

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Gerda Klimaitė

GaSb STIPRINIMO LUSTŲ VEIKA DERINAMO BANGOS ILGIO SILICIO FOTONIKOS
SISTEMOJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Gerda Klimaitė

Darbo vadovas

dr. Arūnas Miasojedovas

Konsultantas

prof. Audrius Dubietis

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

Turinys

Ižanga.....	4
1. Teorija	6
1.1 Puslaidininkinių struktūrų draustinės juostos tarpas.....	6
1.2 Optinis stiprinimas puslaidininkyje	7
1.3 Lazerinis diodas	11
1.4 Fabri ir Pero rezonatorius	18
1.5 Stiprinimo lustų veikimas	21
1.6 Fotoniniai integriniai grandynai.....	22
1.7 Silicio fotoninis integrinis grandynas	24
2. Darbo metodika	26
2.1 Epitaksinė struktūra	26
2.2 Nagrinėjamo lazerinio diodo ir stiprinimo lusto geometrija.....	27
2.3 Struktūros formavimas.....	28
2.4 Stiprinimo lustų charakterizavimas	30
2.5 Stiprinimo lustų optinio stiprinimo matavimo schema.....	31
2.6 Silicio fotoninio integrinio grandyno struktūra	35
2.7 Silicio fotoninio integrinio grandyno poliravimas.....	37
2.8 Integravimas.....	43
3. Darbo rezultatai.....	48
3.1 Puslaidininkinių stiprinimo lustų tyrimas	48
3.1.1 Rezonatoriaus ilgiai	48
3.1.2 Bangolaidžio lenkimo kampai	52
3.1.3 Lazerinio diodo slenkstinės srovės tyrimas.....	52
3.2 Silicio fotoninio integrinio grandyno tyrimas.....	55
3.2.1 Poliravimas	55
3.2.2 Artimo lauko matavimas	56
3.2.3 Stiprinimo lustų veikos palyginimai.....	57
3.2.4 Spektrai.....	59
Rezultatai.....	62

Išvados	63
Literatūra	64
Santrauka	67
Summary	69

Ižanga

GaSb lazeriniai diodai gali būti taikomi daugelyje sričių, tokiose kaip: telekomunikacijoje, gynybos pramonėje, elektronikoje, medicinoje. Mažai išnagrinėti ir daug susidomėjimo sulaukia mediciniai taikymai. Molekulių virpesinė sugertis pasireiškia plačiame ruože: aukštesnės harmonikos 1-1.5 μm , pirmos harmonikos ir virpesių kombinacijos 1.7-2.5 μm , fundamentiniai virpesiai $> 3 \mu\text{m}$. GaSb medžiagų platforma leidžia pagaminti efektyvius, šaldymo nereikalaujančius lazerinius šaltinius bei fotodetektorius, gerai veikiančius 1.7-2.5 μm , kurių pagrindu galima vystyti jautrias komercines jutiklių sistemas. Lazerinis diodas pasižymi koherentine spinduliuote, kurios linijos plotis gali būti $< 10 \text{ MHz}$. Tačiau tokio diodo bangos ilgio derinimo plotis bus gana siauras – keletas nm. Gerokai platesnis bangos ilgio derinimas gali būti pasiektas naudojant puslaidinikinį stiprinimo lustą, patalpintą į išorinį rezonatorių. Tokioje konfigūracijoje lazerio generuojamą bangos ilgį galima derinti kelių šimtų nm ruože. Tai yra svarbu skysčių spektroskopijoje, kur molekulių virpesinės sugerties juostos yra išplitę dėl molekulių tarpusavio kolizijų. Teoriškai, naudojant stiprinimo lustus galėtume šviesos pagalba realiu laiku, aptikti įvairias biomolekules. Tai būtų puiki alternatyva invaziniams medicininiams laboratoriniams tyrimams. Gliukozės tyrimai yra ypač aktualu diabetu sergantiems žmonėms, o laktatų stebėseną leidžia dar ankstyvoje stadijoje nustatyti sepsį, bei sportininkams siekti aukštesnių sportinių rezultatų [1,2]. Derinant kelis stiprinimo lustus su skirtingais centriniais bangos ilgiais, galima dar labiau praplėsti spektrinį diapazoną. Norint derinti šiuos stiprinimo lustus, galima kelis lustus integruoti į vieną silicio fotoninis integrinis grandynas (*angl.* PIC = Photonic Integrated Circuit) ir taip gauti plačiai derinamo spektro lazerį, kurio pagalba galima plačiame spektriniame diapazone stiprinti pavienes modas [3]. Fotoniniai integriniai grandynai silicio pagrindu jau daugelį metų yra naudojamas telekomunikacijos pramonėje, tas paskatino toliau gerinti silicio fotonikos plėtrą integruojant papildomus optoelektroninius įrenginius, tokius kaip stiprinimo lustus, fotodiodus, modulatorius, bangos ilgio filtrus ir kt. ant silicio kristalo paviršiaus, taip suformuojant silicio fotoninį grandyną. Ši technologija leistų kontroliuoti ar kitaip manipuluoti šviesą [4].

Norint užauginti puslaidinikinę struktūrą, kuri veiktų ilgabangėje srityje (iki 3,7 μm [3]), galima naudoti GaSb medžiagą, kuri yra III-V grupės puslaidininkis. Auginimas vyksta naudojant molekulinės pluošto epitaksijos technologiją (*angl.* MBE – *Molecular Beam Epitaxy*). Keičiant auginimo reagentų koncentraciją, keičiamas centrinis bangos ilgis, kurį gali generuoti užaugintas puslaidininkinis lustas, nes skirtingos medžiagos turi skirtingą stiprinimo juostos plotį [5].

Šiame darbe buvo išnagrinėta GaSb puslaidininkinių stiprinimo lustų veika silicio fotoniniame integriniame grande. Charakterizuoti stiprinimo lustai prieš ir prieš ir po

integracijos su silicio fotoniniu integriniu grandynu. Išsiaiškinta, kaip skiriasi stiprinimo lustų veika keičiant lusto geometriją. Darbe nagrinėjamos dvi skirtingos epitaksinės struktūros, kurios generavo 2,2 μm ir 2,3 μm centrinio bangos ilgio šviesą. Iš gautų rezultatų norima įvertinti, kaip keičiant lusto geometriją galima gauti skirtingą spinduliuotės išėjimo optinę galią, žemesnį generavimo slenkstį ir mažiau moduluotus emisijos spektrus, kad vėliau galėtume sėkmingai integruoti šiuos lustus į silicio fotoninį integrinį grandyną. Darbas buvo atliktas bendradarbiaujant su UAB „Brolis Sensor Technology“ įmone.

Darbo tikslas

Charakterizuoti integracijai su silicio fotoniniu integriniu grandynu naudojamus stiprinimo lustus, kurie generuoja 2,2 ir 2,3 μm centrinio bangos ilgio šviesą. Išnagrinėti, kokią įtaką turi stiprinimo lusto geometrija optinės galios išėigai, emisijos spektrams, bei optiniam stiprinimui. Paruošti silicio fotoninį integrinį grandyną integracijos procesui ir išnagrinėti stiprinimo lusto veikos pokytį prieš ir po integracijos.

Darbo uždaviniai

1. Išsiaiškinti ir palyginti 2,2 μm ir 2,3 μm stiprinimo lustų epitaksines struktūras. Susipažinti su stiprinimo lustų apdirbimo procedūra ir galimomis geometrinės puslaidininkinio stiprinimo lusto struktūromis.
2. Išnagrinėti stiprinimo lustų galimas geometrines variacijas ir nustatyti, kaip tai įtakoja optinės galios išėigą. Darbe bus nagrinėjami skirtingi rezonatorių ilgiai: nuo 0,5 iki 1 mm, bangolaidžio lenkimo kampai: 4,5°; 5°; 5,5°; 6°; 6,5°; 7°. Palyginti lustų veiką, kuomet jie yra patalpinti į išorinio rezonatoriaus sistemą.
3. Nustatyti 2,2 μm ir 2,3 μm bangos ilgių lazerinių diodų slenkstinių srovių priklausomybę nuo bangolaidžio pločio: 4 – 150 μm ir kraštinės ilgio: 20 – 200 μm .
4. Susipažinti su silicio fotoninio integrinio grandyno struktūra. Paruošti lustą integracijos procesui.
5. Palyginti stiprinimo lustų veiką, kuomet jie yra integruoti į silicio fotoninį integrinį grandyną ir kuomet ne. Taip pat, palyginti lazerinio diodo veiką ir stiprinimo lusto veiką, kuomet jis yra integruotas į silicio fotoninį integrinį grandyną.

1. Teorija

1.1 Puslaidininkinių struktūrų draustinės juostos tarpas

Medžiagos gali būti kietos, skystos arba dujinės būsenos. Puslaidininkinės medžiagos priklauso kietųjų medžiagų grupei. Pagal elektrines savybes medžiagos gali būti izoliatoriai, puslaidininkiai arba laidininkai. Puslaidininkiai savo savybėmis yra tarpe tarp izoliatorių ir laidininkų. Puslaidininkinių savybės stipriai priklauso nuo temperatūros ir priemaišų kiekio medžiagoje. Šios priklausomybės leidžia puslaidininkius plačiai taikyti elektronikos srityje. Naudojant skirtingas puslaidininkines medžiagas, tokias kaip Ga, In, As, Sb ir kt., galima sudaryti puslaidininkius kompozitus, kuriuos sudaro keli komponentai, pavyzdžiui GaAs, InGaAs ir kt. Tokių kristalų gamyba yra labai sudėtinga, lyginant su grynu, monokristaliniu silicio auginimu. Tačiau naudojant kompozicines medžiagas, galima gauti įvairesnes medžiagos savybes, kurias vėliau sėkmingiau yra pritaikoma elektronikoje [6].

Vykstant puslaidininkinių medžiagų auginimui reikia žinoti draustinės energijos tarpą. Norint aprašyti draustinės energijos tarpą, pirmiausia reikia žinoti bandinio kristalinę struktūrą. Teoriškai, kietą kūną sudaro periodiškai išsidėsčiusios vienetinės celės. Šias celes apibūdina trys vektoriai, kurie yra nelygiagretūs ir skirtingo ilgio. Juos galima pažymėti kaip \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} vektorius, kad galima apskaičiuoti kiekvienos gardelės tašką, kuris yra išreiškiamas vektoriumi \vec{R} :

$$\vec{R} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}, \quad (1)$$

čia m , n ir p yra sveiki skaičiai. Naudojant atvirkštinę gardelę, galima aprašyti elektronų energijos juostas esančias kristale, tam naudojamos kelios konstantos, tačiau reikia nepamiršti, kad reikia išlaikyti periodinę struktūrą. Daugianarių puslaidininkinių lydinių draustinės energijos tarpą suskaičiuoti yra gana sudėtinga, todėl tam naudojama empirinė Vegardo formulė. Žinoma, jog gardelės konstanta turi beveik tiesišką priklausomybę nuo draustinio energijos tarpo. Tad Vegardo formulę galima panaudoti ir draustinės energijos tarpui apskaičiuoti:

$$E_{g,A(1-x)Bx} = (1-x)E_{g,A} + xE_{g,B} + cx(1-x), \quad (2)$$

x yra lydalų koncentracija medžiagoje, $E_{g,A}$ ir $E_{g,B}$ yra atitinkamai skirtingų medžiagų draustinės energijos juostų tarpai, c žymi poslinkio konstantą. Ši formulė tinka aprašyti medžiagas sudarytas iš dviejų komponentų. Sudėtingesniems lydalams, tokiems kaip keturnariams, tokios apibendrinančios išraiškos nėra. Norint apskaičiuoti daugianario draustinės energijos juostų tarpą, reikia interpoliuoti dvinario rezultatus ir taip priartėti prie realios reikšmės. Keturnariai

dariniai yra labai plačiai naudojami. Viena plačiausiai naudojamų struktūrų yra GaInAsSb, kuris sėkmingai taikomas infraraudonosios spinduliuotės (IR) optiniuose prietaisuose. Keičiant GaInAsSb kompozicijas galima labai stipriai praplėsti ar sutraukti draustinės energijos juostos tarpą, tad šios medžiagos gali veikti plačiame spektriniame diapazone (0,81 μm iki $\sim 6 \mu\text{m}$). Šio puslaidininkinio kristalo gardelės konstanta gali būti nuo 5,65 Å (GaAs) iki 6,43 Å (InSb), bet dažniausiai yra naudojama 6,1 Å, nes šis puslaidininkinis kristalas įprastai auginamas ant GaSb padėklo [7].

1.2 Optinis stiprinimas puslaidininkyje

Norint puslaidininkyje pasiekti optinį stiprinimą reikia sukurti užpildos apgrąžą tarp valentinės ir laidumo juostų. Tai reiškia, kad kaupinamuose regionuose stimuliuota šviesos emisija turi viršyti optinius nuostolius [8]. Užpildos apgrąža sukuriama, kai yra išorinis kaupinimas, tarkime injektuojant elektros srovę. Elektronų pasiskirstymą juostose aprašo Fermi-Dirako pasiskirstymas:

$$W_c(E) = [1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fc}}{k_B T}\right)]^{-1}, \quad (3)$$

$$W_v(E) = [1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fv}}{k_B T}\right)]^{-1}, \quad (4)$$

čia W – tikimybė rasti krūvininką (valentinė (W_v) ir laidumo (W_c) juostos), F_c , F_v yra kvazi-Fermi lygmenys, atitinkamai laidumo ir valentinei juostoms, k_B – Bolcmano konstanta, E – energija, T – absoliutinė temperatūra. Fermi-Dirako pasiskirstymas yra pavaizduotas 1 paveikslėlyje. Norint, jog įvyktų šuolis tarp valentinės ir laidumo juostų, reikia, kad fotono energija viršytų draustinės juostos energiją E_g . Kuomet puslaidininkyje yra optinis stiprinimas tuomet pasireiškia priverstinė spinduliuotė [9]. E_{Fc} ir E_{Fv} kvazi-Fermi lygmenys nusako elektronų ir skylių koncentraciją [9]. Puslaidininkyje gali vyrauti optinė sugertis arba stiprinimas. Optinis stiprinimas pasireiškia, kai kvazi-Fermi lygmenų tarpusavio pasiskirstymas viršija draustinės juostos tarpą E_g [8,10]. Šį procesą nusako Bernard-Duraffourg sąlyga:

$$E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu = E_2 - E_1 \geq E_g, \quad (5)$$

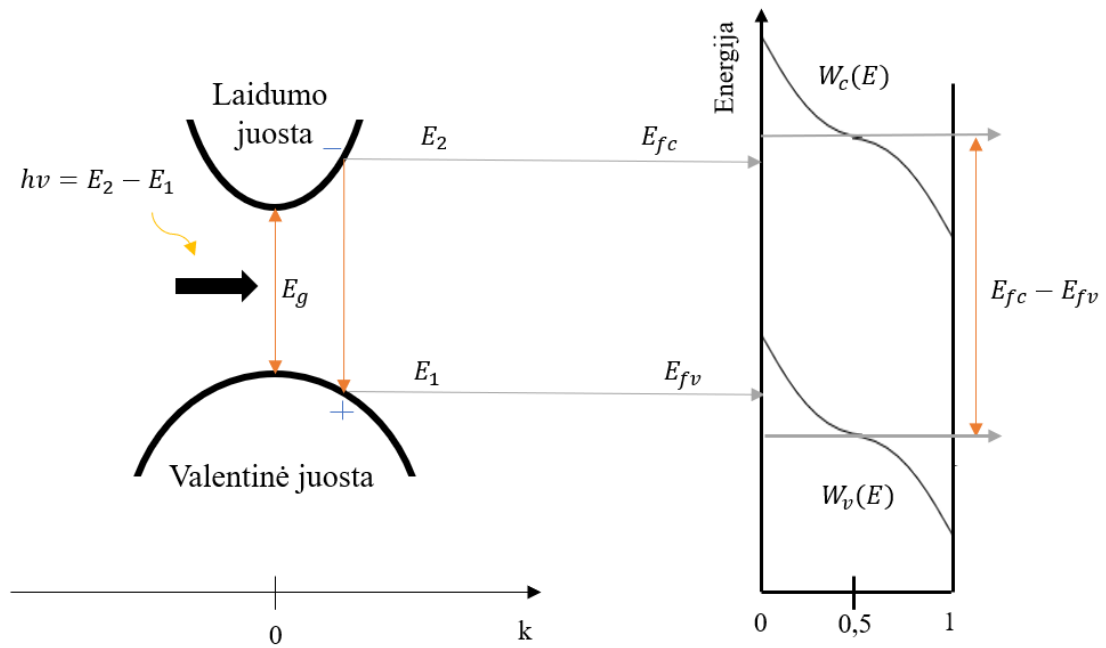
E_1 ir E_2 atitinkamai elektrono pradinė ir galutinė energijos būseną, $h\nu$ – fotono energija. Kuomet atitinkamai injektuojami krūvininkai į puslaidininkinę medžiagą, pasiekiamas skaidrumo vertė N_{tr} , kitaip sakant, įterpus ribinį krūvininkų tankį, stiprinimas susilygina su sugertimi. Tuomet kvazi-Fermi lygmenų skirtumas yra lygus fotono energijai $E_{Fc} - E_{Fv} = h\nu$.

Optinis stiprinimo spektras yra išplitęs dėl būsenų tankio priklausomybės nuo energijos ir Fermi-Dirako glotnaus kitimo. Kuomet krūvininkų tankis yra beveik lygus N_{tr} , tuomet maksimalų optinį stiprinimą galima išreikšti per optinio stiprinimo vertę g_p . Maksimalią optinio stiprinimo vertę reikia apytiksliai aproksimuoti naudojant tiesinę funkciją, kuri priklauso nuo krūvininkų koncentracijos tankio N :

$$g_p(N) = a(N - N_{tr}), \quad (6)$$

čia a parametras nusako stiprinimą.

Norint gauti platesnį stiprinimo intervalą, reikia didinti kaupinimo energiją, tuomet didėja stiprinimo plotas ir g_p . Lazerinė spinduliuotė bus toje spektro dalyje, kur spinduliuotė labiausiai stiprinama.



