsuse tingimusest. Kui olekute tihedused valentstsooni lae ja juhtivustsooni põhja lähedal on ühesugused, siis on kerge näha, et puhas-te dielektrikute ja pooljuhtide korral peab funktsioon $f(E)$ olema sümmeetriline keeluvööndi suhtes, st Fermi niivo peab paiknema ligikaudu keeluvööndi keskel (joon. 6). Vabade laengukandjate arv tsoonis (ja seega ka aine elektrijuhtivus) on sel juhul heas lähenduses võrdeline

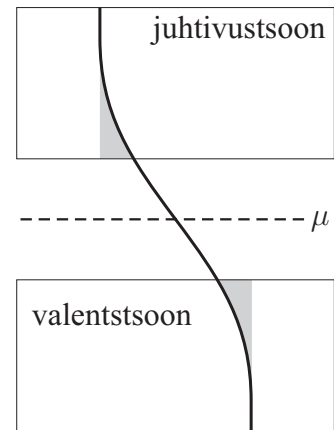
$$\frac{1}{\exp\left(\frac{E_g/2}{kT}\right) + 1} \approx \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),$$

tingimusel et $kT \ll E_g$.

Pooljuhtide teoorias on otstarbekas vaadelda tühje (elektroni poolt hõivamata) tsooniseisundeid iseseisvate kvaasiosakestena, mida nimetatakse *aukudeks*. Selline lähenemine on tingitud sellest, et elektronide sammu-sammulise ümberpaikne-



Joonis 5: Fermi-Diraci funktsioon.



Joonis 6: Fermi niivo asukoht puhtas dielektrikus ja pooljuhis.

mise tulemusena on auk võimeline kristallis le-vima ja käitub nagu positiivse laenguga ($+e$) ja teatava efektiivse massiga osake. Aukude liikuvus (so. reaktsioon välisele elektriväljale) on reeglina siiski hulga väiksem kui elektronidel. Kuna auk on elektroni puudumine, siis aukude jaotust ener-giate järgi kirjeldab funktsioon $1 - f(E)$. Augud on põhiliselt relakseerunud valentstsooni lae lähedusse (kui elektronide energiatelg on suuna-tud üles, siis aukudel on see suunatud alla). Üks-teisega kohtudes on elektron ja auk võimelised *rekombineeruma*, st. elektron relakseerub väikse-ma energiaga tsooniseisundisse. Samuti on elekt-ron ja auk võimelised moodustama vesinikuaato-mi taolist seotud seisundit, mida nimetatakse *ek-sitoniks*.

1.3 Pooljuhtmaterjalid

Pooljuhtideks on valdavalt teemandi, sfaleriidi (kuubiline ZnS) või vürtsiidi (heksagonaalne ZnS) kristallstruktuuriga ained, kus iga aatom on seotud nelja sideme abil oma naaberaatomitega, mis asetsevad korrapärase tetraeedri tippudes. Nendel ühenditel on valentselektronide keskmine arv aatomi kohta ühesugune (neli), mistõttu neid võib nimetada ka isovalentseteks.

Elementaarsetes pooljuhtides (IV rühma elementid C, Si, Ge, Sn) loovutab iga aatom neli elektroni kovalentsete sidemete moodustamiseks nelja sp^3 -hübriidiseerunud orbitaali kaudu (iga sideme jaoks on tarvis kaks paardunud elektroni). Võrekonstant, orbitaalide kattumise ulatus ja seega ka keeluvööndi laius muutub monotoonselt sõltuvalt elemendi paigutusest perioodilisuse tabelis (tabel 3). Nendele pooljuhtidele tüüpiline tsoonide moodustumise skeem on kujutatud joonisel 4. Kristalli moodustumisel toimub esmalt väliskihi elektronidest tekkinud tsoonide ühinemine, mis vastab sp^3 -hübriidiseerunud orbitaalide tekkele. Võrekonstandi edasisel vähendamisel tekkinud tsoon lõheneb taas, kusjuures madalam tsoon (valentstsoon) on elektronidega täielikult täidetud, kõrgem tsoon (juhtivustsoon) jääb aga tühjaks. Valentstsoon moodustub sp^3 orbitaalide siduvatest seisunditest (mille energia on väiksem), juhtivustsoon aga mittesiduvatest seisunditest.³

Järgmise levinud pooljuhtide klassi moodustavad III ja V rühma elementide ühendid (tuntuim esindaja GaAs), kus III rühma element loovutab kolm elektroni ja V rühma element viis elektroni, nõnda et side aatomite vahel on juba nõrgalt iooniline. Pooljuhtideks on ka II-VI ja I-VII ühendid (tabel 2). Mida kaugemal perioodilisuse tabelis pooljuhi komponendid üksteisest asetsevad, seda suurem on sideme ioonilisuse aste ja sellest tingituna suurem ka ühendi keeluvööndi laius, samas kui võrekonstant jääb praktiliselt muutumatuks (tabel 4).

Veelgi paindlikema omadustega pooljuhid saadakse kolme või koguni nelja elemendi kombinatsioonil. Näiteks võiks tuua $Al_xGa_{1-x}As$ (AlAs ja GaAs segu) ja $In_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ (GaAs, GaP ja InP segu). Ühendid, mida segatakse, peavad oma ühesugust struktuuri ja sarnast võrekonstanti, et kristalliseerumisel ei tekiks defekte ega me-

³Siin võiks võrdluseks meelde tuletada vesinikumolekuli moodustumise vesinikuaatomite lähenemisel üksteisele, mis viib samuti siduvate ja mittesiduvate (e. tühjate) orbitaalide tekkele.

I	II	III	IV	V	VI	VII
		B	C	N	O	F
		Al	Si	P	S	Cl
Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br
Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I
	Hg	Tl	Pb	Bi		

Tabel 2: Perioodilisuse tabeli osa, mis sisaldab pooljuhtmaterjalide valmistamiseks sobilikke elemente. Pooljuhtideks on sarnaselt varjutatud rühmade elementide ühendid (GaAs, ZnS, CuBr jne.).

Element	Võreparam. (Å)	Keeluvööndi laius (eV)
C	3.57	5.5
Si	5.43	1.1
Ge	5.66	0.66
α -Sn	6.49	0.1

Tabel 3: Elementaarsete pooljuhtide perioodilised omadused.

haanilisi pingeid. Selliseid materjale nimetatakse *tahketeks lahusteks*, sest aatomite järjestus võresõlmedes on juhuslik ja puudub translatoorse sümmeetriaga kristalliline struktuur, ent esimeses lähenduses võib neid pidada siiski kristallilisteks aineteks. Elementide vahekorra varieerimisega saab küllalt laiades piirides timmida sellise materjali mõningaid pooljuhtseadiste konstrueerimise seisukohalt tähtsaid omadusi: keeluvööndi laius, võrekonstanti, kiirgusomadusi (joonis 7).

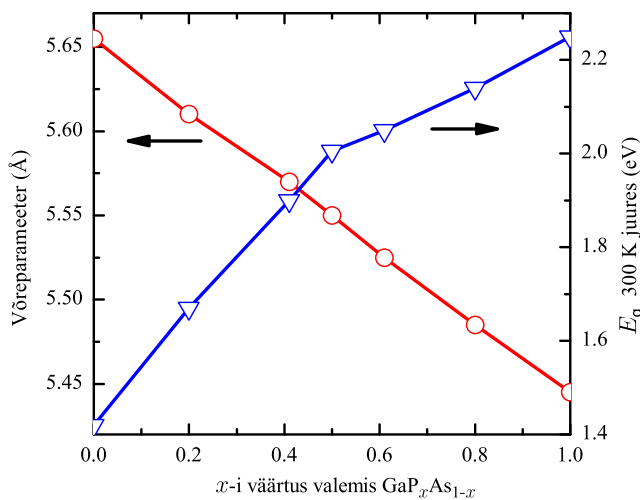
Põhiline elektroonikalülitustes kasutatav pooljuht on kaasajal räni. Fotoonikas kasutatakse aga valdavalt mitmesuguseid ühendeid (nagu GaAs) ja segusid, sest räni tsoonistruktuur on ebasoodus valguse genereerimiseks. Valgusdiodides saadamin kasutatavad materjalid on loetletud tabelis 5.

Ühend	Võreparam. (Å)	Keeluvööndi laius (eV)
Ge	5.66	0.66
GaAs	5.65	1.42
ZnSe	5.67	2.70
CuBr	5.69	2.91

Tabel 4: Isovalentsete ühendite perioodilised omadused.

Materjal	Siirde tüüp	λ (nm)	η (%)
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$	otsene	1000–1600	> 10
GaAs	otsene	870–900	10
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 < x < 0.4$) ($y \approx 2.2x, 0 < x < 0.47$)	otsene	640–870	5–20
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ ($x < 0.45$)	otsene	630–870	< 1
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}:\text{N}$ ($x > 0.45$)	kaudne	560–700	< 1
$\text{In}_{0.49}\text{Al}_x\text{Ga}_{0.51-x}\text{P}$	otsene	590–630	1–10
GaP:N	kaudne	565	< 1
GaN	otsene	430–530	2
SiC	kaudne	460–470	0.02

Tabel 5: Valgusdioides sagedamini kasutatavad materjalid. λ on kiirgusriba maksimumi asukoht, η on tüüpiline väline kasutegur (st kiiratava valguse võimsuse ja elektrilise võimsuse suhe).

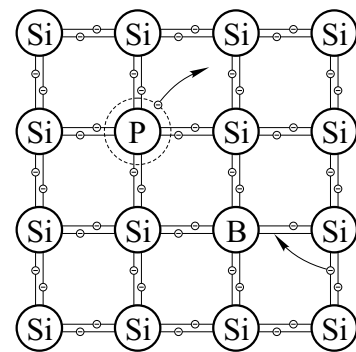


Joonis 7: Pooljuhtmaterjali $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ omaduste sõltuvus koostisest. $x = 0.45$ juures muutub siirde tüüp (otsene \rightarrow kaudne). Võreparameeter käitub nagu GaP ja GaAs võreparameetrite kaalutud keskmine.

1.4 Laengukandjate kontsentratsiooni tüürimine pooljuhis

Puhtas pooljuhis on juhtivus suhteliselt väike ja määratud sellega, kuipalju ergastatakse elektrone termiliselt valentstsoonist juhtivustsooni. Legeerimisel mitmesuguste lisanditega saab laengukandjate kontsentratsiooni soovitud sihis muuta. Vaatleme esialgu elementaarsete pooljuhtide (nt. Si) legeerimist. Kui viia sellisesse kristalli asendusaatomina 5-valentne element (nt. P), siis viimase neli väliselektroni seotakse teda ümbritseva nelja põhiaine aatomiga, viies (“üleliigne”) elektron jääb lisandiaatomiga suhteliselt nõrgalt

seotuks⁴ ja lüüakse soojusvõngete toimel kergesti aatomist välja (joon. 8). Tsooniteooria keeles tähendab see, et 5-valentne lisand tekitab diskreetse nivoo keeluvööndis juhtivustsooni põhja lähedal, nii et kristalli soojusvõnkumised suudavad kergesti paisata sellel nivool asuva elektroni juhtivustsooni, kus ta muutub vabaks laengukandjaks. Saadud materjali nimetatakse n-tüüpi pooljuhiks ja lisandit *doonoriks*.



Joonis 8: Pooljuhi legeerimine.

3-valentse lisandi (nt. B) elektronid seotakse ära kolme naaberaatomiga, neljanda sideme moodustamiseks võib ta puudujääva elektroni haarata ümbritsevatelt aatomitelt. Sinna, kust elekt-

⁴Seda seoseenergiat võib kergesti hinnata, vaadeldes lisandiaatomit kui vesinikusarnast aatomit, kus valentselektronile mõjuv Coulombi potentsiaal on osaliselt ekrapeeritud keskkonna polarisatsiooni tõttu. Viimast saab arvesse võtta dielektrilise läbitavuse ϵ kaudu. Doonori ionisatsioonienergiaks tuleb siis $E = 13.6 \times m^*/\epsilon^2$ eV, kus m^* on elektroni efektiivne mass (m_e ühikutes). Tüüpiliselt $\epsilon > 10$, $m^* < 1$, nii et lisandi ioniseerimiseks kulub < 0.1 eV. Tsooniteooria terminites on see siis doonornivoo kaugus juhtivustsooni põhjast. Sama teooria annab ka valentselektroni orbitaali karakterse raadiuse $r = 0.53\epsilon/m^* \text{ \AA}$, mis eeltoodud arvuliste väärtuste puhul tuleb $> 5 \text{ \AA}$. Toodud mudel on õigustatud juhul kui r on hulga suurem võrekonstandist.

ron ära võeti, jääb järgi “auk”, mis elektronide samm-sammulise ümberpaiknemise tulemusena hakkab kristallis levima. Tsooniteooria seisukohalt tekitab 3-valentne lisand diskreetse nivoo keeluvööndis valentstsooni lae lähedal. See nivoo on algselt asustamata ja soojusvõnkumised suudavad kergesti paisata ühe valentstsooni lae lähedal asuva elektroni sellele nivoole. Sellist materjali nimetatakse p-tüüpi pooljuhiks ja lisandit *aktseptoriks*.

Mõnikord võib lisand käituda nii doonori kui ka aktseptorina sõltuvalt sellest milliseid põhiaine aatomeid ta asendab. Näiteks Si (4-valentne) käitub GaAs kristallis doonorina, kui ta asendab Ga (3-valentne) aatomi, ja aktseptorina, kui ta asendab As (5-valentne) aatomi.

Kui viia pooljuhti väheses koguses doonoraatomeid, mille lisandinivoo paikneb juhtivustsooni põhja lähedal, siis võib tavatemperatuuride jaoks lugeda, et kõik doonorid on ioniseeritud. Seega n-tüüpi pooljuhis vabade elektronide arv ületab märgatavalt vabade elektronide arvu puhtas pooljuhis. Sellest järeldub, et legeeritud pooljuhis Fermi nivoo ei paikne enam keeluvööndi keskel, vaid on nihkunud juhtivustsoonile lähemale. Viimasest järeldub omakorda, et aukude arv valentstsoonis kahaneb võrreldes isepooljuhiga. Seega elektronid muutuvad põhilisteks laengukandjateks ja augud muutuvad *vähemuslaengukandjateks*. Küllalt tugeva doonoritega legeerimise korral läheneb Fermi nivoo juhtivustsooni põhjale ja võib isegi tungida juhtivustsooni sisse. Analoogiline arutlus p-tüüpi pooljuhi jaoks näitab, et Fermi nivoo nihkub valentstsooni poole.