1 pav. Kairėje – elektronų draustinė juosta, dešinėje – Fermi-Dirako pasiskirstymas

Norint didinti stiprinimą, kaip ir minėta, reikia didinti krūvininkų tankį, t.y. reikia injektuoti kuo daugiau srovės į puslaidininkį. Injektuotą srovę (I), pasinaudojant elektrono krūviu (e), aktyviosios srities tūriu (V_a) ir rekombinacijos sparta R , galima aprašyti naudojant formulę:

$$I = eR(N)V_a. \quad (7)$$

Iš formulės matoma, kad krūvininkų tankis tiesiogiai priklauso nuo rekombinacijos spartos ir kaupinimo. N yra krūvininkų koncentracija. V_a yra aktyvios srities tūris, kuris apskaičiuojamas formule:

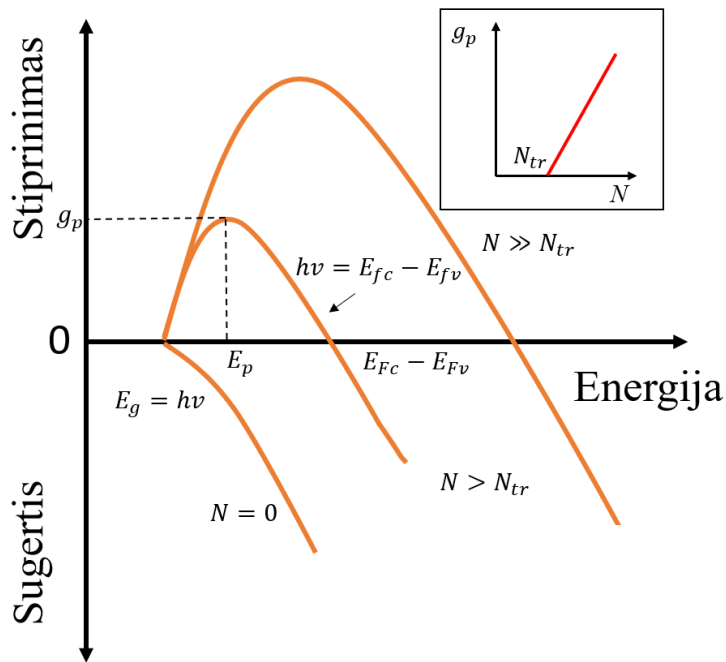
$$V_a = dwL, \quad (8)$$

čia d , w , L atitinkamai nusako aktyvios srities storį, plotį ir ilgį. Rekombinacijos spartą $R(N)$, kuomet sritis yra nelegiruota, galima empiriškai aprašyti naudojant kubinį polinomą:

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3, \quad (9)$$

čia N yra krūvininkų koncentracija, A – Šoklio-Rido-Holo koeficientas, B yra spindulinis koeficientas ir C – Ožė koeficientas. Pirmasis lygties narys (A) tiesiškai priklauso nuo krūvininkų tankio, tuo tarpu antras narys (B) nuo krūvininkų tankio priklauso kvadratiškai. Paskutinis narys (C) nusako Ožė rekombinaciją [9]. Ožė rekombinacijos metu energija yra verčiama į šiluminės vibracijas, nes vykstant Ožė rekombinacijai, energija yra perduodama trečiajam nariui (krūvininkui), tuo metu, kuomet krūvininkas yra sužadinas, jis peršoka į aukštesnę energijos lygmenį, bet neperšoka į aukštesnę energijos juostą.

Didinant kaupinimą pasiekiamė slenkstinę srovę, kurios metu stipriai didėja fotonų tankis, kuris didina elektronų ir skylių porų rekombinaciją. Kitaip sakant, pradeda vykti stimuliuota emisija. Žinant šį faktą, prie prieš tai aptartos formulės reikia pridėti vieną papildomą narį N_f , kuris priklauso nuo fotonų tankio (2 pav.).



2 pav. Stiprinimo kreivės, kuomet skirtingas krūvininkų tankis N . N_{tr} yra ribinis krūvininkų tankis, o E_g – draustinės energijos tarpas. Maksimali g_p reikšmė gaunama tuomet, kai fotonų energija siekia E_p . g_p tiesiškai priklauso nuo N

Optinis stiprinimas yra svarbus fizikinis parametras norint įvertinti puslaidininkinio lazerio veikimą. Optinį stiprinimą galima apskaičiuoti teoriškai, tačiau galima susidurti su tam tikromis paklaidomis, pavyzdžiui, aproksimuojant lygčių koeficientus. Todėl norint įvertinti optinį stiprinimą nepakanka teorinio skaičiavimo. Žinoma, matavimo metu, galima susidurti ir su įrenginio defektais, atsirandančiais dėl gamybos.

Optinis stiprinimas atsiranda dėl stimuliuotos emisijos, susijusios su šviesos spinduliavimu, kuris atsiranda dėl elektronų ir skylių rekombinacijos. Tarkime, kieto kūno lazeriuose sąveikauja fotonai ir elektronai, tad ši situacija yra daug paprastesnė, tuo tarpu puslaidininkiniuose medžiagose papildomai sąveikauja skylės [11].

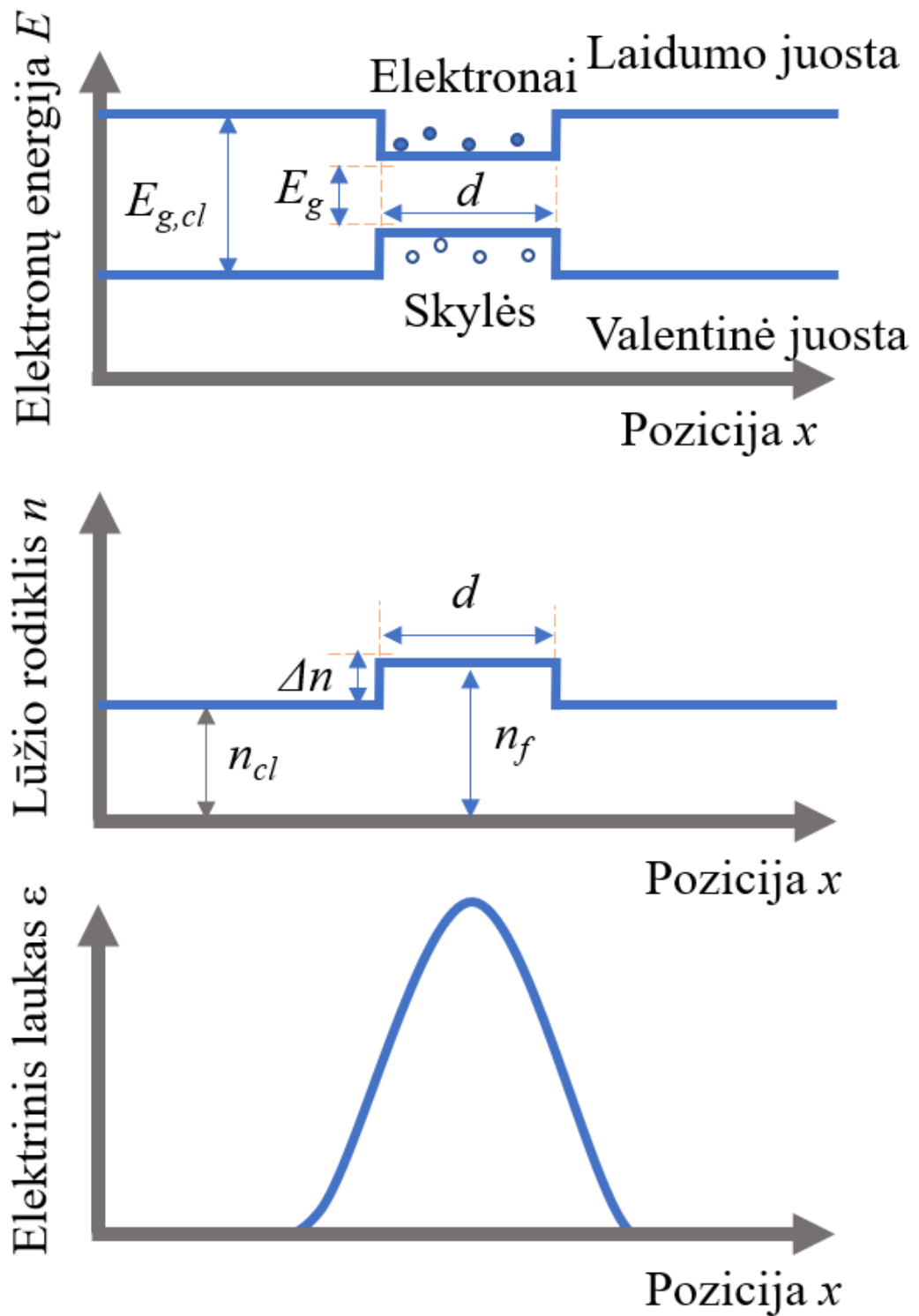
1.3 Lazerinis diodas

Norint gauti lazerinį diodą reikia tenkinti kelias sąlygas:

- Parinkti tinkamą terpę, kuri leistų pasiekti optinį stiprinimą
- Turėti bangolaidį, kuris lokalizuoja fotonus aplink aktyvią sritį
- Sukurti rezonatorių, kuris užtikrina grįžtamąjį ryšį.

Stiprinimo terpę sudaro aktyvi nelegiruota medžiaga, kurios draustinės juostos (E_g) tarpas yra sąlyginai platus lyginant su kitais struktūros sluoksnių juostos pločiais. Prijungus tokią $p-i-n$ struktūrą tiesiogine kryptimi, elektronai ir skylės yra injektuojami į aktyvią sritį, kas leidžia pasiekti optinį stiprinimą. Verta paminėti ir tai, kad $p-i-n$ struktūra leidžia mums uždaryti krūvininkus aktyvioje srityje dėl heterobarjero, todėl krūvininkai rekombinuoja [12].

Dielektrinis bangolaidis turi aukštą lūžio rodiklį, lazeriniame diode, jis yra talpinamas tarp dviejų dengiančių sluoksnių su mažesniu lūžio rodikliu. 3 paveikslėlis iliustruoja dvigubą heterostruktūrinį dielektrinį bangolaidį. E_g vaizduoja aktyvios srities draustinės energijos tarpą, kurio lūžio rodiklis yra n_f , jis yra tarp dviejų sluoksnių, kurių draustinės energijos tarpo plotis yra $E_{g,cl}$, o lūžio rodiklis n_{cl} . Norint, kad banga sklistų bangolaidžiu, reikia turėti beveik Gausinę modą, taigi reikia tenkinti sąlygas, kad aktyvios srities storis d ir $\Delta n = n_f - n_{cl}$ yra pakankamai maži [12].



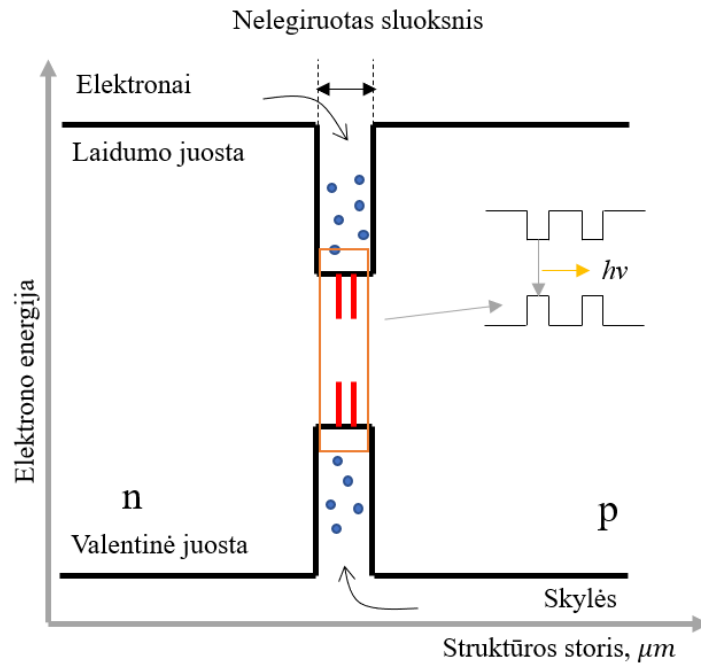
3 pav. Fotonų uždarymas dviguboje heterostrukūroje. Viršuje: energijos juostų diagrama, viduryje: bangolaidžio lūžio rodiklio profilis, apačioje: optinė modos elektrinio lauko pasiskirstymas.

Sklindant optinei bangai bangolaidžiu, banga susiduria su efektiniu lūžio rodikliu n_{eff} . Šis lūžio rodiklis gali kisti ribose:

$$n_{cl} \leq n_{eff} \leq n_f. \quad (10)$$

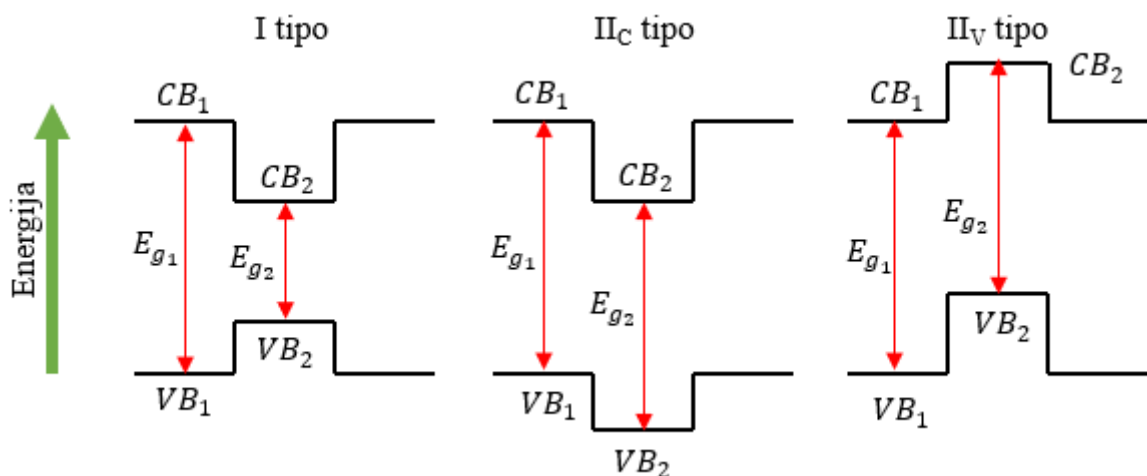
Iš ribojimo matoma, kad n_{eff} lūžio rodiklis skiriasi nuo aktyvios srities ir dengiančio sluoksnio lūžio rodiklių. Lazerinių diodų struktūroje dengiantysis sluoksnis riboja ne tik krūvininkų injektavimo plotą, bet ir optinės bangos sklidimą. Kalbant apie lazerius, kurie veikia kvantinių šulinių principu, ši apribojimo sritis yra reikalinga, nes būtent šioje srityje krūvininkai yra apribojami ties kvantiniais šuliniais, o tuo tarpu optinė banga sklinda atskiroje bangolaidinėje struktūroje.

Kaip buvo minėta, lazerinį diodą sudaro aktyvioji sritis, kuri turi mažesnę draustinę juostą nei aplink ją esanti medžiaga. Tokia aktyvioji sritis yra sudaryta iš kvantinių šulinių, kurie yra formuojami heterosandūroje. Norint užauginti tokią struktūrą, galima naudoti molekulinės pluošto epitaksijos metodą. Šis metodas leidžia užauginti sudėtingos puslaidininkinės struktūros darinius. Auginimas vyksta ant padėklo. Padėklo gardelės konstanta turi sutapti su auginamo sluoksnio gardelės konstanta. Auginimo metu yra sudaroma dviguba heterostruktūra, kurioje yra aktyvioji sritis, joje krūvininkai yra lokalizuojami y kryptimi. Heterostruktūrą sudaro medžiagos su skirtingais draustinės energijos juostų tarpais, tad yra sudaromi barjerai elektronams ir skylėms. Krūvininkai susitelkia aktyvioje srityje, nes čia energijos tarpas yra mažiausias (4 pav.) [13]. Šiais laikais, norint geresnės lazerinių diodų veikos, yra kuriamos puslaidininkinės struktūros su įterptais kvantiniais šuliniais [14]. Kvantinio šulinio sluoksnio storis yra labai mažas (apie 20 nm), būtent dėl mažų parametrų čia pasireiškia kvantiniai efektai [15]. Šis plonas sluoksnis padeda sukurti 2D stačiakampius potencialinius šulinius laidumo ir valentinėje juostose, šiose zonose elektronų ir skylių judėjimas yra labai stipriai apribotas: elektronai – laidumo juostos šulinyje, o skylės – valentinės juostos šulinyje. Injektavus krūvininkus, sukuriamas barjeras elektronams patekti į p sritį, o skylėms į n sritį, tad krūvininkai yra lokalizuojami kvantinėse duobėse, kuriose vyks krūvininkų rekombinacija (4 pav.). Krūvininkai patekę į kvantinį šulinį yra apriboti y kryptimi, o x ir z kryptimi krūvininkų judėjimas nėra ribojamas [15].



4 pav. Energijos juostų diagrama, joje vaizduojama spindulinė rekombinacija tarp kvantinių duobių diskretinių lygmenų

Kvantiniai šuliniai yra skirstomi į I ir II tipo (5 pav.). Didžioji dalis kvantinių šulinių, esančių heterostrukūroje yra pagrįstos I tipo. Šiuo atveju elektronai ir skylės yra apriboti tame pačiame erdvės regione ir turi vienodus kvantinius šulinius ties laidumo ir valentine juostomis. Tačiau yra atvejų, kai tame pačiame erdviniame regione turime, kad tik valentinė juosta (VB) arba tik laidumo juosta (CB) turi kvantinius šulinius, tada turime II tipo kvantinius šulinius (5 pav.) [16].



5 pav. Kvantiniai šuliniai: I tipo kairėje II tipo - dešinėje

Tūriniam puslaidininkiniam kristalui, jo būsenų tankį D_{3D} galima aprašyti:

$$D_{3D} = \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}}\sqrt{E}}{2\pi^2\hbar^3}, \quad (11)$$

čia m^* – efektinė masė, \hbar – redukuota Planko konstanta, E – energija. Šiuo atveju matoma, kad būsenos tankis priklauso nuo šaknies iš energijos, o esant kvantiniams šuliniams būsenų tankis D_{2D} nebe priklauso nuo energijos:

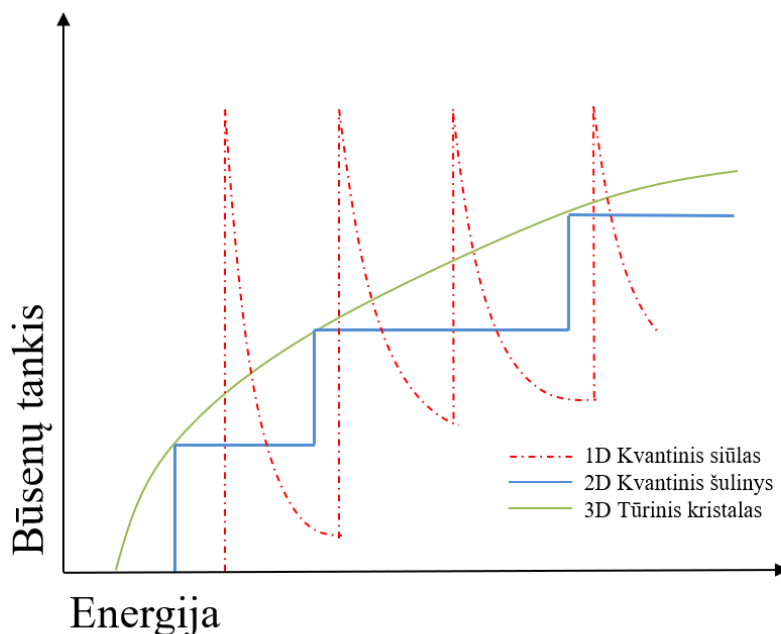
$$D_{2D} = \frac{m^*}{\hbar\pi}, \quad (12)$$

Iš formulės galima suprasti, kad būsenų tankis nekinta, kuomet didėja energija iki tol, kol nepasiekiamas kitas kvantinis lygmuo. Pasiekus sekantį kvantinį lygmenį, būsenos tankis didėja šuoliškai (6 pav.). Kadangi vyksta šuoliai tarp kvantinių lygmenų, energija yra konkrečiai paskirstyta ties kiekvienu kvantiniu lygmeniu, o tai leidžia gauti ne išplitusį spinduliuotės spektrą.