1.5 Kontaktnähtused pooljuhis

Enamuse pooljuhtseadiste (diodid, transistorid jne) töö põhineb n- ja p-tüüpi pooljuhi kontaktil, mida nimetatakse *p-n siirdeks*.⁵ Siirdel eksisteerib suur enamuslaengukandjate kontsentratsioonigradient. Selle tulemusel siirde läheduses viibivad enamuslaengukandjad difundeeruvad siirde vastaspoolele, kus nad rekombineeruvad. Laengu ümberpaiknemise tõttu moodustub siirde lähedusse p-piirkonda negatiivne ruumlaeng ning n-piirkonda positiivne ruumlaeng. Ruumlaeng põhjustab siirdel tugeva elektrivälja (nagu kondensaatori katete vahel), mis hakkab ta-

⁵Reaalses p-n siirdes on üleminek ühel juhtivustüübilt teisele sujuv, sest siire tekitatakse mitte eri tüüpi pooljuhtide kontakti viimise, vaid nt. aktseptorite difundeerimise või implanteerimisega n-tüüpi pooljuhti.

kistama enamuslaengukandjate difusiooni. Siiret suudavad edaspidi ületada ainult need enamuslaengukandjad, millel on piisav energia potentsiaalibarjääri ületamiseks. Ruumlaengu piirkonnas tekib ühtlasi laengukandjate vaegkiht, sest kõik laengukandjad, mis selle piirkonnani difundeeruvad, triivivad tugeva elektrivälja toimel kiiresti siirdest eemale. Põhiline voolukomponent, mis enamuslaengukandjate difusioonvoolule vastu toimib, on vähemuslaengukandjate triiv. Nimelt vähemuslaengukandjad, mis satuvad difusiooni tõttu vaegkihi piirile, haaratakse sealse tugeva elektrivälja poolt ja triivivad kiiresti vastaspoolele. Lisaks nimetatud protsessidele võivad panuse anda ka vaegkihis termiliselt genereeritud elektron-aukpaarid, mis lagunevad tugevas elektriväljas. Kui siirdele välist pinget rakendatud ei ole, kujuneb nimetatud voolude vahel välja dünaamiline tasakaal. p-n siirde elementaarses teoorias näidatakse, et tasakaalulise potentsiaalibarjääri energeetiline kõrgus ja vaegkihi laius avalduvad järgmiselt:

$$V_i = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}, \quad w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)} V_i.$$

Siin N_d, N_a on doonorite ja aktseptorite kontsentratsioonid, n_i on elektronide kontsentratsioon isepooljuhis, ε on materjali dielektriline läbitavus. Võttes rüni jaoks tüüpilised väärtused $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $N_d = N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\varepsilon = 12\varepsilon_0$, saame $V_i = 0.71 \text{ V}$, $w = 0.44 \mu\text{m}$.

Diodile rakendatud väline pinge V liitub sisemise pingega V_i . Päripinge (st kui p-pooljuht on ühendatud pingega allika positiivse klemmiga) korral potentsiaalibarjäär alaneb ja enamuslaengukandjate difusioonvool saavutab ülekaalu. On võimalik näidata, et nõrkade voolude puhul difusioonvoolu tugevus hakkab rakendatud pingega ligikaudu eksponentsiaalselt kasvama ja p-n siirde voltamperkarakteristik on seega järgmine:

$$I = I_0 \left(e^{V/kT} - 1 \right),$$

kus I_0 on küllastusvoolu tugevus vastupingetatud diodis. Karakterne pinge, mille juures diod “avaneb”, vastab ligikaudu potentsiaalibarjääri kõrgusele V_i tasakaalulisel p-n siirdel, viimane on omakorda ligikaudu võrdne pooljuhi keeluvööndi laiussega, kuivõrd Fermi nivood kummagi pool siiret asetsevad tsooni serva lähedal. Vastupinge korral potentsiaalibarjääri kõrgus suureneb, enamuslaengukandjad ei suuda enam difundeeruda siirde vastaspoolele ja järgi jääb vaid vä-

hemuslaengukandjate ning siirdepiirkonnas termiliselt genereeritud laengukandjate nõrk küllastusvool, mis ei sõltu praktiliselt pingest (diod on "suletud").

Termodünaamiliselt tasakaalulise süsteemi kõikides osades on Fermi nivoo ühel ja samal kõrgusel,⁶ mistõttu p-n siirde ümbruses on tsoonid kõverdunud (joon. 9b). Päripingestatud p-n siire on tugevalt mittetasakaaluline, ent elektronide ja aukude jaotusi võib ligikaudselt ikkagi kirjeldada Fermi-Diraci valemiga, kui Fermi nivoo lugeda elektronide ja aukude jaoks erinevaks (joon. 9c).

Üksikul p-n siirdel põhinevaid pooljuhtseadiseid nimetatakse *diodideks*. Eksisteerib rida erinevat tüüpi diode sõltuvalt nende rakendusest: alaldusdiod (alaldab vahelduvvoolu), valgusdiod (kiirgab valgust), fotodiod (detekteerib kiirgust), stabilitron (stabiliseerib pinget), varikap (elektriliselt tüüritava mahtuvusega kondensaatore), termodiod (temperatuurisensor), tunnelidiod (kõrgsagedusgeneraator, -võimendi), laviinfotodiod (footondetektor).

1.6 Valgusdiodide tööpõhimõte ja kiirguskarakteristikud

Valgusdiodi kiirgus kujutab endast elektroluminesentsi, mis tekib elektriliselt ergastatud elektronide ja aukude rekombinatsioonil.⁷ Rekombinatsioon võib aset leida mitmesuguseid (nii kiirguslikke kui ka mittekiirguslikke) kanaleid pidi (joonis 10). Rekombinatsioonil vabanev energia (mis on ligikaudu võrdne keelutsooni laiusega E_g) võib kuluda valguskvandi (footoni) tekitamiseks, mõne teise juhtivustsooni elektroni energia suurendamiseks (nn. Auger' protsess) või kristalli võnkekvandi (foononi) ergastamiseks. Viimane protsess on seda tõenäolisem, mida intensiivsemad on võre võnkumised ehk mida kõrgem on aine temperatuur. Mittekiirguslikeks rekombinatsioonikanaliteks on ka mitmesugused defektid

⁶Fermi tase väljendab süsteemi *keemilist potentsiaali*, st. süsteemi energia juurdekasvu täiendava osakese (elektroni) lisamisel. Kui kristalli erinevates osades oleksid Fermi tasemed erinevad (nagu joon. 9a), siis tekiks osakeste vool kõrge Fermi tasemega piirkondadest madalama tasemega piirkondadesse kuni tasakaalu moodustumiseni.

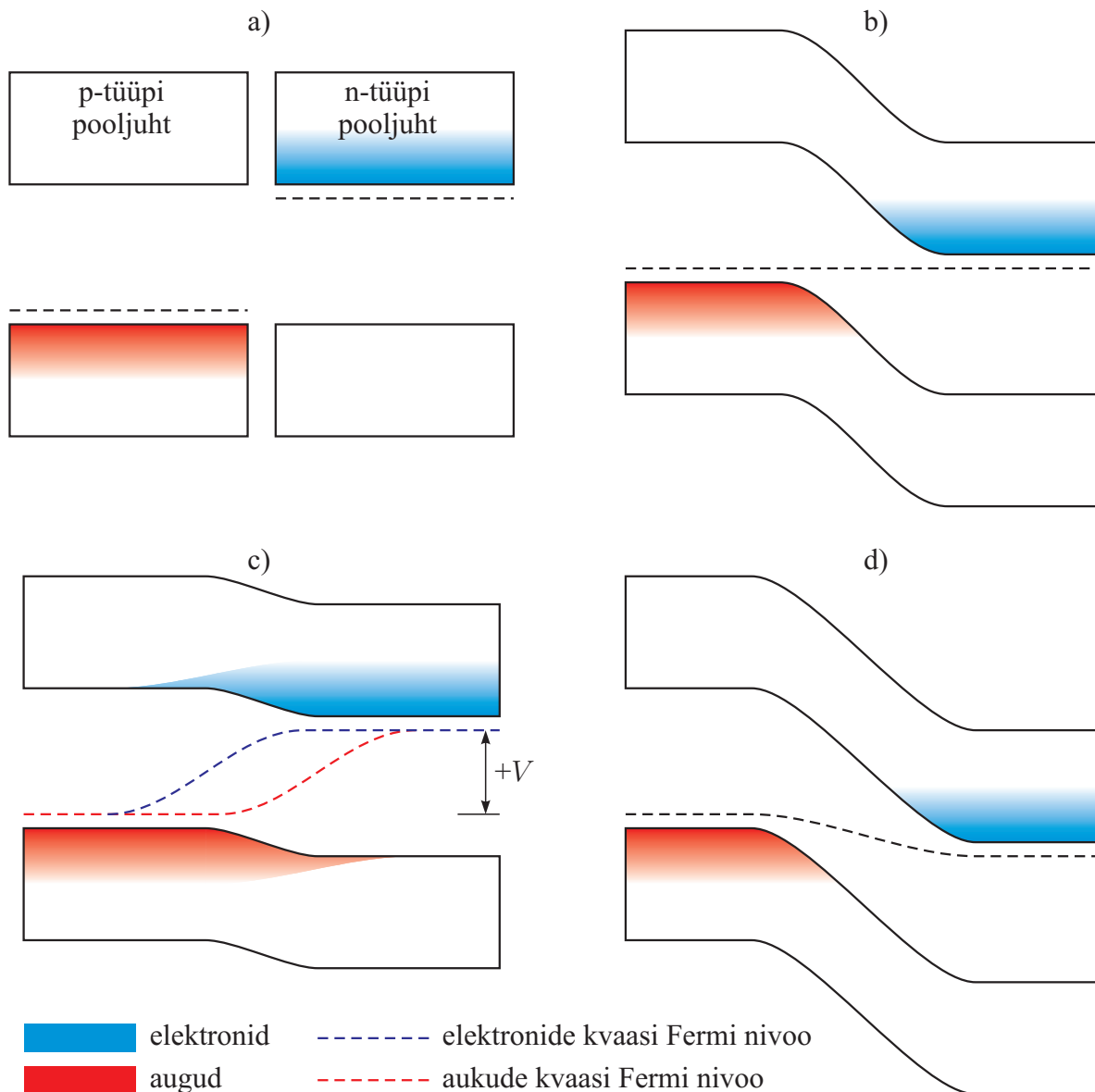
⁷Luminesentsiks üldiselt võib nimetada igasugust spontaanset kiirgust, mis ületab soojuslikku taustafooni. Et eristada luminesentskiirgust hajunud, peegeldunud jms. kiirgusest, nõutakse lisaks, et luminesentskiirguse kestus (peale ergastava kiirguse blokeerimist) oleks vähemalt üks valguse võnkeperiood. Luminesentskiirgus tekib ergastatud aine või molekuli spontaansel siirdel madalamatesse energiaseisunditesse.

(kaasa-arvatud kristalli pind).

Ruumi sümmeetria tingib *jäävusseaduste* olemasolu. Näiteks klassikalisest mehaanikast on teada, et ruumi homogeensusest tuleneb impulsi jäävus, ruumi isotroopsusest aga impulsimomendi jäävus. Kristalli translatoorne sümmeetria võimaldab ka kristallis liikuvate osakeste jaoks defineerida impulsi mõiste. Mistahes protsessis peab osalevate osakeste (elektronide, foononite, footonite) summaarne impulss säilima. Kuivõrd footoni enese impulss on vaadeldavate energiatega juures tühiselt väike, siis kiirguslikud siirded saavad toimuda vaid selliste valents- ja juhtivustsooni seisundite vahel, mille käigus elektroni impulss säilib. Tavatemperatuuridel on elektronid relakseerunud juhtivustsooni põhja lähedale, augud aga valentstsooni lae juurde. Kui laengukandjate impulsid juhtivustsooni põhja ja valentstsooni lae juures on võrdsed, siis suure tõenäosusega leiab aset kiirguslik siire. Sellist pooljuhti nimetatakse *otsese siirdega* pooljuhiks. Vastasel korral peab rekombinatsiooniprotsessis osalema sobiva impulsi foonon (et kindlustada impulsi jäävust), seetõttu on kiirguse kvantsaagis väike. Sellist pooljuhti nimetatakse *kaudse siirdega* pooljuhiks.

Mõnikord on siiski võimalik kaudse siirdega pooljuhi kiirguslikku kvantsaagist suurendada legerides teda isoelektronse lisandiga, mis tekitab lokaalse nivoo juhtivustsooni põhja lähedal. Kuna ruumiliselt lokaliseeritud elektroni lainefunktsioon sisaldab kõikvõimalikke impulsi-komponente (määramatuse relatsioon), siis juhtivustsooni elektron on võimeline siirduma lisandinivoole ja sealt edasi sooritama kiirgusliku ülemineku valentstsooni (joon. 11b). Näiteks käesolevas praktikumis vaadeldavad diodid on valmistatud $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ baasil, mis on $x > 0.45$ puhul kaudse siirdega. Kiirgusomaduste parendamiseks legeritakse teda lämmastikuga (vt. tabel 6).

Valgusdiodi spektri kuju ja intensiivsust mõjutavad kolm faktorit: kvantolekute tihedus, kvantolekute asustus ja siirdetõenäosus. Lihtsaimas mudelis võib lugeda, et keeluvööndis on olekute tihedus null, tsooni sees aga kasvab ligikaudu võrdeliselt $E^{1/2}$ -ga, kus E on kaugus tsooni servast. Siire saab toimuda ainult asustatud seisundist juhtivustsoonis asustamata seisundisse valentstsoonis (määratud Fermi-Dirac'i jaotusega). Ülemineku tõenäosus on määratud alg- ja lõppoleku lainefunktsioonidega. Kui meil on (a) otsese siirdega materjal, (b) siirdetõenäosus nullist erinev ainult selliste üleminekute jaoks, mille käigus impulss säilib, ning (c) Fermi-Dirac'i jaotuses $|E -$



Joonis 9: p-n siirde tsoonidiagramm. (a) Pooljuhid enne kontakti viimist; (b) tasakaaluline p-n siire; (c) päripingestatud p-n siire; (d) vastupingestatud p-n siire.

$\mu \gg kT$, siis on võimalik näidata, et valgusdiodi spektri teoreetiline kuju avaldub valemiga

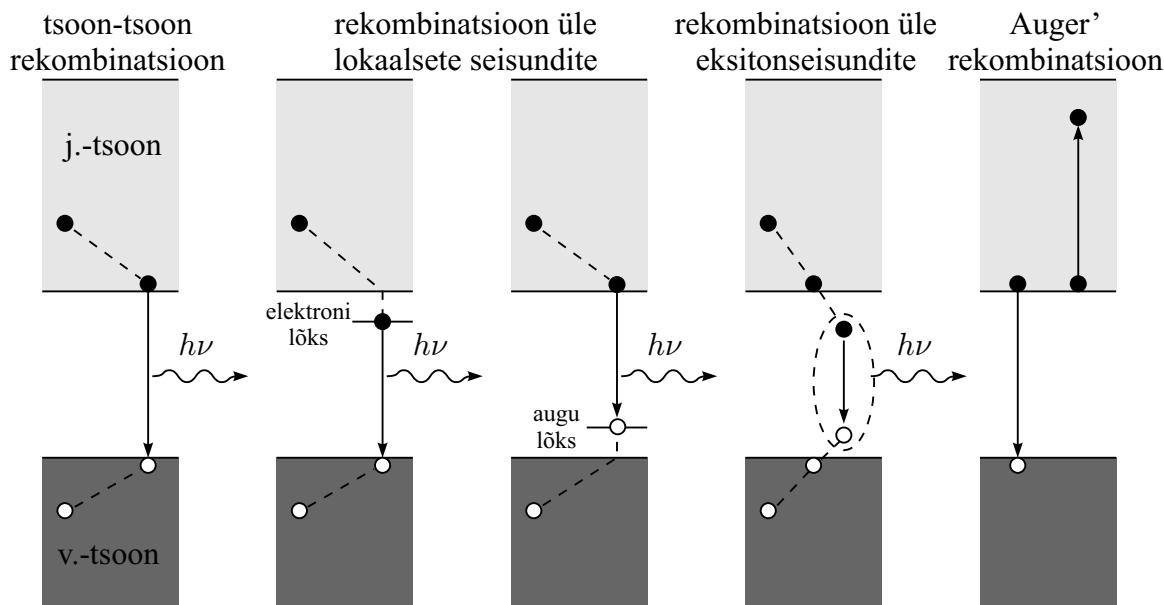
$$I(h\nu) \propto (h\nu - E_g)^{1/2} e^{-(h\nu - E_g)/kT}, \quad (1)$$

mis on kujutatud joonisel 12. Nagu oodata võis, on selle spektri laius mõne kT suurusjärgus. Tegelikuses on diodi kiirgusspekter sümmeetrilisem ja spektraalselt laiem põhjustatuna sellest, et reaalses pooljuhtides ei ole tsooniserv teravaid "laialivalgunud": keeluvööndisse sisenedes olekute tihedus läheneb eksponentsiaalselt nullile. See on tingitud kristalli mitteperfektsusest.