Kvantinių šulinių išsidėstymą galima aprašyti formule:

$$E_n = \frac{(2\pi\hbar)^2 n^2}{2m^*(2d_1)^2}, n = 1, 2, 3, \dots, \quad (13)$$

čia d_1 yra kvantinio šulinio plotas, o n – kvantinių šulinių skaičius. Kuomet turime energijos didėjimą, energijos lygmenys tolsta vienas nuo kito, kuomet mažiname d_1 energijos lygmenys kyla nuo laidumo juostos dugno. Energijos lygmenys yra atskirti skylėmis, kurios gali būti tiek sunkios tiek lengvos, nes energijos lygmens padėtis yra priklausoma nuo masės. Kvantiniuose šuliniuose elektronų judėjimas vyksta tarp valentinės juostos kvantinio lygmens ir laidumo juostos kvantinio lygmens. Tuo tarpu tūrinuose dariniuose šuolis vyksta tarp valentinės ir laidumo juostų ekstremumų. Norint reguliuoti spinduliuotės rekombinacijos energiją, galima keisti kvantinio šulinio plotį, nes kaip ir minėta – keičiant plotį, keičiasi kvantinio lygmens padėtis kvantiniame šulinyje. Keičiant kvantinių duobių storį ir sluoksnių kompoziciją galima pasirinkti norimą bangos ilgį [15].



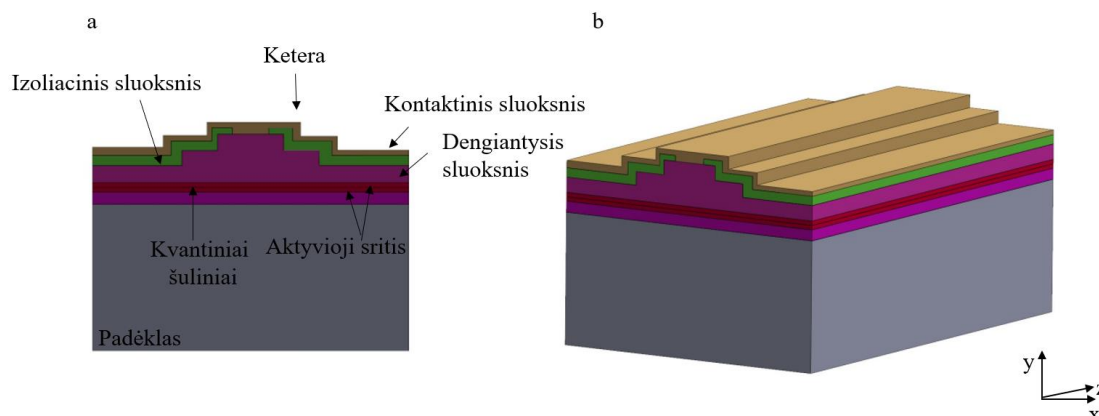
6 pav. Būsenų tankiai skirtingose būsenose: 1D, 2D, 3D

Puslaidininkiniuose dioduose naudojami ir dar mažesni kvantiniai dariniai: kvantiniai siūlai (1D) ir kvantiniai taškai (0D) [17]. Kvantiniame siūle krūvininkai gali judėti viena kryptimi, tuo tarpu kvantiniame taške krūvininkai judėti negali. Būsenų tankis yra mažesnis tada, kai kvantinių darinių matas yra mažesnis. Kuomet kvantinės duobės siekia mažiau nei 5 nm, elektronai pradeda sąveikauti (tuneliuoti) su greta esančiais elektronais, kurie susitelkę kitoje kvantinėje duobėje. Vykstant tuneliavimui, iš kvantinės energijos lygmenų susidaro minijuostos arba kitaip sakant supergardelė, kuri yra tarsi kita medžiaga, kurios efektinis draustinės energijos tarpas yra lygus tarp elektronų ir skylių minijuostoms.

Puslaidininkinės struktūros leidžia lokalizuoti krūvininkus aktyvioje srityje, bet verta paminėti ir tai, jog tuo pačiu yra lokalizuojamas ir elektromagnetinis laukas. Kvantinės duobės su barjeru suformuoja dielektrinį bangolaidį, nes bangolaidis turi didesnę lūžio rodiklį nei jį supančios medžiagos, visa tai priklauso nuo energijos juostos tarpo, t.y. kuo didesnis energijos juostos tarpas, tuo mažesnis lūžio rodiklis. Bangolaidis leidžia mums apriboti elektromagnetinį lauką y kryptimi.

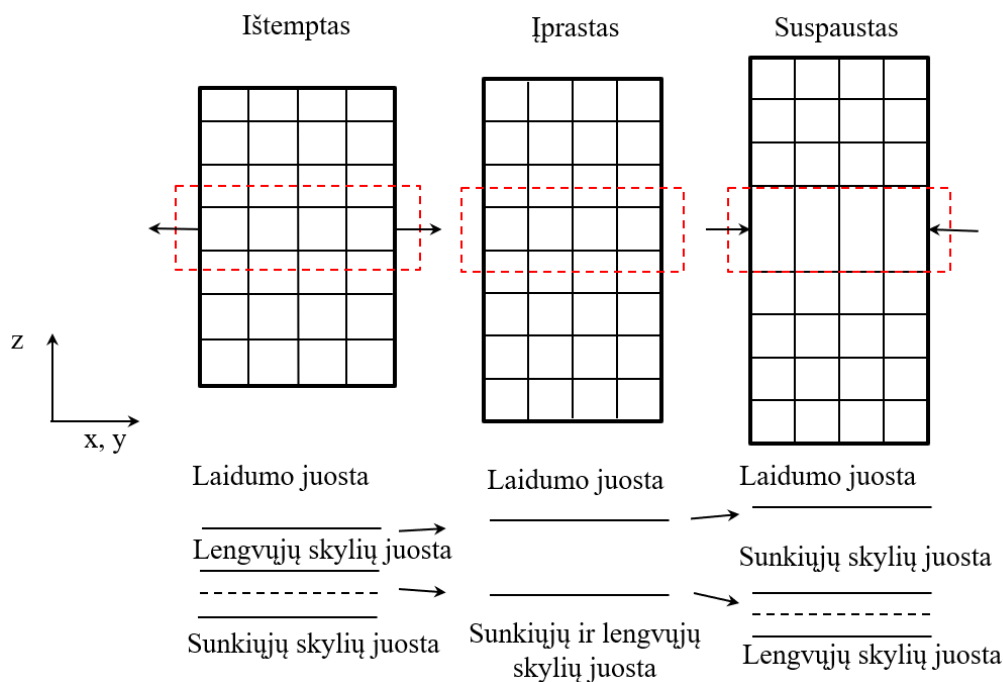
Epitaksijos būdu užauginus puslaidininkinę struktūrą, reikia ją apdirbti. Procesas, kuriuo formuojamas viršutinis sluoksnis yra litografija. Viršutinio sluoksnio struktūra leidžia mums nukreipti krūvininkus į aktyviają sritį (7 pav.). Į puslaidininkinę struktūrą injektuojami krūvininkai per keterą. Ji leidžia apriboti srovę, būtent dėl to krūvininkai yra apribojami x kryptimi. x ir y kryptys leidžia suformuoti skersinę modą [13]. Užaugintą kristalą, galima skelti

statmenai z krypties, tokiu būdu suformuojamas rezonatorius. Nuskeliant kristalą, galima lengvai pasirinkti norimus rezonatoriaus ilgius.



7 pav. Čia a: vaizduojama lazerinio diodo sandūra 2D, o lazerinio diodo 3D geometrinis modelis yra b, struktūros auginimas vyksta y kryptimi

Kaip ir minėta, kuomet yra auginamas puslaidininkinis epitaksinis sluoksnis, gretimos gardelės konstantos turi sutapti, bet kuomet yra formuojami kvantiniai šuliniai, mažas gardelių nesutapimas gali pagerinti lazerinio diodo veikimą. Tokie kvantiniai šuliniai vadinami įterptieji, įterpti galima arba ištempiant arba suspaudžiant (8 pav.). Norint turėti gerą laidumą tarp valentinės ir laidumo juostos, reikia turėti kuo labiau panašesnes efektyvias mases. Įprastu atveju laidumo juostoje elektronai būna su maža efektyvia mase, o valentinėje – sunkios skylės, su didele efektyvia mase. Kuomet yra įtempiai, galima keisti lengvųjų ir sunkiųjų skylių dispersijos kreivių padėtis kvantinėse duobėse. Ištempimo atveju valentinėje juostoje yra lengvosios skylės, o suspaudimo atveju – atvirkščiai. Norint pasiekti efektyvios masės panašumus valentinėje ir laidumo juostose, galima keisti gardelių konstantas, kuomet lengvosios skylės iškeliamos į valentinės juostos viršų ir taip sumažinama valentinės juostos efektyvioji masė. Kuomet efektyvios masės yra artimos tarp valentinės ir laidumo juostos, gaunasi lazerinis diodas, kuris generuoja šviesą su mažais nuostoliais [8].



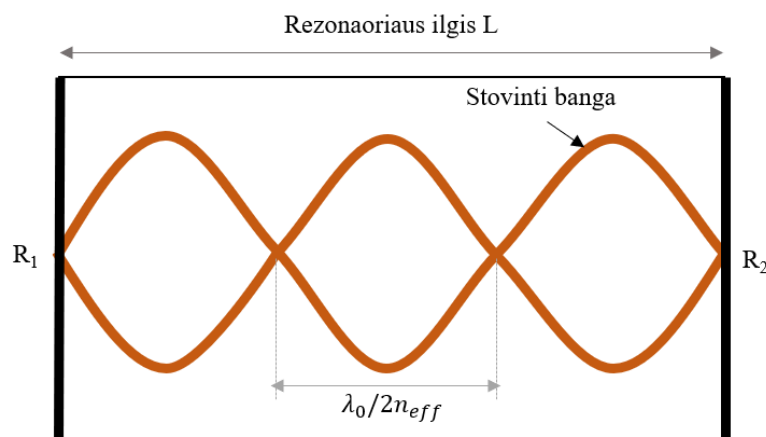
8 pav. Gardelės įtempimai, kuriuos nulemia energijos pokyčiai. Viršuje gardelės sandara, apačioje energijos juostos sandara. Kairėje pusėje matome ištemptą dispersijos juostą, aukščiausia valentinė juosta yra lengvųjų skylių, tuo tarpu dešinėje pusėje esanti suspausta juosta turi valentinės juostos viršuje sunkiųjų skylių juostą. Viduryje – gardelių konstantos sutampa

1.4 Fabri ir Pero rezonatorius

Norint lazeriniuose dioduose sukurti rezonatorių, nereikia papildomų elementų šiam tikslui įgyvendinti. Tam užtenka tinkamai nuskelti puslaidininkinį kristalą, t.y. statmenai kristalo plokštumai. Nuskeliant gaunami du veidrodžiai, kurie yra lygiagretūs vienas kito atžvilgiu (9 pav.). Veidrodžių pagalba sistemoje užtikrinamas teigiamas grįžtamasis optinis ryšys. Ši sąlyga yra būtina norint realizuoti lazerinio diodo veikimą. Nepadengus kristalo galų atspindinčiomis dangomis, gaunamas apie 30 % paviršiaus atspindys nuo šoninių kristalo sienų, nes puslaidininkinio kristalo lūžio rodiklis yra apie 3,5. Norint apskaičiuoti atspindžio koeficientą galima naudoti Frenelio atspindžio formulę. Pilna šios formulės išraiška priklauso nuo lūžio rodiklio ir sugerties, bet bendruoju atveju atspindžio koeficientas R priklauso tik nuo lūžio rodiklio [13]:

$$R = \frac{(n_s - n_a)^2 + \kappa^2}{(n_s + n_a)^2 + \kappa^2} \cong \frac{(n_s - n_a)^2}{(n_s + n_a)^2}, \quad (14)$$

n_s – puslaidininkinio lūžio rodiklis, n_a – aplinkos lūžio rodiklis, κ – sugerties koeficientas.



9 pav. Fabri ir Pero rezonatorius. R_1 ir R_2 – veidrodžiai, kurie yra rezonatoriaus galuose. $\lambda_0/2n_{eff}$ – suformuojama stovinti banga, kur n_{eff} – efektinis lūžio rodiklis, λ_0 – bangos ilgis vakuume

Lazerio nuostoliai yra neišvengiami. Kuomet optinė banga sklinda, nuostoliai gali būti vidiniai ir veidrodžių sukelti nuostoliai. Vidiniai nuostoliai patiriami, kuomet laisvieji krūvininkai yra sugeriami puslaidininkyje ir dėl sklaidos nuo medžiagos optinių nehomogeniškumų. Norint sumažinti vidinius nuostolius, reikia mažinti defektų kiekį puslaidininkyje, o tai reiškia, kad reikia sumažinti priemaišų koncentraciją [13,18].

Siekiant užtikrinti lazerio veikimą būtina yra sukurti grįžtamąjį ryšį rezonatoriuje. Tai reiškia, kad bangai perėjus vieną ciklą (vienas ciklas – nuo vieno veidrodžio priekio iki kito veidrodžio galo ir atgal), stiprinimas turi viršyti nuostolius. Tokiu atveju modos stiprinimas rezonatoriuje g_{mod} yra aprašomas formule:

$$g_{mod} = \Gamma g_{at} - \alpha_i - \alpha_m, \quad (15)$$

Γg_{at} yra stiprinimas, kurį sukūrė aktyvioji terpė, šioje išraiškoje g_{at} priklauso nuo medžiagos, kurioje vyksta stiprinimas. α_i ir α_m yra vidiniai ir veidrodžio nuostoliai. Kita svarbi sąlyga yra fazės ir amplitudės pokytis po vieno ciklo. Optinei bangai nukeliavus vieną ciklą, fazė ir amplitudė turi likti nepakitusios, kitaip sakant, turėtų susidaryti stovinčioji banga (9 pav.). Iš amplitudės išlaikymo sąlygos gaunama, kad g_{mod} yra lygi 0, taigi slenkstinis stiprinimas yra g_{th} ir yra aprašomas formule:

$$g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (16)$$

Taigi galima sakyti, jog slenkstinis stiprinimas yra lygus rezonatoriaus nuostolių sumai.

Žinant, kad po vieno ciklo fazės pokytis turi būti sveikas skaičius – 2π kartotinis, sudaromas galimų modų rinkinys, kurį sudaro išilginės modos:

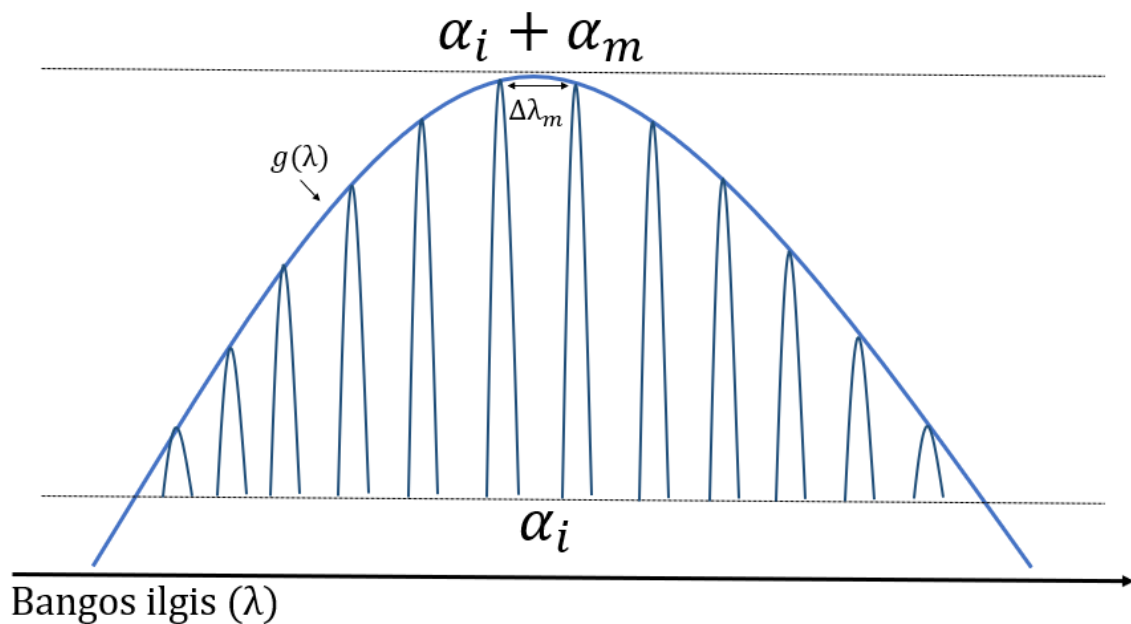
$$\lambda_m = \frac{2n_{eff}L}{m}, \quad (17)$$

L – rezonatoriaus ilgis, m – modų skaičius, n_{eff} – efektinis lūžio rodiklis. Iš formulės matoma, kad modų skaičius tiesiogiai priklauso nuo prieš tai aptarto efektinio lūžio rodiklio ir rezonatoriaus ilgio, o tai reiškia, turint ilgesnį rezonatorių – daugiau išilginių modų, kas duoda didesnę stiprinimą. Svarbu prisiminti, kad rezonatoriuje yra stiprinamos tik tos modos, kurių sveikas pusbangių skaičius telpa į rezonatoriaus optinį ilgį ($n_{eff}L$). Į rezonatorių telpa labai daug išilginių modų, o šios modos yra atskiriamos atstumu, kuris apskaičiuojamas formule [9]:

$$\Delta\lambda_m = \frac{\lambda_m^2}{2n_{eff}L}, \quad (18)$$

čia L – rezonatoriaus ilgis, m – modų skaičius, n_{eff} – efektinis lūžio rodiklis. Remiantis šiuo atstumu galima pasakyti, kiek modų sutilps po stiprinimo gaubtine. Stiprinimo gaubtinė priklauso nuo aktyviosios terpės stiprinimo kreivės. Labiausiai bus stiprinamos tos modos, kurios bus arčiausiai stiprinimo gaubtinės maksimumo (10 pav.).

Svarbu paminėti tai, kad Fabri ir Pero rezonatorius dažniausiai veikia daugiamodžio lazerio režimu. Norint gauti vienmodį derinamo bangos ilgio lazerį, galima naudoti išorinį rezonatorių su stiprinimo lustais, kuomet yra stiprinamos pavienės modos, taip išgaunant norimą bangos ilgį [18].