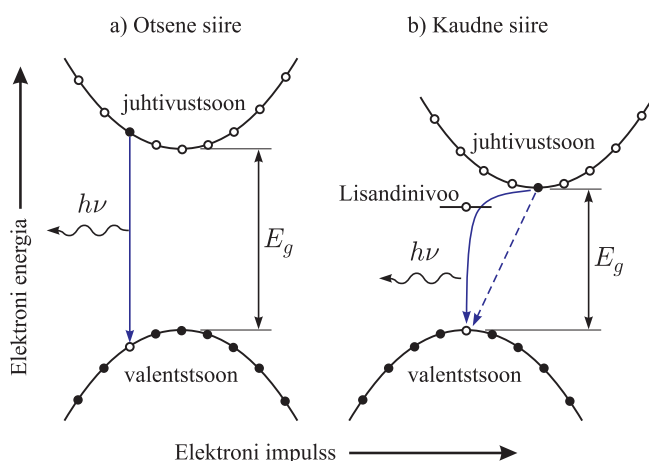
Temperatuuri alandamisel valgusdiodi heledus suureneb, kuna foononite osavõtul toimuvate mittekiirguslike protsesside osakaal väheneb (kiirguse kvantsaagis suureneb). Spekter nihkub tervikuna väiksemate lainepikkuste poole, sest

kristall tõmbub jahtudes kokku, mis viib omakorda keelutsooni laiuse suurenemisele (vt. joon. 4).

Valgusdiodi lähedane sugulane on pooljuhtlaser e. laserdiod. Väga tugeva legerimise korral võib Fermi nivoo n-pooljuhis tungida juhtivustsooni sisse ja p-pooljuhis valentstsooni sisse. Sel juhul võib tugeva pärivoolu juures saavutada siirdepiirkonnas pöördhõive – juhtivustsooni põhja lähedal on enamus seisundeid elektronidega täidetud ja samal ajal valentstsooni lae lähedal on enamus seisundeid tühjad. Tulemuseks on valguse võimendumine, sest stimuleeritud siirde tõenäosus on suurem kui neeldumise tõenäosus.



Joonis 10: Mõningad laengukandjate rekombinatsioonikanalid pooljuhis.



Joonis 11: Otsese ja kaudse siirdega pooljuhtide tsoonidiagrammid. Täidetud ringid tähistavad elektrone, tühjad ringid auke.

1.7 Valgusdiodi ehitus

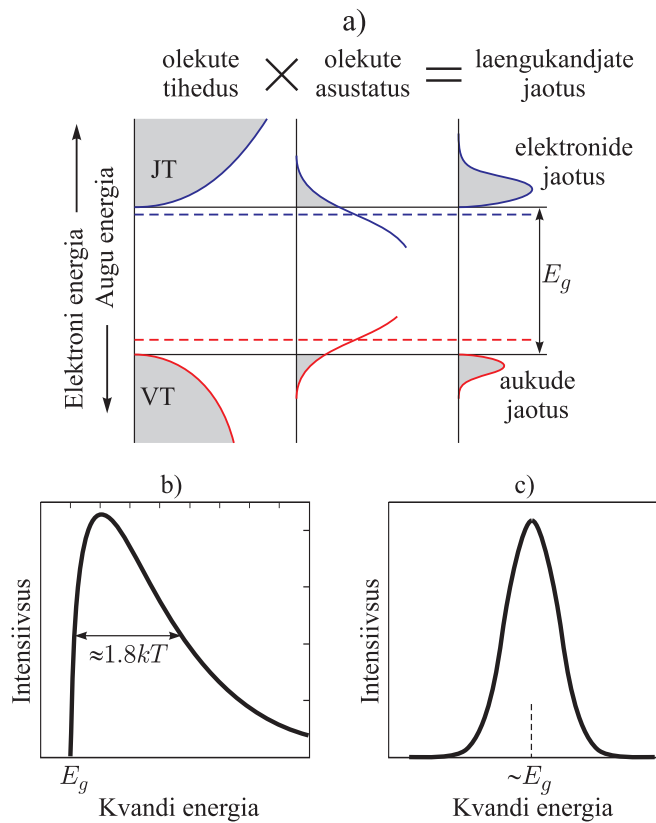
Valgusdiodi ehituse lihtsustatud skeem on kujutatud joonisel 13. Selles näites on kasutatud n^+ - p siiret. Kuna n^+ -piirkond on tugevalt legeeritud, siis suur osa n^+ -piirkonnast tulevaid elektrone levivad p -piirkonda (nad ei jõua siirdel rekombineeruda), kus nad rekombineeruvad oma difusioonitee pikkuse ulatuses p -piirkonna aukudega.

Kiirguse väljajuhtimiseks aktiivsest piirkonnast kasutatakse mitmesuguseid võtteid: siire tehakse välispinna lähedale, et vähendada neeldumiskadusid; pinnale antakse selline kuju, et valgus langeks pinnale täieliku sisepeegelduse piirnurgast väiksemate nurkade all; pooljuhi pind kaetakse selgendava optilise kilega, et vältida poolju-

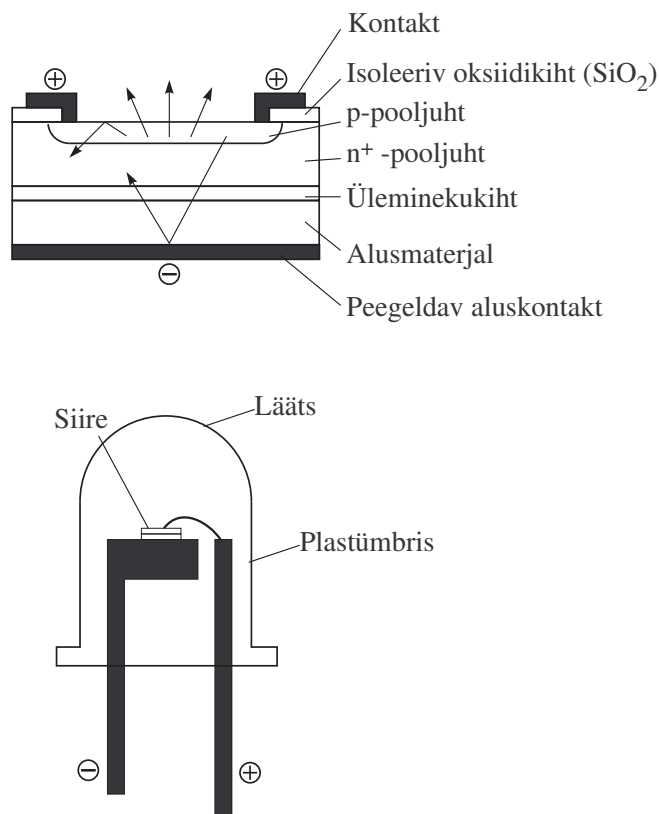
hi suurest murdumisnäitajast tingitud peegelduskadu; alusmaterjal tehakse läbipaistev ja aluskontakt peegeldav.

1.8 Kasulikke viiteid

- <http://www.ece.umd.edu/~davis/chapter13.pdf>
- <http://www.eecs.umich.edu/~singh/semi.html>
- <http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes-dot-org/>
- http://www.techfak.uni-kiel.de/matwis/amat/semi_en/makeindex.html
- <http://www.site.uottawa.ca/~jpyao/courses/ELG5>



Joonis 12: (a) Laengukandjate jaotus tsooni serva juures lihtsaimas mudelis (VT – valentstsoon, JT – juhtivustsoon); (b) valgusdiodi kiirgusspektri teoreetiline kuju; (c) Valgusdiodi kiirgusspektri tüüpiline kuju.



Joonis 13: Valgusdiodi konstruktsioon.

2 Praktiline töö

2.1 Tööülesanne

Põhiliselt uuritakse $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ baasil valmistatud valgusdiodide omadusi. Selleks tuleb teostada kaks mõõteseriit:

- Kiirgusspektri sõltuvus materjali koostisest (x -st).
- Diodi pinge ja valguse intensiivsuse sõltuvus voolutugevusest.

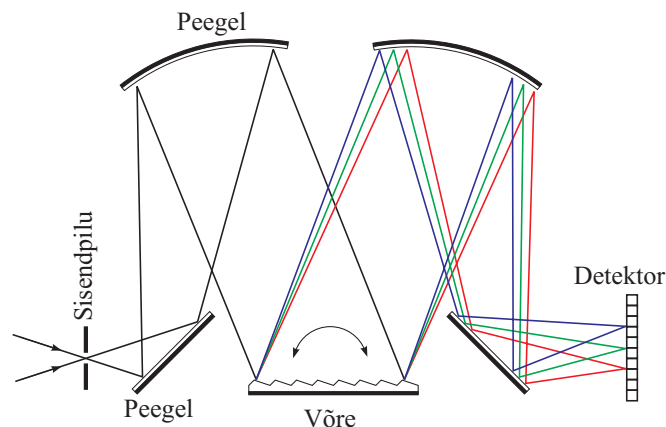
Nende andmete põhjal arvutatakse omakorda pooljuhi keeluvööndi laius, diodi voltamperkarakteristik ning kvantefektiivsuse sõltuvus voolutugevusest. Lisaks mõõdetakse nii nende kui ka mitmesuguste suurema efektiivsusega valgusdiodide kasutegurid.

2.2 Töövahendid

Valik valgusdiodide, CCD-spektromeeter, stand valgusdiodide kinnitamiseks ja positsioneerimiseks, fotodiod, reguleeritav vooluallikas diodide toiteks, testrid.

2.3 Võrespektromeetri ja CCD sensori töö- põhimõtted

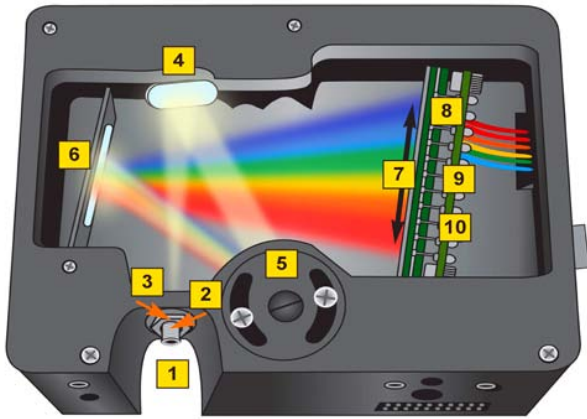
Spektromeeter on seade, mis ruumiliselt lahutab (dispergeerib) erineva värvusega (ehk lainepikkusega) komponendid uuritavas kiirguses ja võimaldab nende intensiivsuse registreerida mõnesuguse detektoriga. *Spektrograafi* korral kasutatakse koordinaaditundlikku detektorit (fotodiodide rivi, CCD sensor, varasemal ajal ka fotoplaat), mis võimaldab kogu spektri registreerida ühekorraga (punkt-detektori korral tuleks spekter registreerida järk-järgult igal lainepikkusel eraldi). Dispergeerivaks elemendiks on enamasti difraktsioonvõre (lihtsamatel seadmetel ka prisma). Difraktsioonvõre kasutava spektrograafi skemaatiline ehitus on kujutatud joonisel 14. Uuritav kiirgus suunatakse spektromeetrisse läbi sisendpilu, mis asetseb kollimeeriva parabolpeegli (ehk sisendobjektiivi) fookuses. Peegel saadab paralleelse kiirtekimbu difraktsioonvõrele. Difraktsioonvõre kujutab enesest klaasplaati, mis on kaetud hästi peegeldava õhukese metallikihiga. Viimasele on kantud ühtlase sammu d järel paralleelsed kanalid



Joonis 14: Spektromeetri põhimõtteskeem.

e. triibud. Samm d on valguse lainepikkuse suurusjärgus, mis tingib difraktsiooni tekkimise võrelt peegeldunud kiirguses. Erineva lainepikkusega kiired diffrageeruvad aga erineval määral. Dispersioon on seda suurem, mida väiksem on võre triipude samm ehk mida tihedamalt on triibud võre pinnale kantud. Detektor asetseb koondava parabolpeegli (väljundobjektiivi) fokaaltasandis, nii et võre pealt erinevates suundades diffrageerunud kiired koonduvad detektori erinevatesse punktidesse, st spekter laotatakse detektori peale laiali. Kui võrele langeb lai valgusvihk, on töötavate triipude arv väga suur ($\sim 10^5$), mis tingib difraktsioonipiikidele väga väikese nurklaiuse, seetõttu on üksteisest eristatavad ka väga lähedased lainepikkused. Saavutatav spektraallahutus sõltub peamiselt sisendpilu laiusel, võre dispersioonist ning detektori elemendi suurusel.

Kaasajal on koordinaaditundlikuks kiirguse vastuvõtjaks enamasti CCD sensor. CCD e. laengusidestusseade (*Charge-Coupled Device*) kujutab endast integraallülitusena realiseeritud mikromõõdus pooljuht-sensorelementide regulaarset rivi või maatriksit. Erinevalt tavalisest fotodiodist vms hetksignaali väljastavast kiirgusdetektorist omab iga CCD element elektrilist mahutuvust ja on suuteline ekspositsiooni ajal individuaalselt valgusenergiat akumulereerima elektrilaengu kujul. *Laengusidestuse* mõiste tuleneb kujutise mahalugemise printsiibist: sobivate pingeiimpulsside rakendamisega õnnestub akumulereerunud laenguid väga väikeste kadude ja moonutustega ümber tõsta ühelt elemendilt teisele ja sel viisil kogu kujutis piksel-haaval registreerida.



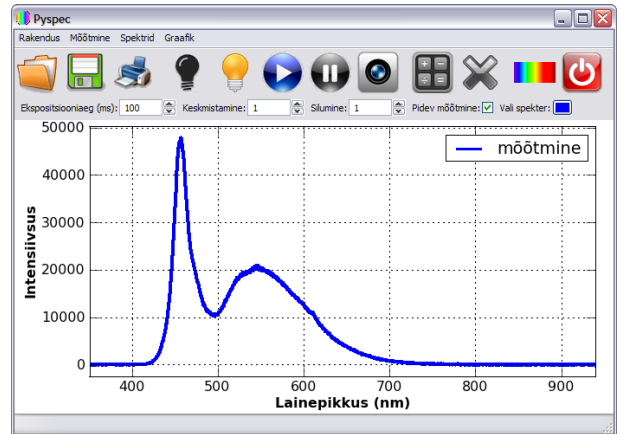
Joonis 15: Spektromeetri USB2000+ ehitus: (1) fiibri kinnitus, (2) sisendpilu, (3) filter, (4) kollimeeriv peegel, (5) difraktsioonvõre, (6) fokuseeriv peegel, (7) silinderlääts, (8) CCD.

2.4 Aparatuuri ja juhtprogrammide kirjeldus

2.4.1 Spektromeeter

Spektri mõõtmine toimub antud juhul kompaktses fiiberspektromeetriga Ocean Optics USB2000+, kus kasutatakse 2048 elemendist koosnevat lineaarset CCD detektorit. Spektromeetri ehitus on kujutatud joonisel 15. Aparaaadi tööpõhimõte on sama mis joonisel 14, varieeritud on vaid optiliste elementide paigutust. Valguse juhtimiseks sellist tüüpi seadmesse kasutatakse tavaliselt optilist fiibrit, seetõttu sisendpilu on üldse ära jäetud (fiibri südamiku diameeter determineerib pilu laiuse). Uuritava kiirguse saamine fiibrisse sõltub kiirgusallika iseloomust. Punktallikast pärineva või kollimeeritud kiirguse korral tuleb kasutada sobivat läätsede kiirguse fokuseerimiseks fiibri otsale, ruumiliselt ulatusliku valgusallika korral piisab fiibri suunamisest valgusallika poole. Käesoleval juhul kasutatakse esimest meetodit.