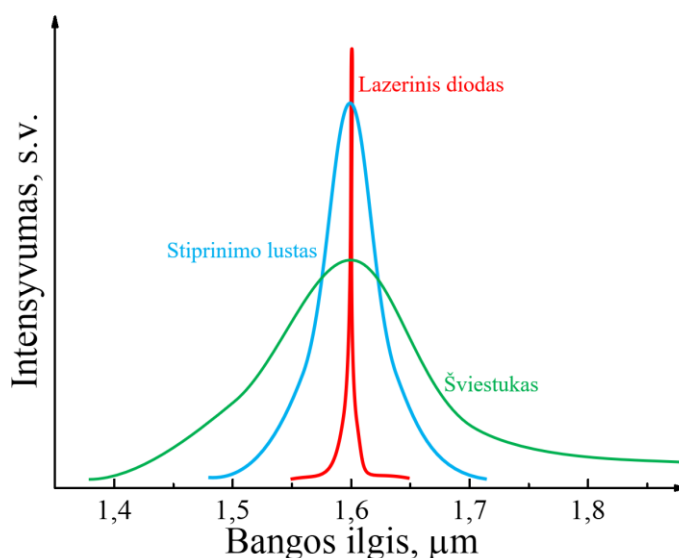
10 pav. Modų spektras. Modos yra stiprinamos tuomet, kai jos pakliūna po optinio stiprinimo kreive $g(\lambda)$. $\Delta\lambda_m$ – atstumas tarp modų, α_i – vidiniai nuostoliai, α_m – veidrodžių nuostoliai

1.5 Stiprinimo lustų veikimas

Norint gauti tenkinamą optinę galią ir spektrinį plotį, yra naudojamos kitos puslaidininkinės struktūros – puslaidininkiniai stiprinimo lustai. Stiprinimo lustas (angl. *gain chip*) veikia kaip puslaidininkinis šviesos šaltinis, kurio veikimas remiasi į superliuminescencijos reiškinių. Superliuminescencija yra sustiprinta spontaninė spinduliuotė. Šviesos šaltinių, kurie pasižymi superliuminescencija, spontaninė spinduliuotė yra optiškai stiprinama stiprinimo terpėje dėl priverstinės spinduliuotės [13].

Stiprinimo lustas yra labai panašus į lazerinį diodą, skirtumas tas, jog stiprinimo lusto optinis bangolaidis yra orientuotas taip, kad sukurtų vieno perėjimo rezonatorių, t.y. šviesa suvaikšto iki galinio veidrodžio ir atgal.. Turint tokį bangolaidį spontaninė spinduliuotė yra pastiprinama, bet lazerinio spinduliavimo nėra. Paprastai sakant, stiprinimo lustas yra tarpinis variantas tarp šviestuko ir lazerinio diodo. Lyginant optines galias, stiprinimo lusto optinė galia yra didesnė nei šviestuko, bet mažesnė nei lazerio, atvirkščiai yra su spektriniu pločiu – stiprinimo lusto spektrinis plotis yra platesnis už lazerio, bet siauresnis už šviestuko (11 pav.) [13]. Norint, kad puslaidininkinis lustas pasižymėtų geromis optinėmis savybėmis, reikia kuo labiau atitolinti tokio lusto savi-lazeriavimą, t.y. mažinti grįžtamą optinį ryšį. Norint įgyvendinti šį reikalavimą, galima užlenkti bangolaidį, veidrodžius dengti atspindį mažinančiomis

dangomis, paviršių padengti sugeriančiu sluoksniu. Dažnai yra naudojama kombinacija: užlenktas bangolaidis su atspindį mažinančiomis dangomis [13].



11 pav. Lazerinio diodo, stiprinimo lusto ir šviestuko spektrų palyginimai. Stiprinimo lustas su savo spektro charakteristikomis yra tarp lazerio ir šviestuko

1.6 Fotoniniai integriniai grandynai

Pasaulio informacijos duomenų poreikis auga eksponentiškai, nes jį skatina įvairios programos, pradedant socialiniais tinklais ir srautine žiniasklaida, baigiant „daiktų internetu“. Šios technologijos ir paslaugos – ir tas, kas ateis po jų – užtikrina, kad žmonės ir toliau vis sparčiau naudosis duomenimis, o jų kiekiai vis labiau augs. Tačiau dirbti su dideliu kiekiu duomenų yra labai brangu, pasaulio duomenų centrai – didžiuliai serverių ir komutatorių monolitai, kurie suvartoja beveik 40 % daugiau elektros nei visa Jungtinė Karalystė. Tikėtina, kad šis skaičius vis augs, dėl vis didėjančio duomenų naudojimo [19].

Kitas iššūkis yra tai, kad norimą duomenų perdavimo sparta pradeda viršyti įprastas perdavimo galimybes. Pavyzdžiui, dėl nepaprasto vaizdo elementų tankio ir didelio kadro dažnio naujausiuose didelės raiškos televizoriuose įprasti HDMI kabeliai tampa vis neveiksmingesni. Netgi gana nedideliais atstumais. Pagrindinė problema yra ta, kad įprastoms elektroninėms duomenų sistemoms reikia trumpų impulsų, kad būtų galima siųsti šiek tiek duomenų iš taško A į tašką B, tačiau esant labai trumpiems impulsams kondensatoriaus talpa nespėja pasikeisti, t.y. nespėja visiškai išsikrauti ir pasikrauti [20]. Net mikroskopiniuose laiduose, esančiuose procesoriaus ir RAM lustuose, šis įkrovimo ir iškrovimo ciklas atima ir

energijos, ir laiko. Kaip pažymėjo Stenfordo universiteto (JAV) taikomosios fizikos ir elektronikos inžinierius David Miller, didžioji dalis informacijos apdorojimui sunaudojamos energijos skiriama komunikacijai, o ne logikai. Pagrindinis energijos išsklaidymo veiksnys yra įkraunamų ir iškraunamų laidų talpa, kuri sudaro apie 200 attofaradų (10^{-18} F) vienam laido mikronui [19,20].

Daugelis šių problemų būtų iš esmės sušvelnintos, jei kabeliai ir jungikliai informaciją perduotų per fotonus, o ne elektronus. Fotonika kompiuterių ir komunikacijos srityse iš tikrųjų yra labai svarbi, nes apima naujas logikos ir apdorojimo galimybes, taip pat kai kuriuos kvantinio skaičiavimo metodus. Šios programos yra artimiausioje ateityje, tačiau šiandien yra prieinamos fotoninės jungtys, kurių privalumai yra mastelio keitimas, talpa, lygiagretumas, ilgesnis ryšys ir greitis. Net paprastų vartotojų programoms jos yra naudingos. Optiniai HDMI kabeliai dabar gali palaikyti didelius kadrų dažnius 4000 arba 8000 pikselių pločio (ir daugiau) ekranuose per komerciškus kabelius, taip pat atsiranda optinių USB įrenginių, skirtų 40 Gbps ir didesniai duomenų perdavimo greičiui [21].

Fotoninių prietaisų gamyba nėra lengva. Žinoma, procesas prasideda nuo tų pačių silicio lustų, kurie jau dešimtmečius buvo mikroelektronikoje, ir naudoja daugelį standartinių puslaidininkių gaminių gamybos įrankių, skirtų optiniams komponentams ir grandinėms spausdinti ant lustų kartu su mikroelektroniniais elementais (arba vietoj jų). Tačiau fotonai iš esmės nepaklūsta tai pačiai fizikai kaip elektronai. Nukreipti fotoną iš vieno elemento į kitą nėra taip paprasta, kaip juos sujungti kartu. Viena vertus, derinimo tolerancijos yra daug tikslesnės. Jei prijungus laidą prie lusto kontaktinės plokštės, komponentai turi būti suderinti kelių dešimčių mikrometrų tikslumu, o optinio pluošto prijungimas prie fotoninio integrinio grandyno gali reikalauti trimis dydžiais didesnio tikslumo [22].

Šiandieniniai fotoninių duomenų įrenginiai yra žymiai sudėtingesni. Tūkstančiai fotoninių integrinių grandynų (IC) gali būti formuojami viename luste, suteikiant apdoroti kelis šviesos kanalus vienu metu, padidinant pajėgumą ir greitį. Fotonikos IC šiandien įprastai integruoja ir kelių kanalų, ir kelių bangų ilgių struktūras, o įvestis ir išvestis yra išdėstytos matricose, leidžiančiose kiekvienam įrenginiui apdoroti ir perduoti kelis informacijos kanalus. Visa tai mums leistų įgyvendinti silicio fotonika [4,22,23].

Tačiau, kai kuriais atžvilgiais iššūkis priversti šias grandines „kalbėtis“ viena su kita yra toks pat, kaip ir telekomunikacinių šviesolaidžių atveju. Visi lusto lygio fotoniniai įėjimai ir išėjimai turi būti susieti su kitais elementais, šviesolaidžių matricas, bangolaidžio pagrindu sukurtas struktūras, lazerinius diodus ir masinius elementus, tokius kaip lęšiai ir difrakcinės gardelės. Daugelį šių jungčių reikia kruopštaus suderinimo ne tik jautrioje skersinėje plokštumoje (pagal susitarimą vadinama „XY“ plokštuma), bet ir kitais laisvės laipsniais.

Svarbu tai, kad daugybė fotoninių įrenginių turi būti tiksliai orientuoti ne tik XY plokštumoje, bet ir teta – Z kryptimi, o dažnai ir kitais laisvės laipsniais (DOF). Ši problema buvo išspręsta naudojant kilpos metodą: suderinate komponentą XY; tada padaryti nedidelį teta – Z patobulinimą; grįžti atgal ir iš naujo suderinti XY; ir tada kartojama, kol rezultatas bus patenkinamas. Šis metodas taip pat naudojamas siekiant optimizuoti įrenginius (pvz., trumpas, daugiamodes bangolaidžio struktūras, įprastas silicio fotonikoje), kurios sąveikauja tarp kanalų ir tarp įėjimų bei išėjimų. Tokiu atveju pradodate optimizuoti įvestį, tada optimizuoti išvestį – išskyrus tai, kad dabar įvestis nebėra optimizuota, todėl tęsiamas derinimas, kol pasiekiamas optimalus rezultatas. Pasibaigus optimizavimo procesui, skaitmeninės gradiento paieškos technologija gali sekėti elementų išlygiavimą, užtikrindama, kad jie liktų optimizuoti atsižvelgiant į temperatūros pokyčius ir įtempimus, susijusius su klijuotų elementų kietėjimu [24].

1.7 Silicio fotoninis integrinis grandynas

Silicio fotoninis integrinis grandynas (SOI angl. *Silicon on Insulator*) yra puikus būdas aptikti, apdoroti ar kaip kitaip manipuluoti šviesa. Silicis pasižymi puikiomis netiesinėmis ir tiesinėmis optinėmis savybėmis, taip pat yra puikus šilumos laidininkas ir turi aukštą pažeidimo slenkstį. Dėl šių savybių silicį galime taikyti vidutinio ir tolumo lauko infraraudonoje spindulių (IR) srityje. Silicis kaip medžiaga yra labai pigus, kas leidžia sukurti sąlyginai pigų produktą. Vienu metu galima gaminti milijonus komponentų, kurie siektų nykščio dydžio (arba dar mažesnius) matmenis. Į šį lustą tilptų visi reikiami fotoniniai ir mikroelektroniniai elementai [25]. Silicio fotoninis integrinis grandynas gali būti sėkmingai taikoma tolimųjų nuotolių optiniam duomenų perdavimui [26].

GaSb pagrindu pagamintus optoelektronikos šaltinius, galima integruoti į silicio fotoniką, taip silicio fotoniniam integriniame grandyne galima realizuoti išorinį rezonatorių ir derinimo elementus.. Šie šaltiniai turi pasižymėti plačiu spektriniu pločiu. Į silicio lustą galima integruoti ne vieną optinį šaltinį, o derinti kelis šviesos šaltinius, taip užtikrinant platų spektrinį diapazoną.

Šviesos manipuliacija ir detektavimas vyksta į silicio fotoniką įvedus papildomus komponentus. Pasyvieji komponentai, tokie kaip bangolaidžiai ar bangos ilgio filtrai, difrakcinės gardelės yra suformuojami taip, kad veiktų be papildomos elektros šaltinio. Vienas iš pagrindinių reikalavimų bangolaidžiams yra didelis sklaidimo kelias ir maži nuostoliai. Bangolaidžio lūžio rodiklis yra daug didesnis nei jį supančios aplinkos (SiO_2 ar oro). Verta atsižvelgti į tai, kad bangolaidyje grupinis ir fazinis greitis nėra lygus dėl modalinės ir

chromatinės dispersijos. Skirtingos modos nukeliauja skirtingus atstumus (modalinė dispersija) ir skirtingi impulso spektriniai komponentai sklinda skirtingu greičiu (chromatinė dispersija). Bangolaidžiam būdinga 0,1 – 3 dB/cm nuostoliai. Verta paminėti ir tai, kad mažesnių matmenų bangolaidžiuose nuostoliai yra didesni, nes lauko intensyvumas silicio paviršiuje yra didesnis. Kitas svarbus silicio fotonikos komponentas yra bangos ilgių filtras. Bangos ilgio filtras leidžia filtruoti norimą bangos ilgį. Bangos ilgio filtrų yra įvairių: Mach-Zehnder filtras, kuris veikia kaip interferometras arba yra naudojama žiedo formos rezonatoriai. Čia kilpoje yra sukuriama fazės poslinkis, kuris yra lygus sveikam bangos skaičiui, tuomet bangos sąveikauja konstruktyviai – banga rezonuoja, taigi tik keli atrinkti bangos ilgiai bus rezonatoriaus kilpoje ir tuomet optinio žiedo rezonatorius veiks kaip filtras. Šis filtras yra valdomas įtampa. Didinant įtampą – rezonatorius ilgėja, mažinant – trumpėja, taip kontroliuojama, kurios modos interferuos. Aktyvieji komponentai reikalauja elektrinio signalo, jog galėtų veikti silicio luste. Tokie komponentai gali būti: šviesos šaltiniai (lazeriniai diodai, stiprinimo lustai ir kt.), modulatoriai (skirti moduluoti signalą), fotodiodai (skirti detektuoti išeinamą spinduliuotę iš silicio fotonikos kristalo) [27].

2. Darbo metodika

2.1 Epitaksinė struktūra

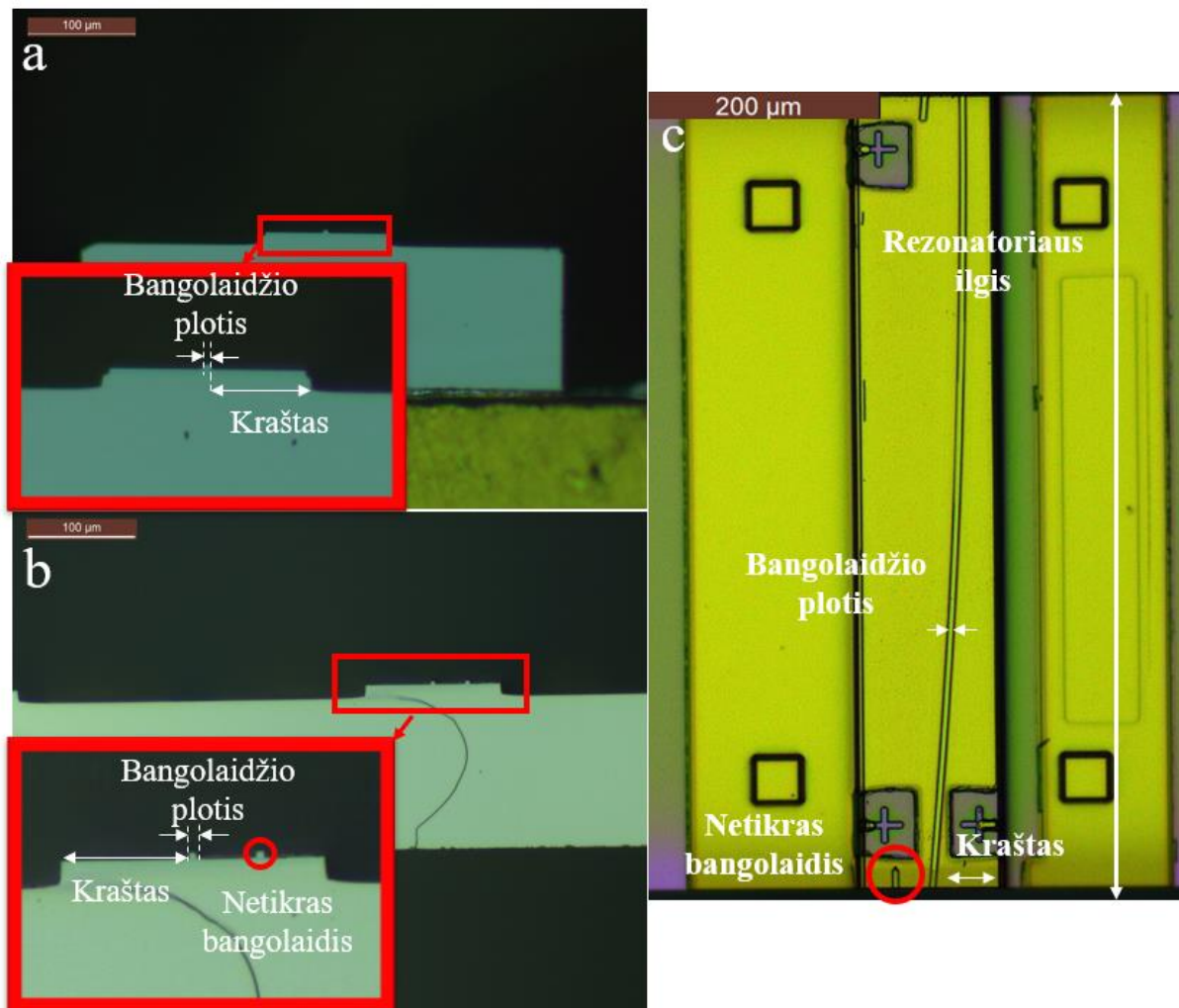
Stiprinimo lustai buvo užauginti naudojant molekulinės pluošto epitaksijos sistemą: Veeco Gen200Edge. Atskiros epitaksinės struktūros turėjo du skirtingus centrinius bangos ilgus: $2,2 \mu\text{m}$ ir $2,3 \mu\text{m}$. Auginimas vyko ant 3 colių skersmens padėklų. Auginimas prasideda nuo apatinio sluoksnio, kuris yra GaSb, jo storis siekia apie 100 nm , GaSb sluoksnis legiruotas n tipo $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, sekanti dalis buvo n tipo palaipsniui kintantis $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ sluoksnis, kurio storis buvo 48 nm $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgiui ir 60 nm $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgiui, o legiracija buvo $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, n tipo apvalkalo sluoksnis buvo $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgiui ir $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgiui, sluoksnio storis buvo 2200 nm . Toliau sekė palaipsniui kintantis n tipo sluoksnis $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, kurio storis buvo 100 nm $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgiui ir 125 nm $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgiui, o legiracija buvo $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Toliau formuojama aktyvioji sritis, ją sudarė 420 nm $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ sluoksnis ir du kvantiniai šuliniai: $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgiui, kvantinių šulinių plotis buvo 13 nm , o $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgio kvantiniai šuliniai buvo 11 nm storio ir buvo sudaryta iš $\text{Ga}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}_{0,07}\text{Sb}_{0,93}$. Kvantiniai šuliniai buvo atskirti 20 nm storio $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ barjeru bei pasikartojančiu 420 nm $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ sluoksniu. Toliau buvo formuojama viršutinė struktūros dalis: pirmas sluoksnis buvo palaipsniui kintantis $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ (bendras sluoksnio storis esant $2,2 \mu\text{m}$ sudarė 100 nm , o $2,3 \mu\text{m}$ – 125 nm), jo legiracija buvo $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, toliau apvalkalo sluoksnis – 2200 nm storio, $2,2 \mu\text{m}$: $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ ir $2,3 \mu\text{m}$: $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ bangos ilgiams atskirai, sekanti p tipo legiruotas $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ palaipsniui kintantis sluoksnis: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, šis sluoksnis siekė 48 nm esant $2,2 \mu\text{m}$ ir 60 nm esant $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgiams. Galiausiai viršutinis kontaktinis sluoksnis – GaSb, kuris buvo 100 nm storio (12 pav.). Kaip legirantai buvo naudojami telūras ir berilis, atitinkamai n ir p tipo. Konkretus legiravimo kiekis buvo nustatytas norint sumažinti vidinius nuostolius, kurie atsiranda dėl optinio lauko pasiskirstymo [28].