Käesolevas töös juhitakse spektromeetrit isetehtud rakendusega *Pyspec*, mille peaaken on kujutatud joonisel 16. Alumisel tööriistaribal saab sisestada spektri mõõtmise parameetrid. Peamine parameeter on CCD eksponeerimise aeg. Samas viimast ei saa piiramatult suurendada, sest laengu suurus, mida CCD element on suuteline akumulereerima, on lõplik. See vastab maksimaalsele signaali väärtusele 60000. Et signaal-müra suhet veelgi parendada, tuleb koguda hulk maksimaalse ekspositsiooniajaga spektreid ja need siis keskmistada. Selleks saab ette näidata signaali keskmistamiseks kasutatava spektrite arvu. Lisaks



Joonis 16: Programm *Pyspec* spektromeetri kontrollimiseks.

on võimalik spektrit siluda (seda küll spektraalhutuse vähenemise arvelt) näidates silumisakna laiuse pikselites. Spektrimõõtmise käivitab *Mõõtmine* → *Käivita*.

Korrektse spektri saamisel tuleb arvesse võtta *taustsignaali* ning seadme *spektraalset tundlikkust*. Taustsignaal on osalt elektroonse päritoluga (laengukandjate termiline generatsioon sensoris ning laengu väljalugemise müra) ning osalt tingitud ruumi täitvast foonkiirgusest (kui mõõtmisi ei teostata pimedas). Taustspektri registreerimiseks tuleb uuritav kiirgus ajutiselt blokeerida või välja lülitada ja käivitada *Mõõtmine* → *Mõõda taustspekter*. Taustkiirgust tuleb mõistagi registreerida samadel tingimustel nagu uuritavat kiirgust.

Spektraalseadme kõigi komponentide toimimise efektiivsus sõltub valguse lainepikkusest. Seda sõltuvust iseloomustab süsteemi *spektraalne koste e. tundlikkus*. Viimane on eelnevalt ära mõõdetud ja see tuleb käsuga *Mõõtmine* → *Laadi võrdlusspekter* laadida failist

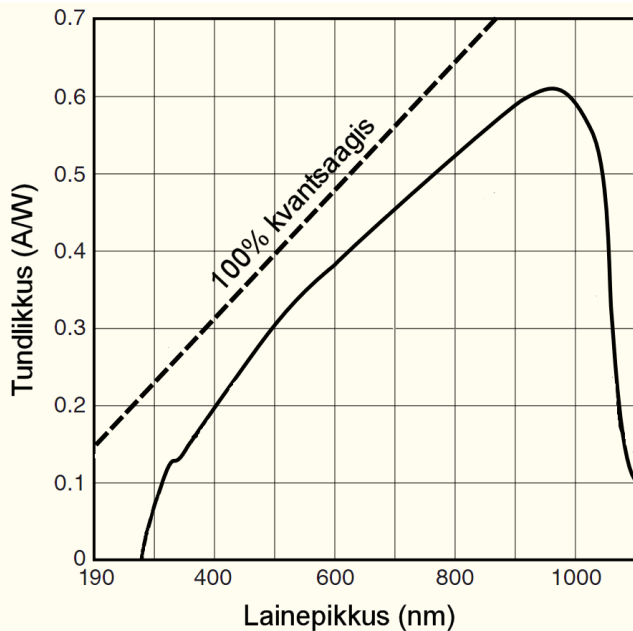
E:\Praktikum\USB2000ca1.txt.

Kokkuvõttes korrigeeritud spekter saadakse järgmise arvutusega:

$$S(\lambda) = \frac{S_{\text{sensor}}(\lambda) - S_{\text{foon}}(\lambda)}{S_{\text{võrdlus}}(\lambda)}$$

2.4.2 Fotodiod

Valgusdiodide kiirguse absoluutse intensiivsuse hindamiseks kasutame lihtsat fotodiodi, mille väljaviigud tuleb ühendada mikroampermeetriga (selleks kasutame testrit sobivas mõõtepiirkonnas). Fotodiodi saab karakteriseerida absoluutse spektraalse tundlikkusega, mis väljendab fotovoolu tugevust ühikulise võimsusega monok-



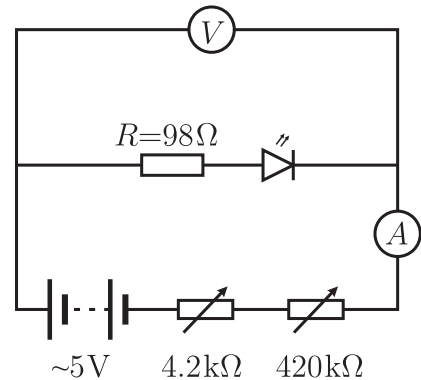
Joonis 17: Fotodiodi tundlikkuse sõltuvus lainepikkusest.

romaatse kiirguse langemisel fotodiodi pinnale. Käesolevas töös kasutatava fotodiodi tundlikkus on toodud joonisel 17. Fotodiodi aktiivala suurus on $6 \times 6 \text{ mm}^2$, millega õnnestub peaaegu täielikult haarata valgusdiodi kiirgus kui viimane asetada fotodiodile hästi lähedale.

2.5 Töö käik

Töö koosneb järgmistest etappidest.

Elektriskeemi koostamine. Valgusdiodi läbiva voolutugevuse muutmiseks ning pinge- ja voolutugevuse lugemise võtmiseks tuleb koostada elektriskeem joonisel 18 (ühte testrit kasutage ampermeetrina ning teist voltmeetrina). Diodi toiteks kasutatakse alalisvooluadapterit, mis on ühendatud diodiga üle kaheastmelise potentsio- meetri (see on vajalik selleks, et saaks vajadusel voolutugevust suurtes piirides varieerida). Esimene katseseeria korral on toide võimalik lülitada ka üle elektroonikalülituse, mis stabiliseerib voolutugevuse 10 mA peal sõltumata diodi pingest. Voolu piiramiseks on diodiga järjestikku lülita- tud $\sim 100 \Omega$ takisti, millel tekkivat pingelangu tu- leb arvesse võtta diodil oleva pingeteada- saamiseks (voltmeetri sisetakistuse võib lugeda lõp- mata suureks).



Joonis 18: Elektriskeem valgusdiodi toiteks ja elektriliste mõõtmiste tegemiseks.

Tüüp	Värvus	Materjal
P431	punane	$\text{GaP}_{0.40}\text{As}_{0.60}$
P434	oranž	$\text{GaP}_{0.65}\text{As}_{0.35}:\text{N}$
P432	roheline	$\text{GaP}_{1.00}\text{As}_{0.00}:\text{N}$

Tabel 6: Praktikumis kasutatavad $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ val- gusdiodid.

Spektrite mõõtmine. Antud mõõteseria teos- tatakse kõigi $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ tüüpi valgusdiodiga (ta- bel 6) voolutugevusel umbes 10 mA (voolutuge- vuse täpne väärtus ei ole siin oluline). Nihuta- ge pessa asetatud valgusdiod mõne sentimeet- ri kaugusele fiibriga ühendatud läätsest ja otsige katse-eksituse meetodil mõistliku pikkusega eks- positsooniaeg, nii et CCD ei oleks küllastatud. Seejärel läätse asendit valgusdiodi suhtes süste- maatiliselt varieerides maksimeerige optilise sig- naali tugevus. Lõpliku mõõtmise tegemiseks laa- dige kõvakettalt spektromeetri spektraalne koste, taustafooni registreerimiseks katkestage ajutiselt valgusdiodi toiteahel. Mõõdetud kiirgusspekt- ri saab ekraanil “meelde jätta” käsuga *Mõõtmis- ne* → *Tõmmis*. Korrake protseduuri ülejäänud ka- he diodiga, nii et lõpuks on ekraanile kuvatud kolm spektrit. Graafiku saab bitmap-kujutisena salvestada käsuga *Graafik* → *Salvesta pildina*.

Voltamperkarakteristika mõõtmine. Asetage pessa diod P431 (kõige punasem). Alustage voolutugevusest ca 20 mA ja vähendage se- da iga järgneva katsega umbes 2 korda (see kindlustab, et hiljem logaritmilisel graafikul on katsepunktid enam-vähem ühtlase sammuga). Suurima voolutugevuse juures pange paika eks- positsooniaeg (parajasti nii, et spektromeeter ei oleks küllastuses). Kuivõrd voolutugevuse edasise mitmesuurusjärgulise vähendamise järel tuleb mõõta ka väga nõrka valgussignaali, siis

spektrit tuleks keskmistada (summaarne signaali kogumise aeg võiks olla vähemalt ~ 5 s). Lisaks võib sisse lülitada spektri silumise akna laiusena 10 pikselit, sest suure spektraallahutuse järgi antud juhul vajadust pole. Seeria vältel ei tohi spektromeetri tööparameetreid muuta (et eri voolutugevustel saadud valguse intensiivsused oleksid võrreldavad). Igal voolutugevuse väärtusel registreerige nii pinge kui ka valguse intensiivsus (nt signaali väärtus spektri maksimumis). Korrake protseduuri kuni voolutugevuse väärtuseni $\sim 10 \mu\text{A}$. Aeg-ajalt tuleks taustsignaali uuesti registreerida, kuna näiteks spektromeetri sensori temperatuur võib triivida.

Kasuteguri mõõtmine. Energeetiline kasutegur (st kiiratud valgusvõimsus võrrelduna elektrivõimsusega) mõõdetakse kõigi $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ diodide jaoks kasutades valguse registreerimiseks fotodiodi. Nimetatud valgusdiodid on paraku võrdlemise väikese efektiivsusega, selle tõttu on täiendavalt antud neli võrdlemise eredat valgusdiodi: violetne 403 nm, sinine 461 nm, roheline 527 nm ja punane 633 nm (nende spektreid me eraldi mõõtma ei hakka). Peale seda kui valgusdiod on pessa asetatud ja sisse lülitatud, asetage sellele hästi lähedale, otse valgusvoo ette fotodiod ning registreerige viimase poolt genereeritud fotovool. Vajadusel tuleb mõõdetud fotovoolust maha lahutada taustsignaal, mis on tingitud ruumi üldvalgustusest. Mõõtmised teostatakse voolutugevusel ~ 10 mA, seejuures voolutugevuse ning pinge täpne väärtus tuleb kirja panna, et saaks hiljem arvutada elektrilist võimsust.

2.6 Andmete töötlemine ja tulemuste vormistamine

Protokolli näide on toodud järgmisel leheküljel. Arvutuste resultaadina tuleb ära tuua järgmised tulemused:

1. Spektraalmõõtmistest arvutage pooljuhi keelutsooni laius (elektronvoltides), võttes selleks spektri maksimumile vastava footoni energia, ning spektri laius võrrelduna von-kekvandi (kT) suurusega. Viimase leidmisel võib eeldada, et spektri laius on väga väike võrreldes keskmise lainepikkusega, nii et spektri laius energiaühikutes on proportsionaalne spektri laiusega lainepikkuste skaalas (leidke iseseisvalt vastav võrdetegur).

2. Arvutage iga diodi jaoks kasutegur (kiirgusvõimsuse ja elektrilise võimsuse suhe) voolutugevusel ~ 10 mA.
3. Eelneva baasil tehke graafik(ud), kus on kujutatud keelutsooni laius ja kasutegur sõltuvalt x -st valemis $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$. Kommenteerige kasuteguri ja pooljuhi koostise vahelist korrelatsiooni!
4. Arvutage ja esitage graafikuna diodi voltamperkarakteristika.
5. Arvutage ja esitage graafikuna diodi suhtelise kvantefektiivsuse sõltuvus voolutugevusest (viimane logaritmilises skaalas) ja leidke, millisel voolutugevusel töötab diod kõige suurema efektiivsusega. Millest võiks olla tingitud sellise optimumi olemasolu?

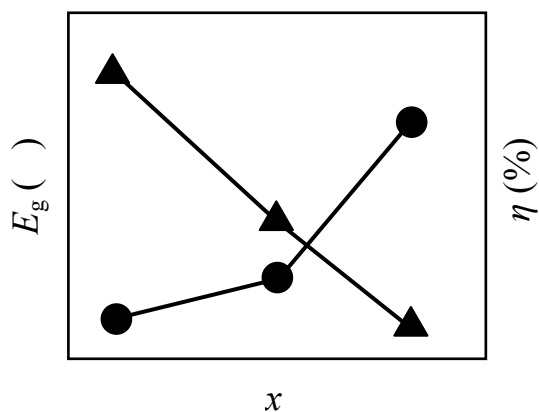
Viimase punkti täpsustuseks märgime, et *kvantefektiivsus* ehk *kvantsaagis* väljendab tõenäosust, et valgusdiodi läbiv elektron/auk tekitab rekombineerudes ühe footoni. Seega kvantsaagis näitab peaaegu sama mida energetiline kasutegur, kuid ei võrrelda mitte võimsuseid vaid sisseminevate/väljatulevate kvantide arvu (elektronid, footonid). Elektronide arvu näitab voolutugevus, footonite suhtarvu aga spektromeetriga mõõdetav valgussignaali. Kuna eksperimentaalselt on keeruline kõiki footoneid "kokku lugeda", tuleb siinkohal piirduda vaid suhtelise kvantsaagise voolutugevusest sõltuvuse uurimisega.

Protokoll (Mathcad'i või Exceli tööleht või Word'i dokument) saata juhendajale meiliaadressil kiisk@ut.ee.

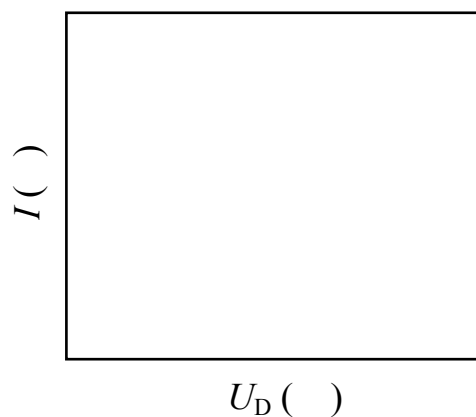
I on voolutugevus läbi valgusdiodi, U on pinge ahela väljundklemmidel, U_D on pinge valgusdiodil, P_e on valgusdiodi poolt tarbitud elektrivõimsus, I_{FD} on fotodiodi poolt genereeritud fotovoolu tugevus, S on fotodiodi tundlikkus lainepikkusel λ , P_k on fotodiodiga mõõdetud kiirgusvõimsus ja η on valgusdiodi väline energieetiline kasutegur. Tühjades sulgudes näidata ühikud.

Graafikud

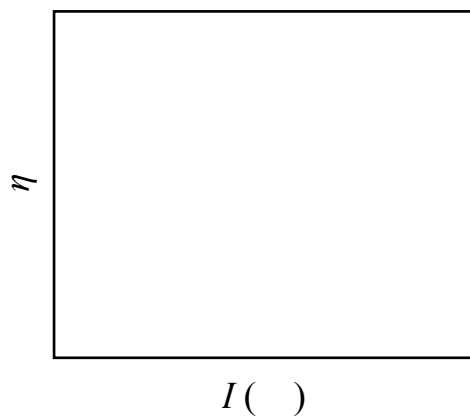
Keelutsooni laiuse ja kiirgusliku kasuteguri sõltuvus ühendpooljuhi koostisest



Diodi voltamperkarakteristik



Kvantsaagise sõltuvus voolutugevusest



Optimaalne kvantefektiivsus saavutatakse voolutugevusel _____