a)	100 nm p-GaSb kontaktas	b)	100 nm p-GaSb kontaktas
	48 nm palaipsniui kintantis $p - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$		60 nm palaipsniui kintantis $p - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
	2200 nm $p - Al_{0,45}Ga_{0,55}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas		2200 nm $p - Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas
	100 nm palaipsniui kintantis $p - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$		125 nm palaipsniui kintantis $p - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
	420 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$		420 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$
	13 nm $Ga_{0,7}In_{0,3}As_{0,04}Sb_{0,96}$ kvantinis šulinys		11 nm $Ga_{0,67}In_{0,33}As_{0,07}Sb_{0,93}$ kvantinis šulinys
	20 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$ barjeras		20 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$ barjeras
	13 nm $Ga_{0,7}In_{0,3}As_{0,04}Sb_{0,96}$ kvantinis šulinys		11 nm $Ga_{0,67}In_{0,33}As_{0,07}Sb_{0,93}$ kvantinis šulinys
	420 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$		420 nm $Al_{0,25}Ga_{0,75}As_{0,02}Sb_{0,98}$
	100 nm palaipsniui kintantis $n - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$		125 nm palaipsniui kintantis $n - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
	2200 nm $n - Al_{0,45}Ga_{0,55}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas		2200 nm $n - Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas
	48 nm palaipsniui kintantis $n - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$		60 nm palaipsniui kintantis $n - Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
	100 nm n-GaSb kontaktas		100 nm n-GaSb kontaktas

12 pav. Epitakcijos būdu užaugintų GaSb stiprinimo lustų epitaksiniai sluoksniai: a) 2,2 μm ir b) 2,3 μm bangos ilgio

2.2 Nagrinėjamo lazerinio diodo ir stiprinimo lusto geometrija

Šiame darbe buvo tirta kaip priklauso optinės charakteristikos nuo stiprinimo lusto geometrijos. Darbe nagrinėjami skirtingi stiprinimo lusto rezonatoriaus ilgiai: 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1 mm ir bangolaidžio lenkimo kampai (4,5 °; 5 °; 5,5°; 6 °; 6,5 °; 7°). Papildomai buvo nagrinėjamos lazerinio diodo slenkstinės srovės, kuomet buvo keičiamas bangolaidžio plotis (4; 8; 15; 30; 60; 90; 120; 150 μm) ir kraštinės ilgis (20; 30; 40; 60; 80; 100; 160; 200 μm). Nagrinėjome dviejų skirtingų epitaksijų stiprinimo lustus. Šie stiprinimo lustai generavo 2,2 μm ir 2,3 μm bangos ilgių (13 pav.).

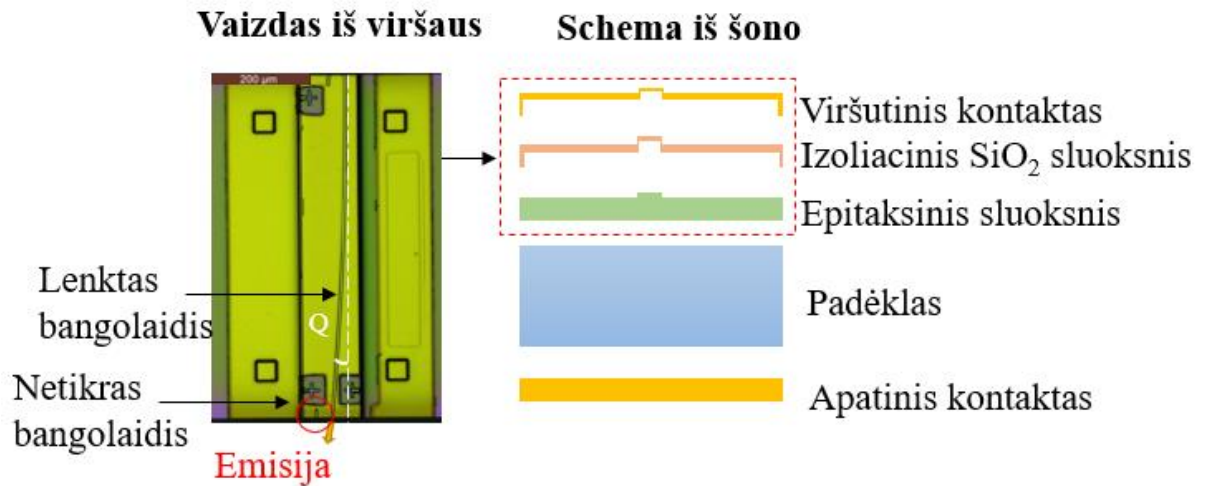


13 pav. Puslaidininkinio lusto ir lazerinio diodo geometrijos. a vaizduoja $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgio stiprinimo lusto struktūrą, b iliustruoja $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgio struktūrą. $2,3 \mu\text{m}$ stiprinimo lusto profilyje matomas „netikras bangolaidis“, jis yra artimiausio stiprinimo lusto bangolaidžio dalis, kuri po skelimo lieka ant šalia esančio stiprinimo lusto, vaizdas iš viršaus pavaizduotas 14 pav., šis bangolaidis yra kaip defektas. c parodo stiprinimo lusto geometrinį paaškinimą iš viršaus, jame papildomai vaizduojamas rezonatoriaus ilgio paaškinimas

2.3 Struktūros formavimas

Norint gauti prieš tai aptartas geometrijas, turime naudoti apdirbimo procedūras. Norint sukurti puslaidininkinio lusto struktūrą, galime naudoti fotolitografijos metodą. Suformavus struktūrą toliau nusodinamas, izoliacinis sluoksnis, kurio storis yra apie 120 nm , pagamintas iš SiO_2 , ėsdinimo metu dalis sluoksnio pašalinama. Toliau yra garinamas ominis sluoksnis Ti/Pt/Au (kontaktas). Apatinis kontaktas, kaip ir viršutinis, yra dengiamas tokiu pat ominių sluoksniu, struktūra pavaizduota 14 paveikslėlyje. Visas kristalo storis su visais sluoksniais yra apie $120 \mu\text{m}$. Norint gauti skirtingus rezonatoriaus ilgius, atitinkamai šis

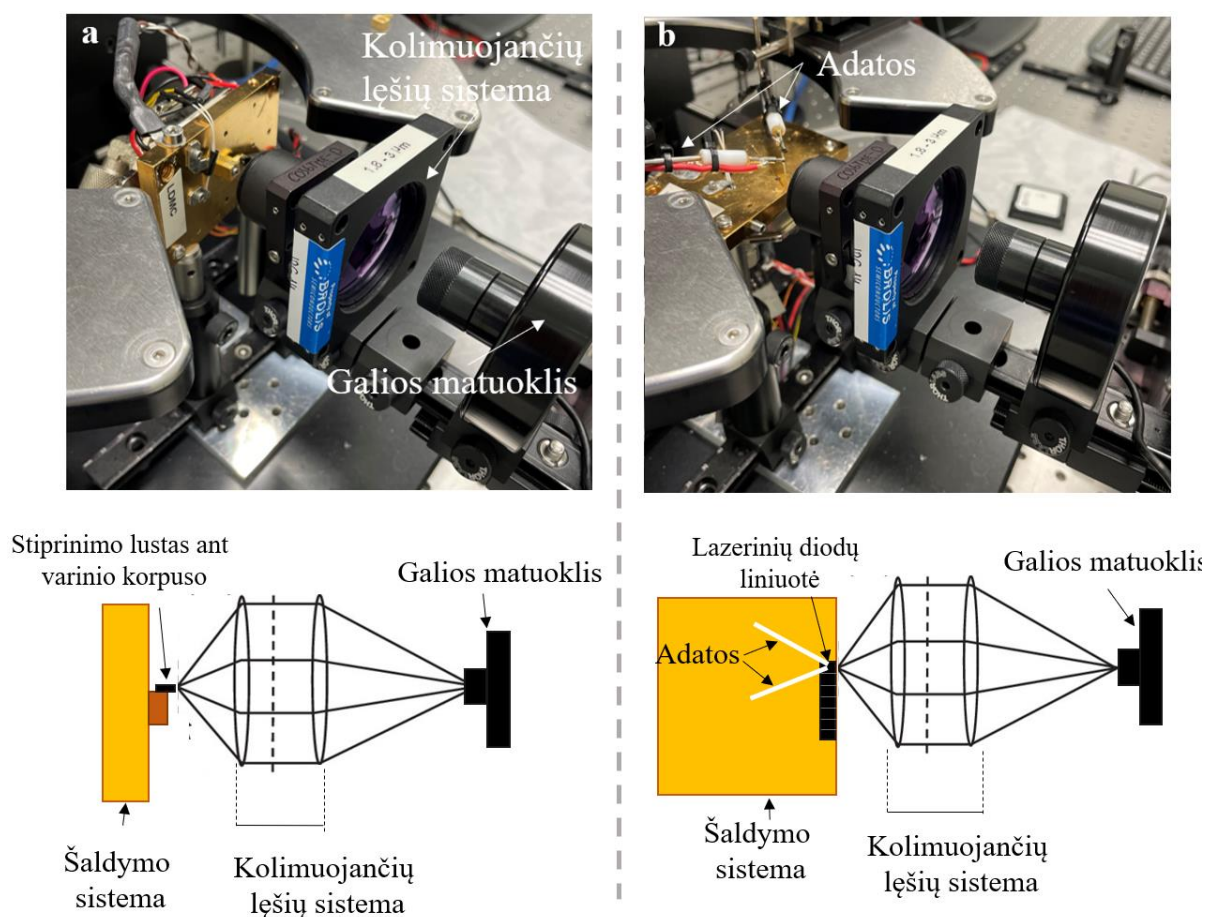
kristalas turi būti skaldomas į tam tikro ilgio juosteles. Juostelių galuose formuojamos dangos su didelio ir mažo atspindžio veidrodžiais. Didelio atspindžio danga pagaminta iš keletu Si/SiO_2 $\frac{\lambda}{4}$ storio sluoksnių porų, o mažo atspindžio koeficiento dangos veidrodis gaminamas iš Ta_2O_5 dangos. Po dangų suformavimo lazerinės liniuotės juostelės yra skaldomos į pavienius puslaidininkinius lustus ar lazerinius diodus ir korpusuojamos ant varinių laikiklių.



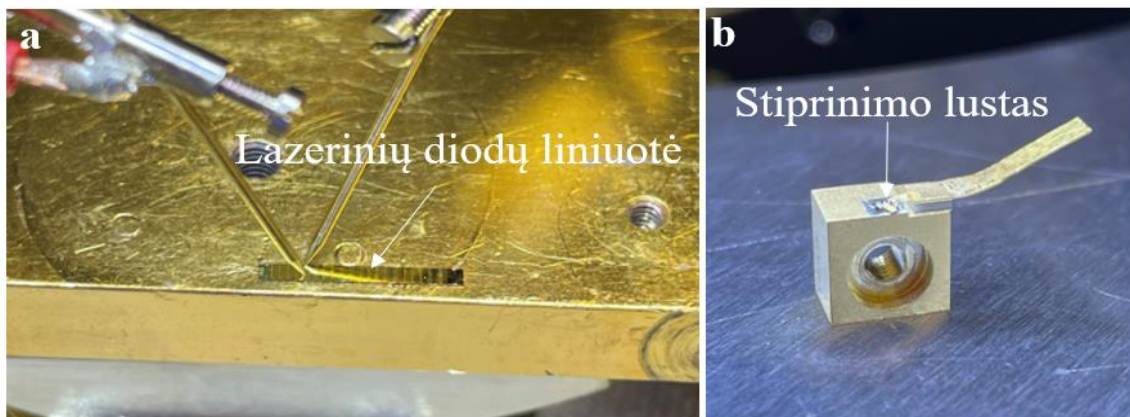
14 pav. Stiprinimo lusto vaizdas iš viršaus kairėje ir schema iš šono dešinėje. Q žymi bangolaidžio lenkimo kampą, šviesos emisijos kryptis pavaizduota rodykle

2.4 Stiprinimo lustų charakterizavimas

Stiprinimo lustai buvo charakterizuojami pasinaudojus matavimo schemomis, kurios pavaizduota 15 paveikslėlyje. Dalis matavimų buvo atlikti iš lazerinio diodo liniuotės (16 pav. a), o kita dalis matavimų buvo atlikti, kuomet stiprinimo lustas buvo montuojamas ant korpuso (16 pav. b). Charakterizavimo schemą sudaro vandens aušintuvas, naudojant šį aušintuvą galime temperatūrą reguliuoti nuo -10 iki 60 °C. Stiprinimo lusto kaupinimui naudojame srovės šaltinį „Laser Source Arroyo 4320“. Stendą sudaro poslinkio platforma, kurią galime reguliuoti x , y ir z ašimis. Ant šios platformos yra montuojamas galios matuoklis „Ophir 3A“ su kolimuojančių lęšių sistema. Schema, kuri pavaizduota 15 paveikslėlyje mums leidžia išmatuoti šviesos intensyvumą ir įtampos priklausomybę nuo srovės stiprio arba trumpai tariant: LIV charakteristikas. Charakterizuojant stiprinimo lustų liniuotes, vietoje laidų su konektoriais naudojome adatas, prie kurių prijungtas teigiamas kontaktas (15 pav. b).



15 pav. Charakterizavimo stendas. Viršuje vaizduojamos nuotraukos su matavimo stendais, apačioje šių stendu schema a) stiprinimo lustų matavimas ant korpuso, b) matavimas iš stiprinimo lustų liniuotės



16 pav. a) lazerinių diodų liniuotė. Teigiamas kontaktas pajungtas per adatas, neigiamą – auksu dengtas padėklas, b) stiprinimo lustas ant korpuso, kur auselė yra teigiamas kontaktas, o korpusas – neigiamas

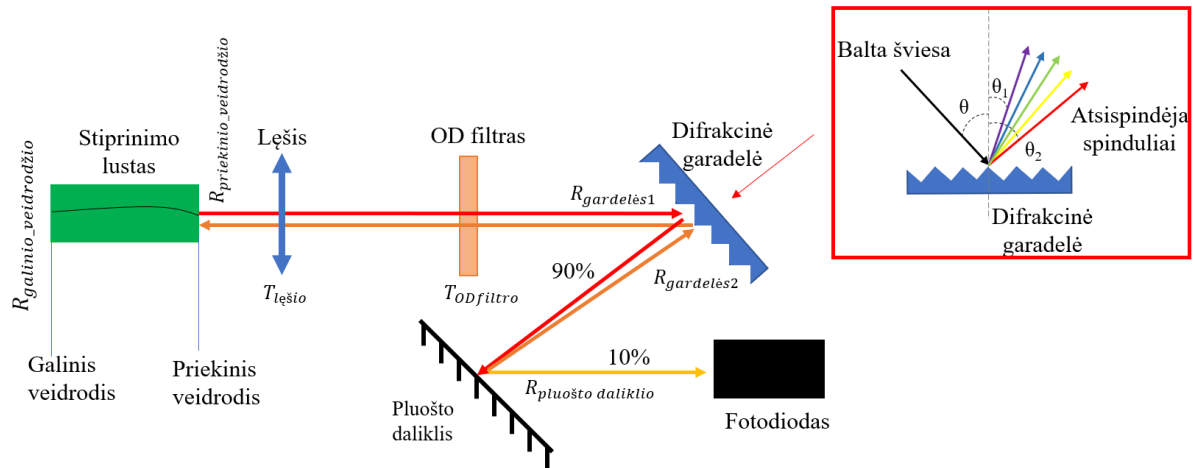
Ant platformos, vietoje galios matuoklio, galime montuoti auksu dengtą parabolinį veidrodį, kuris naudojamas stiprinimo lusto pluošto kolimavimui. Darbe buvo naudojamas „Thermo Fischer Scientific Nicolet 8700“ FTIR spektrometras. Šis spektrometras naudoja gyvsidabrio kadmio telurido detektorį, kuris gali dirbti 1 μm iki 20 μm ruože. Šis spektrometras palaiko du skirtingus pluošto daliklius: CaF_2 , naudojamas iki 5 μm , ir KBr , naudojamas nuo 5 μm .

Spektrometras yra šaldomas skystu azotu, taip sumažinant vandens molekulių sugerties įtaką matavimo rezultatams, tai mums leidžia išmatuoti mūsų tiriamo puslaidininkinio stiprinimo lusto emisijos spektrus.

2.5 Stiprinimo lustų optinio stiprinimo matavimo schema

Norint įvertinti puslaidininkinio lazerio optinį stiprinimą, turime įvertinti vidinius lazerio nuostolius (angl. *internal optical loss*). Nuostoliai pasireiškia visose puslaidininkiniuose lazeriuose. Nuostolių koeficientas parodo lazerio veikimo kokybę, t.y. didėja slenkstinė srovė ir mažėja veikimo diferencialinis efektyvumas. Vidiniai nuostoliai gali kisti nuo 1,4 cm^{-1} iki 20 cm^{-1} , tai priklauso nuo laisvojo krūvio nešėjo sugerties izoliaciniuose ir viršutiniuose lazerio sluoksniuose, bangolaidžio defektų, skylių sužadavimo į valentines pojuostas, pačio krūvio sugertis aktyvioje srityje. Kiekviena prieš tai aptarta sugertis mums nulemia lazerio stiprinimą [29]. Optinio stiprinimo matavimo schema pateikta 17 paveikslėlyje. Optinis stiprinimo matavimas remiasi išorinio rezonatoriaus principu. Stiprinimo lusto pluoštas (pavaizduotas

raudona linija) sklinda sistema. Lęšio pagalba pluoštas yra kolimuojamas į filtrą, kuris yra sudarytas iš skirtingų pralaidumų diafragmų. Praėjus filtrą šviesa įgauna nuostolius, kurie atitinkamai yra mažesni arba didesni atsižvelgiant, kokį filtrą praėjo. Spinduliui pakliuvus į difrakcinę gardelę, spindulys lūžta skirtingais kampais (17 pav.), ties skirtingu bangos ilgiu, raudona spalva lūžta mažiausiai, o violetinė – daugiausiai. Pluošto daliklis grąžina 90 % šviesos į sistemą ir yra toliau stiprinama (pavaizduota oranžine spalva), o likusi šviesa registruojama fotodetektoriaus pagalba.



17 pav. Optinio stiprinimo matavimo schema. Schemą sudaro stiprinimo lustas, kurio galuose suformuojami veidrodžiai (galinis veidrodis yra pilnai atspindintis), lęšis, filtras, difrakcinė gardelė, pluošto daliklis ir fotodetektorius. Nuo difrakcinės gardelės pluoštas atsispindi skirtingais kampais, čia $\theta \neq \theta_1 \neq \theta_2$ ir $\theta_1 < \theta_2$

Iš teorijos žinoma, kad slenkstinė srovė priklauso nuo optinio stiprinimo:

$$J_{th} = J_{th,\infty} \exp\left(\frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}{\Gamma g_p}\right), \quad (19)$$

čia J_{th} – slenkstinės srovės tankis, $J_{th,\infty}$ – srovės tankis, kuomet stiprinimo lusto ilgis L yra begalinis (apima visus vidinius nuostolius), R – visos matavimo sistemos nuostoliai, Γ yra faktorius, lemiantis skersinio elektromagnetinio lauko plitimą, bet kuriuo bangos sklidimo metu, vadinamas skersinio režimo apribojimo faktoriumi. Koeficientas rodo, kaip efektyviai elektromagnetinės bangos sklinda per bangolaidį be jokių nuostolių (*angl.* transverse confinement factor) [30], g_p – optinio stiprinimo koeficientas.

Matavimo nuostoliai R yra apskaičiuojami:

$$R = R_{galinio_veidrodžio} * R_{išoriniai}, \quad (R_{priekinio_veidrodžio} \rightarrow 0), \quad (20)$$

čia $R_{galinio_veidrodžio}$, $R_{priekinio_veidrodžio}$, – atitinkamai galinio ir priekinio veidrodžio nuostoliai. Imame, jog priekinio veidrodžio nuostoliai artimi 0, $R_{išoriniai}$ – sistemos elementų įvedami nuostoliai. Šie nuostoliai apskaičiuojami:

$$R_{išoriniai} = T_{lęšio}^2 * T_{ODfiltrro}^2 * R_{gardelės1} * R_{pluošto_daliklio} * R_{gardelės2}, \quad (21)$$

čia $T_{lęšio}$, $T_{ODfiltrro}$, $R_{gardelės1}$, $R_{pluošto_daliklio}$, $R_{gardelės2}$ – atitinkamai: lęšio ir optinio filtro pralaidumas, gardelės nuostoliai (kuomet spindulys ateina iš stiprinimo terpės), pluošto daliklio nuostoliai, gardelės nuostoliai (kuomet spindulys ateina atsispindėjęs nuo pluošto daliklio). Optinio filtro pralaidumas priklauso nuo jo optinio tankio pralaidumo:

$$T_{ODfiltrro} = 10^{-OD}. \quad (22)$$

Optinio tankio pralaidumas (OD) yra aprašomas:

$$OD = \frac{I_1}{I_0}, \quad (23)$$

čia I_0 yra spindulio intensyvumas prieš filtrą ir I_1 po filtro.

Pirmiausiai svarbu įvertinti srovės tankio priklausomybę, kuri nusako, kiek prateka krūvio per laiko vienetą, kuri teka per skerspjūvį, kuomet turime begalinį sklaidimo ilgį:

$$J_{th} = J_{th, \infty} \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{2Lg_p}\right), \quad (24)$$

čia $J_{th, \infty} = J_{th} / \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{2Lg_p}\right)$, kuris nusako begalinio ilgio slenkstinę srovę.

Matavimo metu yra keičiami filtrai ir fiksuojamas slenkstinės srovės pokytis. Norėdami susieti formules su matavimu, imame slenkstinę srovę (atsižvelgiant į stiprinimo lusto ilgį (L) ir plotį (W)). Slenkstinė srovė aprašoma formule:

$$I_{th} = J_{th} * W * L, \quad (25)$$

čia J_{th} – slenkstinės srovės tankis, L yra stiprinimo lusto ilgis, W – bangolaidžio plotis. Toliau įvertinome kaip slenkstinė srovė priklauso nuo optinio filtro pralaidumo, logaritmuojame:

$$\begin{aligned} \ln(I_{th}) &= \ln(J_{th, \infty}) + \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{2Lg_p} + \ln(WL) = \\ &= \ln(J_{th, \infty}) + \frac{1}{2Lg_p} \ln\left(\frac{1}{R_{galinis_veidrodžio} * T_{lęšio}^2 * T_{ODfiltrro}^2 * R_{gardelės1} * R_{pluošto_dal.} * R_{gardelės2}}\right) + \\ &+ \ln(WL) + \frac{1}{2Lg_p} \ln \ln\left(\frac{1}{R_{kiti} * 10^{-2OD}}\right) + \ln(WL), \end{aligned} \quad (26)$$

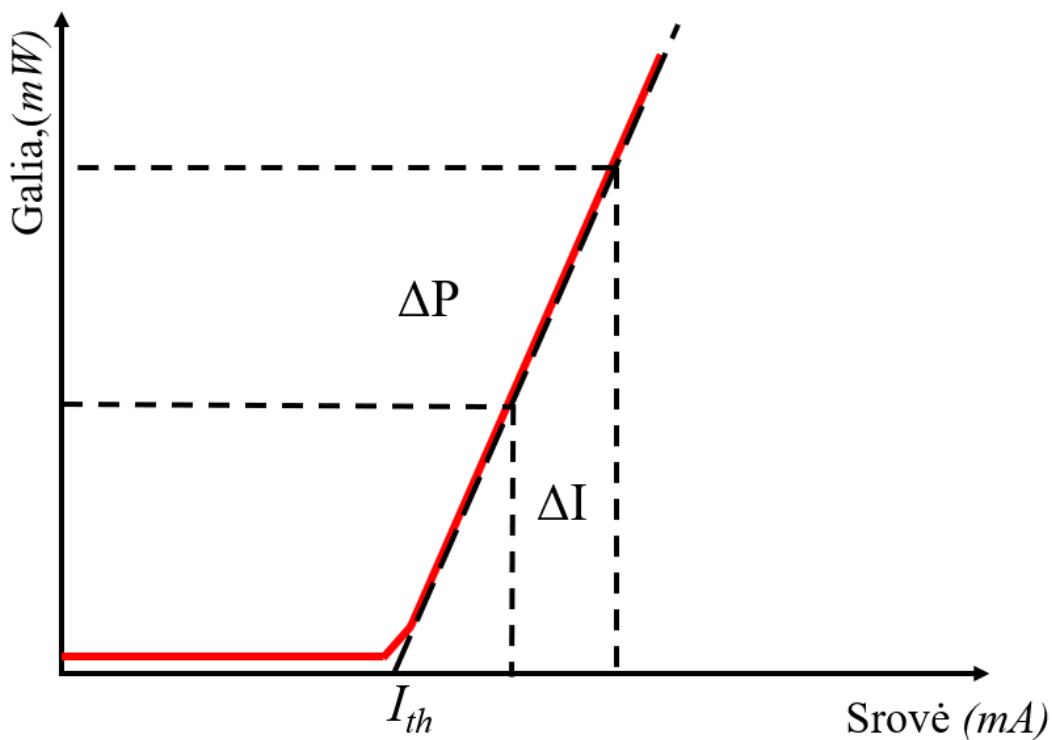
R reiškia visų nuostolių reikšmes, kurios atsiranda iš veidrodžių, pluošto daliklio, gardelės, lęšio ir OD filtro. Visi kiti išoriniai nuostoliai, yra sujungiami į R_{kiti} .

Tuomet slenkstinės srovės polinkį (*angl. slope*) (18 pav.) gauname atliekant matavimus su skirtingais optiniais filtrais:

$$\begin{aligned} slope &= \frac{d \ln(I_{th})}{dOD} = \frac{d}{dOD} \left(\ln(J_{th, \infty}) + \frac{1}{2Lg_o} \ln \left(\frac{1}{R_{kiti} * 10^{-2OD}} \right) + \ln(WL) \right) = \\ &= \frac{2 \ln(10)}{2Lg_p} = \frac{\ln(10)}{Lg_p} \end{aligned} \quad (27)$$

Iš šių formulių galime įvertinti kaip kito slenkstinė srovė pasikeitus optiniams filtrams, žinant šį pokytį galime apskaičiuoti stiprinimo lusto optinį stiprinimą [31]:

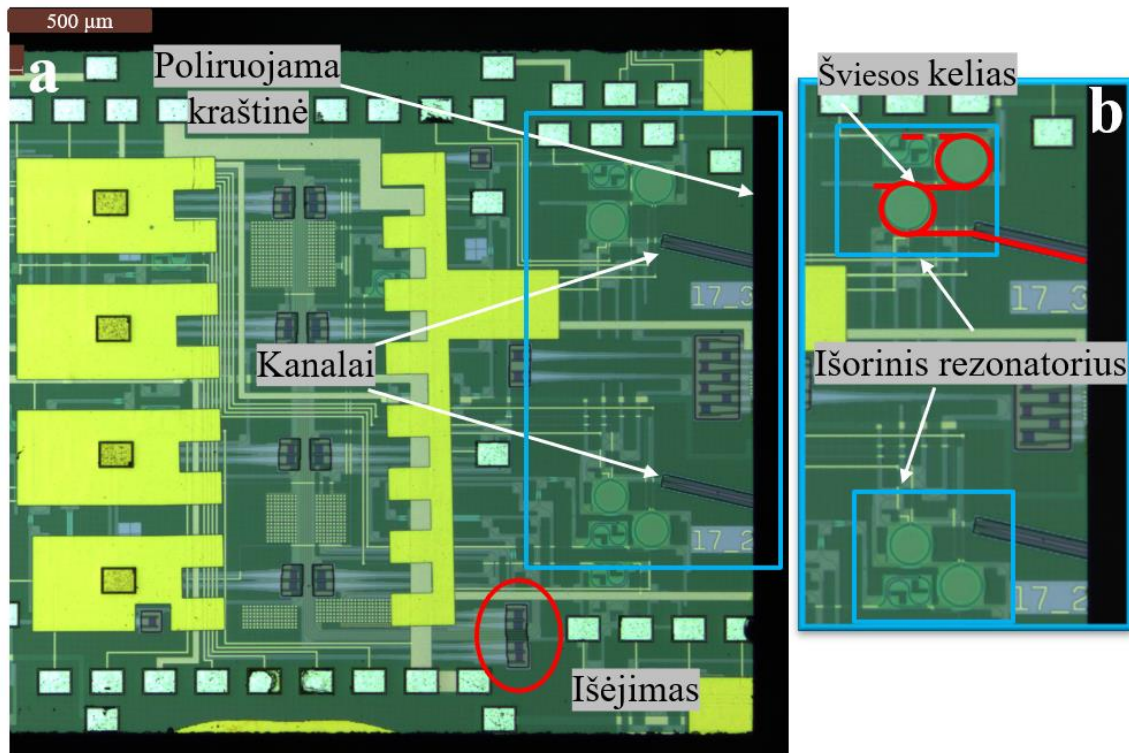
$$g_p = \frac{\ln(10)}{L * slope} \cdot \quad (28)$$



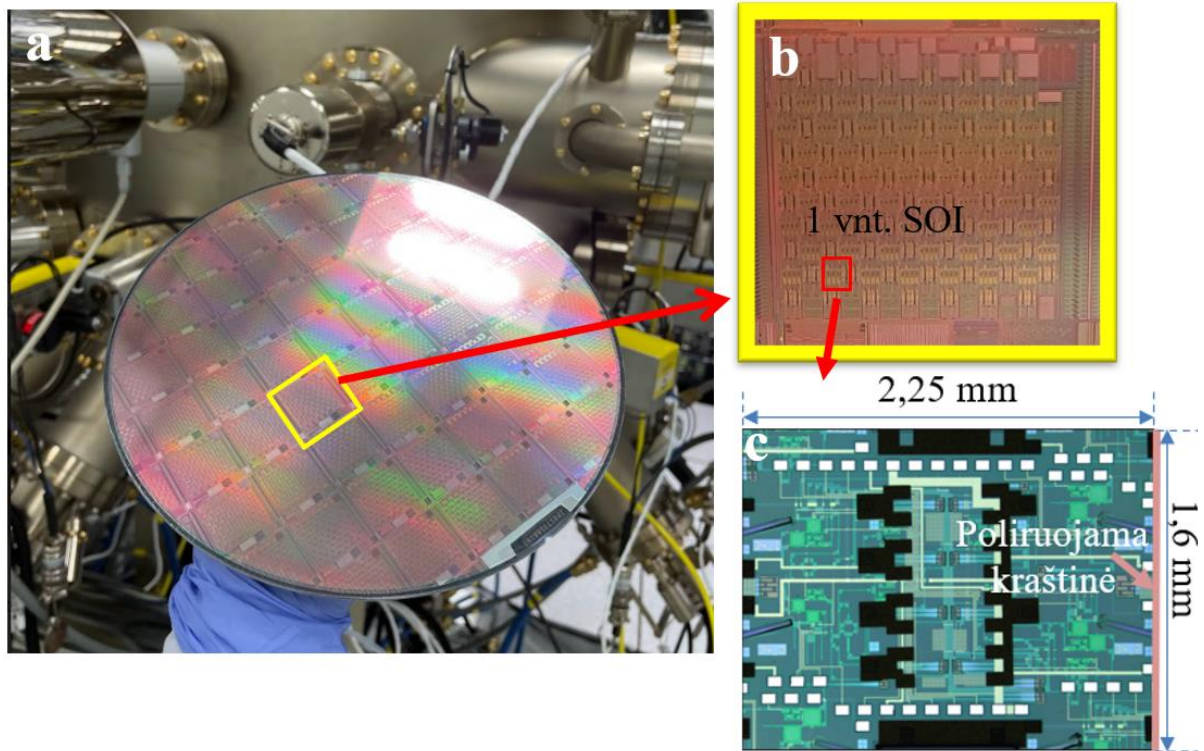
18 pav. Grafike pavaizduota galios priklausomybė nuo tekančios srovės, vaizduojama slenkstinė srovė ir polinkio (*slope*) reikšmė

2.6 Silicio fotoninio integrinio grandyno struktūra

Ant silicio kristalo, litografijos būdu, yra suformuojama struktūra. Mūsų silicio fotoninis integrinis grandynas turi suformuotus pluošto dydžio keitiklius ir kitų komponentų grandynus, kurie pavaizduoti 19 a paveikslėlyje. Čia yra formuojamas išorinis rezonatorius su bangos ilgio filtrais, kurie mums leidžia atrinkti pavienes modas, kurias norėsime stiprinti (19 b pav.). Po struktūros suformavimo ant silicio fotoninio integrinio grandyno viršaus yra uždedami auksiniai kontaktai, toliau struktūra yra pjaustoma į pavienius lustus 20 pav. Pirmiausia iš pilnos silicio plokštelės (20 pav. a) yra atskeliama celė (20 pav. b), ši celė toliau pjaustoma naudojant deimantinį peilį, taip gauname pavienius lustus (20 pav. c).



19 pav. Silicio fotoninio integrinio grandyno dalys. a: silicio fotoninis integrinis grandynas po struktūros suformavimo, kontaktų uždėjimo, pjaustymo ir poliravimo. Nuotraukoje matome, du skirtingus kanalus: 17_2 ir 17_3. Atitinkamai 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgiams. Raudonu apskritimu pažymėta šviesos išvestis iš struktūros. b: priartinta vieta į kurią yra įvedama šviesa – pluošto dydžio keitiklis, raudona linija žymi šviesos kelią per išorinį rezonatorių

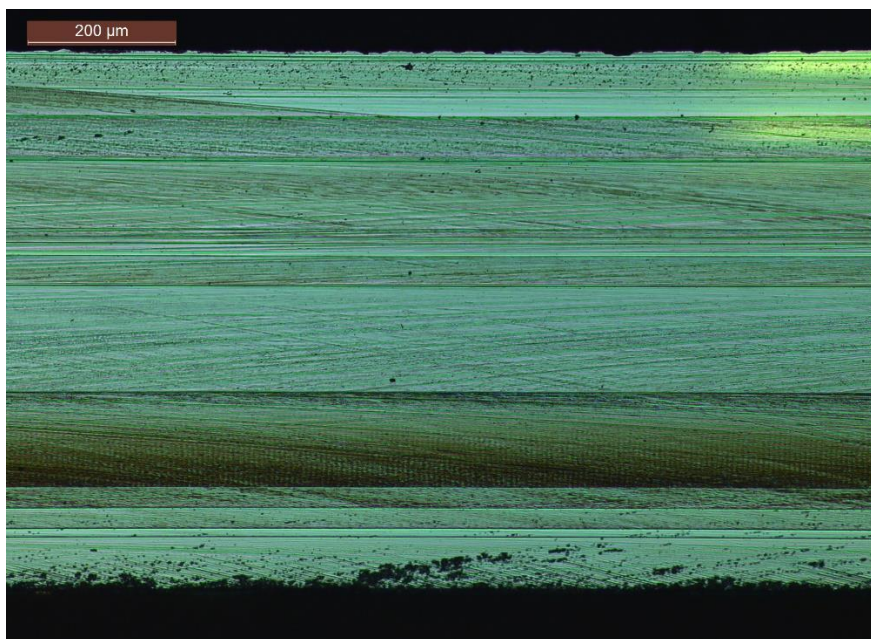


20 pav. Silicio fotonikos grandynas ir pavienių lustų pjaustymas. a – pilnas silicio fotoninis integrinis grandyno padėklas (1 žingsnis), b – atskelta celė iš pilno padėklo, c – pavienis silicio lustas, po celės pjaustymo (3 žingsnis)

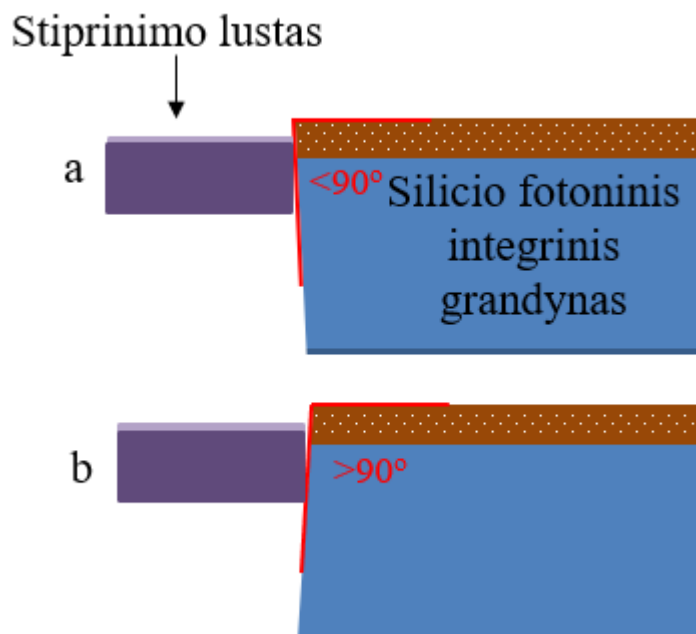
Šviesa į lustą yra įvedama per skirtingus du kanalus, kiekviename kanale integruojamas skirtingas stiprinimo lustas su skirtingu centriniu bangos ilgiu. Mūsų atveju buvo nagrinėjami kanalai į kuriuos yra įvedama 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgio stiprinimo lustų spinduliuotė. Šviesa yra įvedama į pluošto dydžio keitiklius (kanalus), kurie yra suformuoti lusto šone 19 pav.a dalis. Mūsų atveju 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgio spinduliuotės stiprinimo lustai yra iš vienos kraštinės pusės. Įvedus šviesą, ji iškart keliauja į išorinio rezonatoriaus sistemą 19 pav. b. Stiprinimo lusto pluoštas patekęs į silicio fotoninį integrinį grandyną, pradeda elgtis kaip lazerinis diodas, nes struktūroje yra suformuojamas išorinis rezonatorius, kurio pagalba yra stiprinamos pavienės modos. Išorinis rezonatorius susideda iš dviejų bangos ilgių filtrų, čia kilpoje yra sukuriamas fazės poslinkis, kuris yra lygus sveikam skaičiui, tuomet bangos sąveikauja konstruktyviai – banga rezonuoja. Kadangi tik keli atrinkti bangos ilgiai bus rezonanso kilpoje, optinio žiedo rezonatorius veikia kaip filtras (19 pav. b). Tos modos kurių fazės sutampa yra stiprinamos, o kurios ne – gražinamos atgal į sistemą ir yra stiprinamos toliau. Toks metodas mums leidžia plačiame bangos ilgių diapazone stiprinti pavienes modas, kurios yra po stiprinimo gaubtine.

2.7 Silicio fotoninio integrinio grandyno poliravimas

Norint užtikrinti tiksly šviesos įvedimą į pluošto dydžio keitiklį, kuris suformuotas ant silicio lusto viršaus, turime tinkamai paruošti lustą tolimesniam naudojimui. Po pjaustymo silicio fotoninio integrinio grandyno kraštinės turi subraižymų (21 pav.), kurie neužtikrina gero sąlyčio tarp stiprinimo lusto veidrodžio ir silicio fotoninio integrinio grandyno kraštinės, įbrėžimai gali sukurti nereikalingus atspindžius, kitaip sakant sistemoje atsiranda nuostoliai. Norint sumažinti šviesos nuostolius ir sukurti geresnę sąlyti tarp silicio ir stiprinimo lusto veidrodžio, galima silicio lustą poliruoti. Poliravimas atliekamas tik toms kraštinėms prie kurių integravimo metu yra glaudžiami stiprinimo lustai. Poliravimas sumažina paviršiaus netolygumus (įbrėžimus), šiukšles ir suformuoja norimą kraštinės kampą sąlytyje tarp silicio fotoninio integrinio grandyno ir stiprinimo lusto (22 pav.). Silicio fotoninis integrinis grandynas po pjaustymo buvo – 2,25 mm ilgio ir 1,6 mm pločio (20 pav. c).



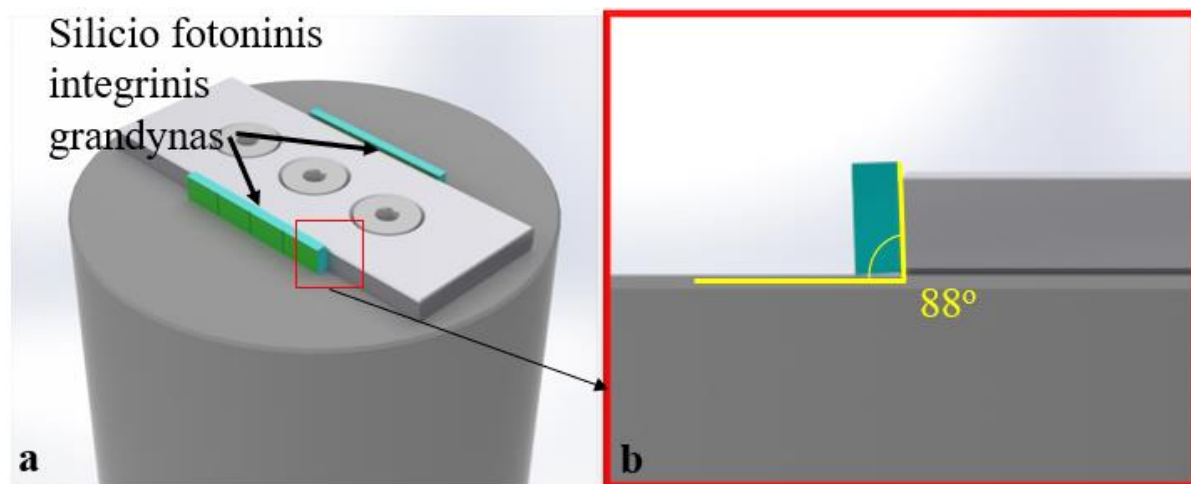
21 pav. Silicio fotoninio integrinio grandyno kraštinė po pjaustymo, prieš poliravimą



22 pav. Silicio fotoninio integrinio grandyno nupoliruoto kampo reikšmė integracijos procese. Kuomet kampas tarp silicio fotoninio integrinio grandyno ir stiprinimo lusto yra mažiau už 90 laipsnių, galime stiprinimo lustą priglausti prie pluošto dydžio keitiklio, kuris suformuotas silicio fotoninio integrinio grandyno viršuje (ruda zona) (a), kitu atveju, kuomet turime kampą, kuris yra daugiau už 90 laipsnių, stiprinimo lusto negalime priglausti prie pluošto dydžio keitiklio (b)

Po kristalų pjaustymo jie yra plaunami „WISD WiselClean WUC-A10H“ ultragarsinėje vonelėje, taip pašalinami nešvarumai atsiradę nuo pjaustymo proceso. Ultragaras mums padeda pašalinti nešvarumus iš struktūros įdubimų, nes ypač viršutinėje lusto dalyje turime nelygų paviršių. Plaunami SOI sudedami į stikles kartu su servetėle, taip išvengiant mechaninių pažeidimų, kurie atsiranda plovimo metu, kuomet lustai sąveikauja vienas su kitu nuo ultragarsinių virpesių. Silicio fotoniniai integriniai grandynai, vaško pagalba, buvo klijuojami ant specialaus laikiklio, taip, kad poliruojama kraštinė būtų viršuje (23 pav.). Vaškas buvo naudojamas todėl, kad jo žema lydymosi temperatūra, leidžia greitai fiksuoti lustus ant laikiklio. Darbe buvo naudojami trys tokie patys laikikliai, viename laikiklyje tilpo po aštuonis SOI, taigi vienu metu buvo poliruojami dvidešimt keturi silicio fotoniniai integriniai grandynai. Poliravimo metu svarbu nustatyti tinkamą poliruojamų lustų skaičių, esant per dideliu lustų skaičiui, turime didesnę poliravimo plotą, tad poliravimas vyksta ilgiau – ilgesnis poliravimas duoda didesnę tikimybę patekti nešvarumams į sistemą, ko pasekoje lustai gali būti aplaužomi. Laikikliai buvo dedami ant kaitinimo krosnelės (temperatūra 150 °C), kaitinamas laikiklis,

dedamas vaškas. Svarbu nustatyti tinkamą lydymosi temperatūrą, esant žemai temperatūrai vaškas gali ištirpti ne iki galo, atsiranda burbuliukai, kurie neleidžia lygiai pritvirtinti lustų prie laikiklio. Į ištirpusį vašką buvo įdėti SOI bandiniai. Bandiniai nuimami nuo kaitlentės ir leidžiama jiems atvėsti. Vėsdamas vaškas fiksuoja silicio fotoninius integrinius grandynus ant laikiklio.



23 pav. Poliravimo laikiklis (a). Silicio fotoninio integrinio grandyno nugarėlė glaudžiama prie poliravimo laikiklio, laikiklis pagamintas taip, kad palaikytų $<90^\circ$ kampą (b)

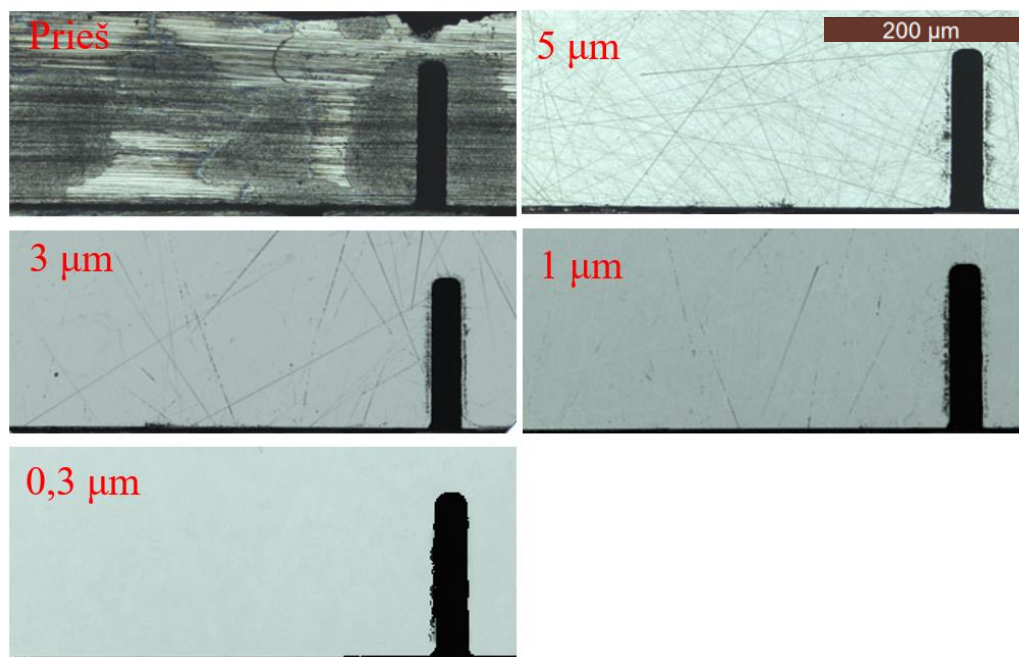
Poliravimui naudojama „MetPrep 3 Allied High Tech Products“ poliravimo mašina (24 pav). Ši mašina turi automatinį vandens padavimą, bei programavimo galimybes, kas leidžia programuoti kiekvieną poliravimo etapą. Kiekviename etape galime keisti: mechaniškai – vandens padavimo srautą (mechaniškai atsukant kranelį), automatiškai galime keisti poliravimo laiką, poliravimo galvos apsisukimo skaičių (darbe naudoju: 200 apsisukimų per minutę), taip galime programuoti atskirus poliravimo žingsnius.



24 pav. Poliravimo mašina „MetPrep 3 Allied High Tech Products“. Ją sudaro valdymo skydas, poliravimo galva su trimis poliravimo laikikliais, vandens kraneliu ir nutekėjimu

Šiame darbe kiekvienas žingsnis buvo programuojamas taip, kad poliravimas vyktų skirtingo šiurkštumo laiko tarpą ties skirtingais poliravimo popieriais. Poliravimui naudojame skirtingo šiurkštumo poliravimo popierius: 5; 3; 1; 0,3 μm . Kiekvienas poliravimo popierius yra atskiras poliravimo žingsnis. Pirmiausia pradėdame poliruoti su 5 μm popieriumi. Šio popieriaus pagalba nuvalomas vaškas nuo poliruojamo paviršiaus, kuris atsirado po silicio fotoninio integrinio grandyno uždėjimo ant laikiklio. Su šiuo popieriumi poliruojame 3 min. Kas 1 minutę stabdome poliravimą ir keičiame popierių. Antras poliravimo žingsnis pradėdama su 3 μm poliravimo popieriumi. Poliravimas vyksta 9 minutes, laikas stabdomas tris kartus, kas 3 minutes ir keičiamas naujas popierius (taip išvengiama kuo mažiau nešvarumų poliravimo metu). Su šiuo popieriumi pradėdame lyginti kristalo paviršių nuo didesnių įbrėžimų. Formuojamas norimas poliravimo kampas. Norima, kad poliravimo kampas būtų mažiau nei 90 laipsnių, taip yra todėl, kad kristalui esant nupoliruotam kampui, būtų lengviau priglausti stiprinimo lustą (22 pav.) prie pluošto dydžio keitiklio, kuris suformuotas viršuje. Tolimesnis poliravimo žingsnis yra 1 μm popierius, jo pagalba išlyginama didžioji dalis įbrėžimų. Poliravimas vyksta 30 min, laikas stabdomas kas 10 min ir keičiamas popierius į naują.

Paskutinis poliravimo žingsnis naudoja smulkiausio šiurkštumo popierių – $0,3 \mu\text{m}$. Su šiuo popieriumi yra užbaigiamas poliravimas, taip užtikrinama mikroįbrėžimų pašalinimas. Poliravimas vyksta 40 min, laikas stabdomas kas 10 min ir keičiamas popierius. Po viso poliravimo proceso nupoliruotas paviršius yra apžiūrimas mikroskopu (25 pav.). Jei pastebima nepašalintų įbrėžimų, poliravimą pratęsiame su $0,3\mu\text{m}$ popieriumi dar 10 min.

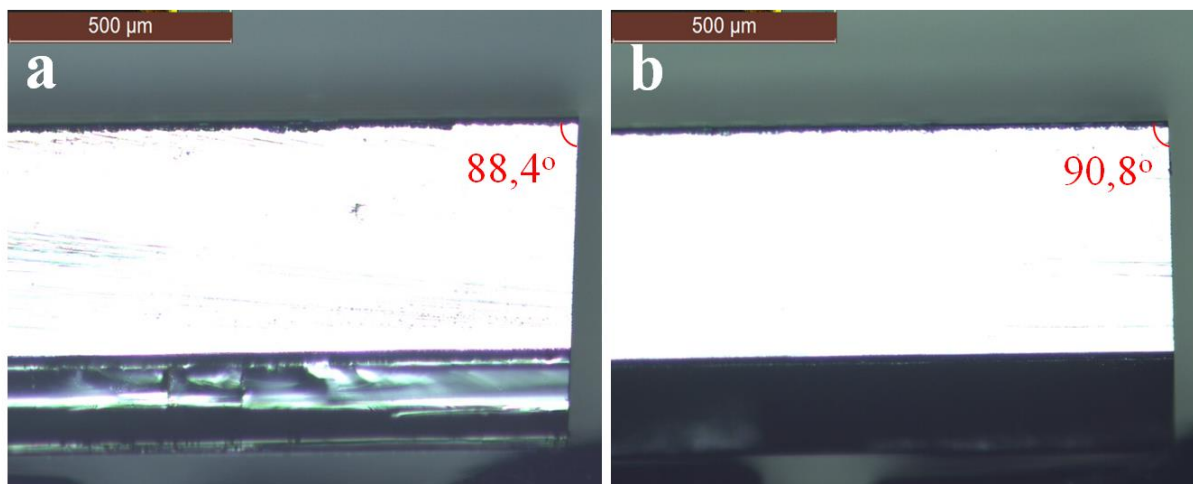


25 pav. Silicio lusto kiekvieno poliravimo etapo nuotrauka. Etapas vykdomas su skirtingu popieriumi, kurio šiurkštumas: 5; 3; 1; $0,3 \mu\text{m}$

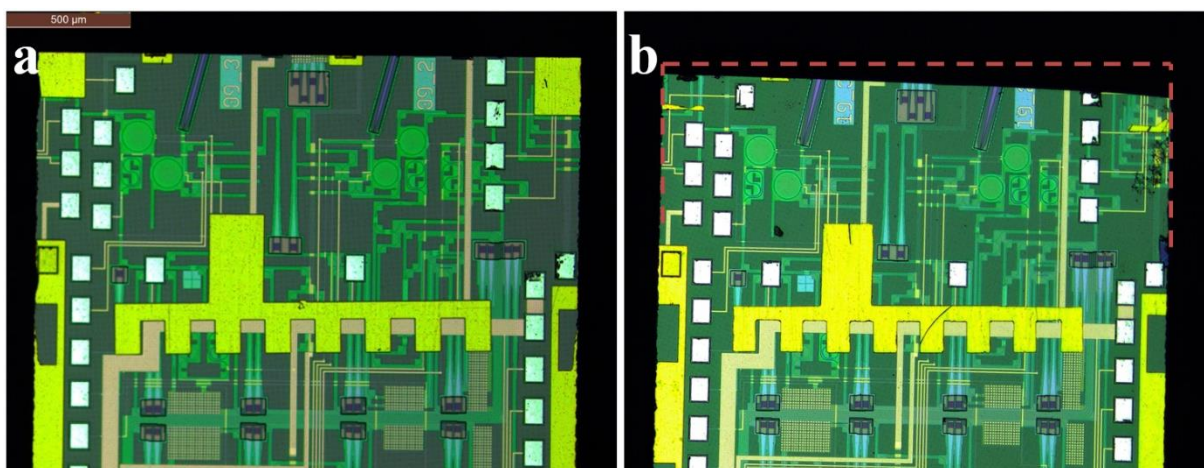
Po poliravimo lustai yra nuimami nuo laikiklio ir dedami į DMSO (dimetilsulfoksidą) tirpalą, kuris yra talpinamas ant kaitinimo elemento, bei palaikoma $180 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatūra (jo virimo temperatūra $190 \text{ }^\circ\text{C}$, svarbu jos neviršyti nes DMSO intensyviai pradės garuoti). Kaitinami bandiniai 60 min. DMSO gerai tirpdo vašką. Po kaitinimo išjungiame kaitinimo elementą ir paliekame atvėsti iki kambario temperatūros. Kuomet išimame iš neatvėsusio DMSO dėl didelio temperatūrinio šoko DMSO kristalizuojasi ant lusto paviršiaus. Atvėsus DMSO išimame lustus ir valandai dedame į distiliuotą šaltą vandenį su ledukais. Šaltas vanduo tirpdo DMSO.

Po poliravimo ir bandinių išplovimo vyksta rankinis valymas ir poliravimo kokybės įvertinimas. Iš vandens imame po vieną SOI lustą ir pirmiausia pažiūrime ar nupoliravome kraštinę mažesniu nei 90 laipsniu kampą (26 pav.), jei atitinka kriterijų (turi būti

apie 88 – 89 laipsnių), toliau įvertiname poliruojamą plokštumą. Nupoliruota plokštuma turi būti nesubraižyta ties pluošto dydžio kietikiu, kur yra įvedama šviesa, neturi būti šiukšlių, įlūžimų. Jei tai atitinka norimą rezultatą, toliau tikriname bandinio viršų, visi kontaktai turi būti vietoje, bandinio kraštai sudaryti stačius kampus (27 pav.). Jei visi reikalavimai atitinka kriterijus, galime pradėti rankinį valymą. Rankinis valymas vyksta su distiliuotu vandeniu ir valymo pagaliukais. Valymo metu nuvalomi likusieji nešvarumai ir dulkės. Viską fotografuojame. Perduodama integracijai.



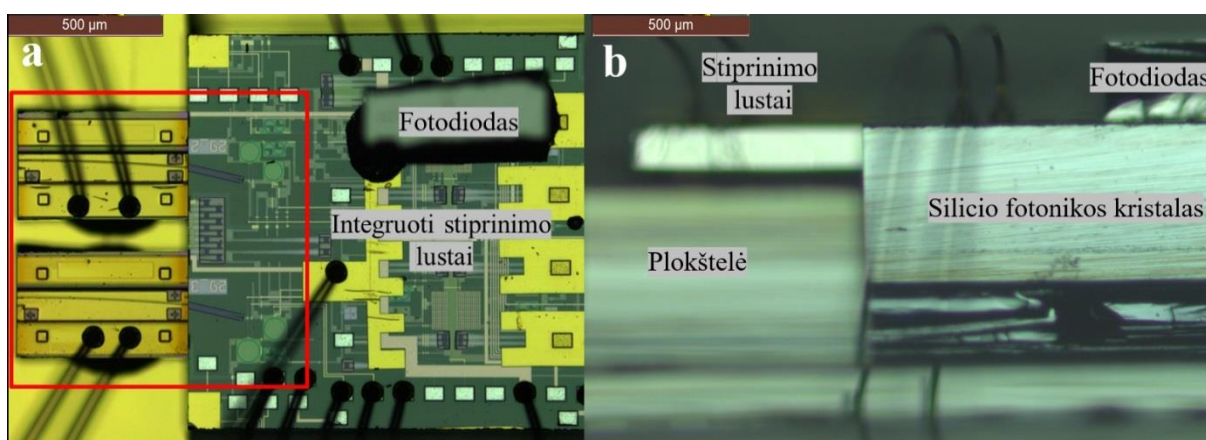
26 pav. Poliruojamo kampo tikrinimas. Iš kairės (a) – geras kampo pavyzdys, o iš dešinės (b) yra blogas. SOI grandynas yra kristalo viršuje



27 pav. SOI lusto kraštai. a – gero poliravimo, b – blogo poliravimo, punktyrinė linija žymi kaip turėtų atrodyti lustas po poliravimo

2.8 Integravimas

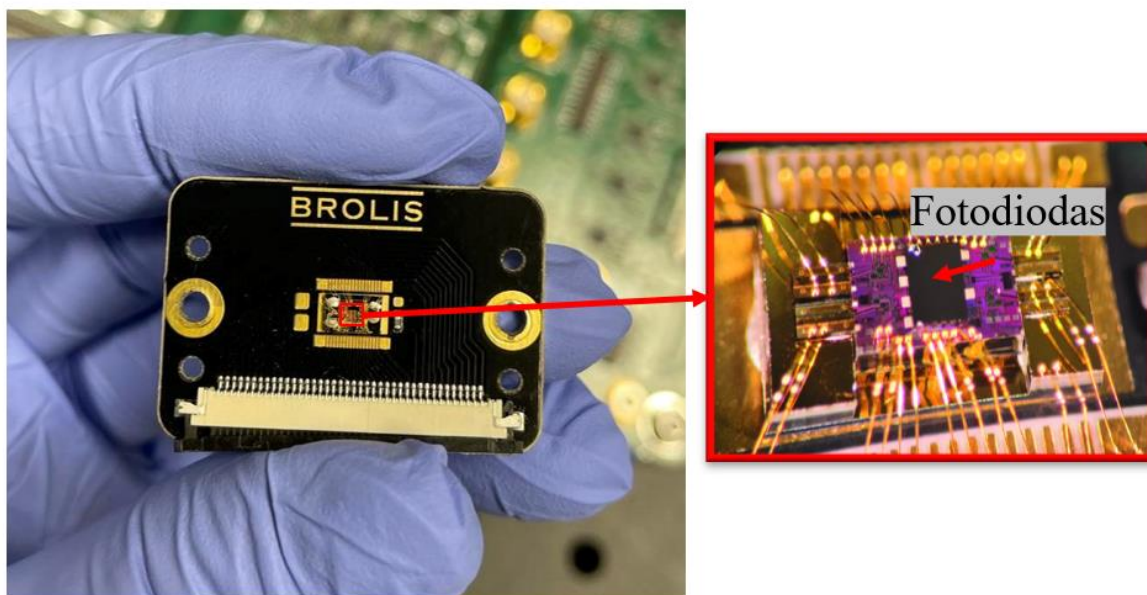
Stiprinimo lustų integravimas į silicio fotoninį integrinį grandyną vyksta naudojant aktyvų sulygiavimą. Aktyvus sulygiavimas, tai toks procesas, kuomet yra keičiama šviesos šaltinio pozicija, integruojamo silicio lusto atžvilgiu. Mūsų atveju, stiprinimo lustas yra judinamas x, y, z kryptimi, fotodiodo pagalba stebima, ties kuria pozicija išėjimo galia yra didžiausia. Fiksuojame koordinates, kur fotodiodas rodo geriausią atsaką. Ties šiomis koordinatėmis tvirtiname stiprinimo lustą, tvirtinimui naudojame elektros srovei laidžius klėjus. Klėjai mums neleidžia palaikyti labai tikslios (mikrono tikslumo) stiprinimo lusto pozicijos, nes jie džiūdami keičia savo dydį – traukiasi. Integravimui buvo naudojama EPO-TEK H20E klėjai, kurių plėtimosi koeficientas yra $0,787 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$. Prieš tvirtinant stiprinimo lustą, klijų temperatūra būna 23°C , nustačius optimalią stiprinimo lusto poziciją silicio fotoninio integrinio grandyno atžvilgiu, stiprinimo lustas yra klijuojamas ant plokštelės, klėjai yra kietinami t.y. naudojant ultravioletinių spindulių lazerį, taip klijų temperatūra pakeliama iki 150°C , o tai reiškia, kad klėjai išsiplečia apie $100 \mu\text{m}$ į visas puses. Tad labai svarbu tinkamai nustatyti šį nuokrypį, kas mums leistų įvertinti klijų deformaciją (28 pav.).



28 pav. Pavaizduoti integruoti stiprinimo lustai. a: vaizdas iš viršaus. 29_2 kanale integruota 2200 nm, o 29_3 – 2300 nm bangos ilgio stiprinimo lustai. b: vaizdas iš šono. Stiprinimo lustas yra klijuojamas ant silicio plokštelės, plokštelė leidžia kompensuoti stiprinimo lusto ir silicio fotoninio integrinio grandyno aukščių skirtumą

Integravimo procese labai svarbu užtikrinti kuo geresnį kraštinės ir stiprinimo lusto veidrodžio mechaninį kontaktą, bet kokia dulkė ar nešvarumas gali sudaryti atstumą tarp silicio fotoninio integrinio grandyno ir stiprinimo lusto, o tai reiškia, kad suprastėja šviesos įvedimą į silicio lustą, tad prieš integravimą visi stiprinimo lusto veidrodžiai yra apžiūrimi, o silicio lusto šonai yra poliruojami, tai mums leidžia stiprinimo lustą prispausti prie silicio fotoninio integrinio grandyno.

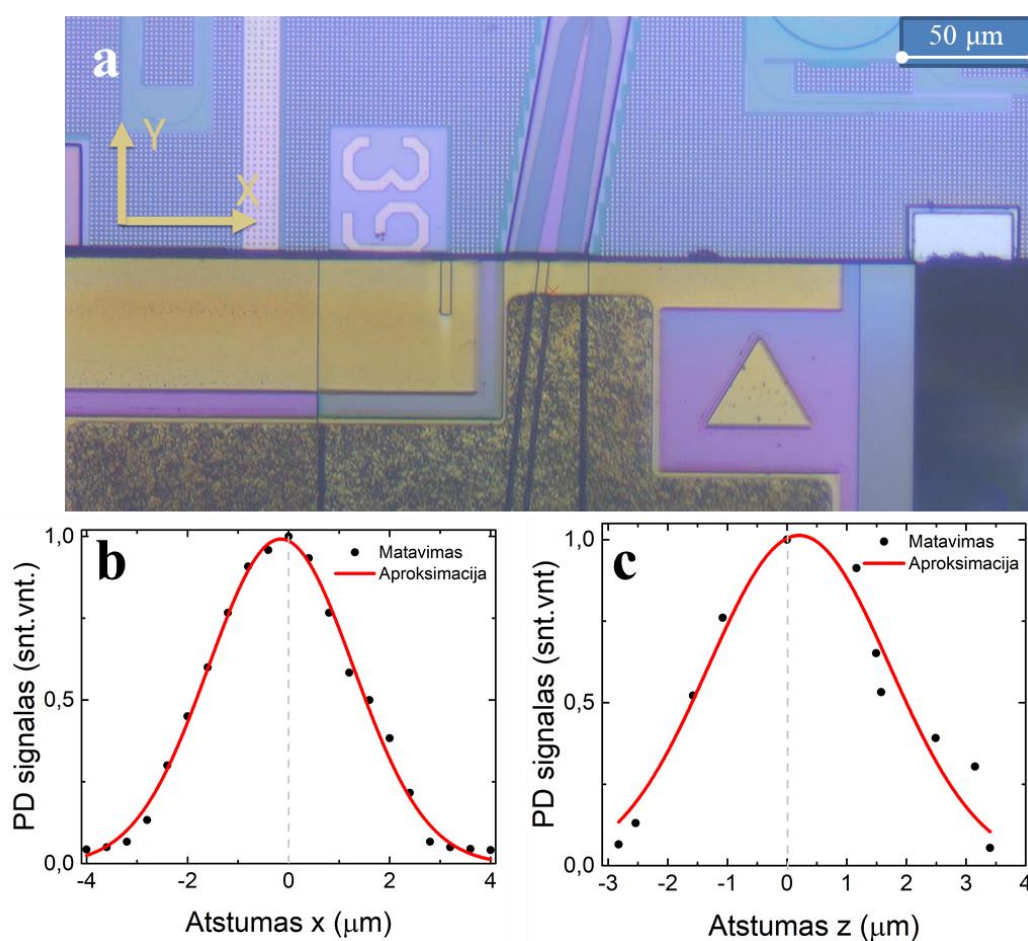
Po integracijos silicio fotoninis integrinis grandynas su integruotais stiprinimo lustais yra perduodamas į korpusavimą, kur yra užklijuojamas fotodiodas, o montuojamas ant PCB (angl. *Printed Circuit Board*) plokštelės laikiklių, kontaktui sudaryti naudojami auksiniai siūlai (29 pav.). Po paruošimo SOI yra testuojamas. Testavimas vyksta kiekvienam pluošto keitikliui atskirai, matuojami stiprinimo lusto pavienių sustiprintų modų spektrai, įtampas ir galios priklausomybės nuo tekančios srovės stiprio.



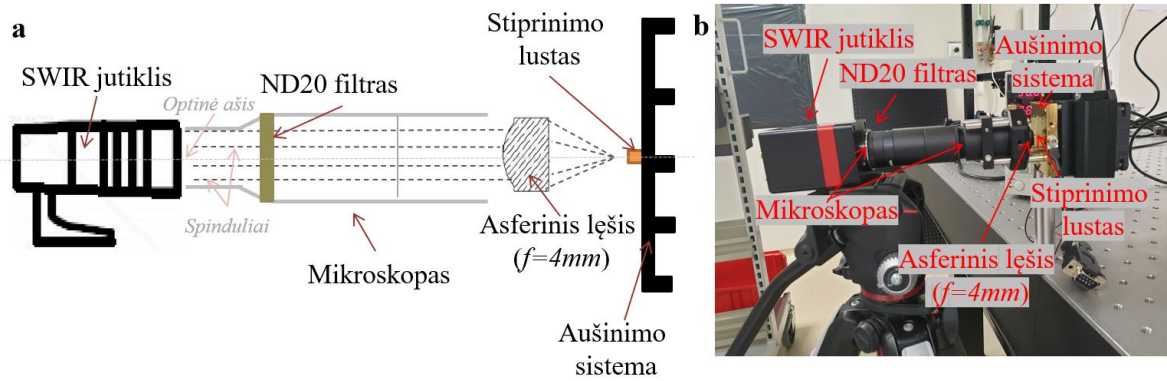
29 pav. Silicio fotoninis integrinis grandynas ant PCB plokštelės.

Šviesos įvedimas į silicio fotoninį integrinį grandyną yra sudėtingas procesas, net mikrono nesutapimas gali sąlygoti didelius signalo nuostolius (30 pav.). Signalu nuostoliai buvo išmatuoti keičiant stiprinimo lusto ir silicio fotoninio integrinio grandyno poziciją x ir z kryptimis. Pozicija ties nuliu reiškia intensyviausią rastą signalą, toliau atitinkamai buvo stumdoma stiprinimo lustas ir stebimas signalo pokytis (30 pav. b ir c), pastebima, kad x kryptimi net $0,4 \mu\text{m}$ pozicijos nukrypimas duoda žymų signalo pokytį, atitinkamai y kryptimi: $0,6 \mu\text{m}$ pozicijos pasislinkimas duoda signalo sumažėjimą arba padidėjimą. Norint šiuos nuostolius sumažinti, turime parinkti optimalius integravimo parametrus. Šiame darbe buvo

nagrinėjama 2200 ir 2300 nm bangos ilgių artimo lauko modos pluošto plotis. Jis naudingas tam, kad žinotume, koks turėtų būti pluošto keitiklio dydis, kad sėkmingai galėtume įvesti stiprinimo lusto modą. Skaičiuojamas artimas laukas būtent tam, nes lustą glaudžiame kiek įmanoma arčiau silicio fotoninio integrinio grandyno, tad šiuo atveju mums svarbu artimas laukas. Artimo lauko matavimui naudojome schemą, kuri pavaizduota 31 paveikslėlyje. SWIR (trumpų bangų infraraudonųjų spindulių, angl. *short wave infrared*) kameros pagalba išmatavome pluošto plotį pikseliais (px), o vėliau konvertavome į mikrometrus. Matavimo standą sudarė: SWIR kamera, filtras (pralaidumas ND20), kolimuojantis lęšis ($f = 4$ mm), stiprinimo lusto laikiklis su šaldymo sistema ir atstumo prailginimas (sukuriamas mikroskopo ilgis ilginamas, kai norima labiau išdidinti vaizdą).



30 pav. Pavaizduota integracijos tolerancija, kuomet keičiama stiprinimo lusto pozicija x ir z kryptimi (a), stebimas fotodiode (PD) signalo pokytis (b ir c), signalo intensyvumas normuotas į vienetą. Atstumas keičiamas x kryptimi kas $0,4 \mu\text{m}$, o z kryptimi keičiant poziciją kas $0,6 \mu\text{m}$

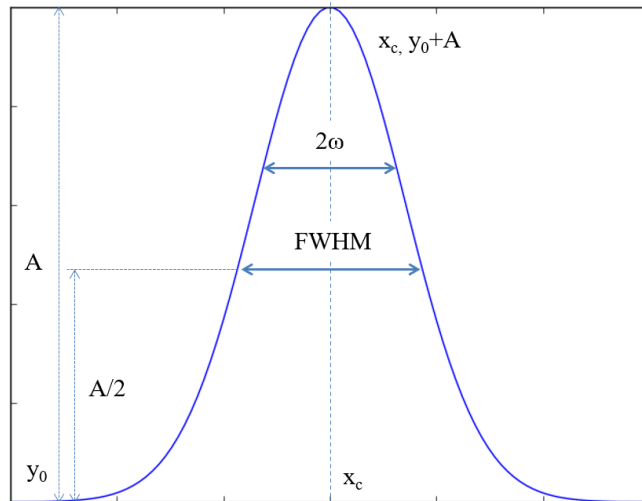


31 pav. Artimo lauko matavimo schema (a) ir surinkta matavimo stendo nuotrauka (b)

Konvertavimas iš kameros pikselių į mikrometrus buvo atliekamas, kuomet išmatavome stiprinimo lusto kristalo plotį mikrometrais, naudojome „Bresser Science Infinity“ mikroskopą. Norint gauti tikrąjį modos plotį mikrometrais, išmatavome SWIR kameros rodomą stiprinimo lusto plotą pikseliais. Iš SWIR kameros gautą modos profilį aproksimavome Gauso smailės amplitudine funkcija, taip gavau modos plotį pikseliais, ties pusės intensyvumo aukščiu (FWHM angl. *Full width at half maximum*) (32 pav.). Gauso smailės amplitudinė funkcija:

$$y = y_0 + Ae^{-\frac{(x-x_c)^2}{2\omega^2}}, \quad (29)$$

kur A – funkcijos aukštis ties maksimumu (amplitudė), FWHM – modos plotis pusės intensyvumo aukštyje, ω – plotis ($2\omega = \frac{FWHM}{\sqrt{\ln(4)}}$), y_0 – pradžios koordinatė, x_c – funkcijos centro koordinatė.



32 pav. Gauso smailės amplitudinės funkcijos (angl. *GaussAmp*) dimensijų paaiškinimas. Raudona linija žymi Gauso funkciją

Stiprinimo lusto plotį mikrometrais ir modos plotį pikseliais padauginome ir padalinome iš stiprinimo lusto pločio:

$$\omega_{M\mu m} = \frac{\omega_{L\mu m} * \omega_{Mpx}}{\omega_{Lpx}}, \quad (30)$$

čia $\omega_{M\mu m}$ – modos plotis (μm), $\omega_{L\mu m}$ – stiprinimo lusto plotis (μm), ω_{Mpx} yra modos plotis (px), ω_{Lpx} – stiprinimo lusto plotis (px).

Modos plotis buvo matuojamas pusės intensyvumo aukštyje. Intensyvumo skirstinį gavome, kuomet matavome su SWIR kamera. Gavę šį intensyvumą aproksimavome Gauso amplitudine funkcija ir gavome plotį pikseliais, kurį vėliau konvertavome į mikrometrus.

3. Darbo rezultatai

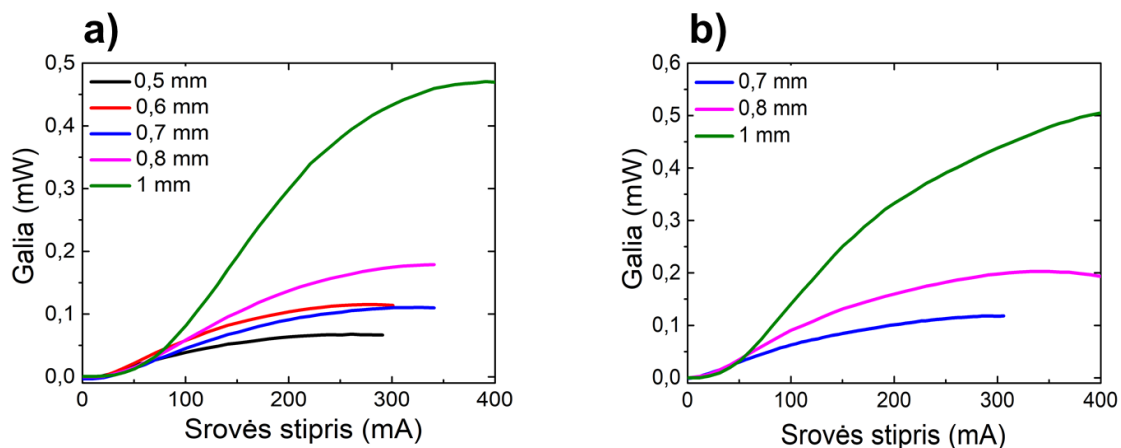
3.1 Puslaidininkinių stiprinimo lustų tyrimas

3.1.1 Rezonatoriaus ilgiai

Pirmiausia buvo nagrinėta, kaip kinta optinės charakteristikos, kuomet turime skirtingus stiprinimo lusto rezonatoriaus ilgius. Matavimo metu buvo palaikoma 20 °C temperatūra. Tyrimams naudojome stiprinimo lustą, kurio bangolaidžio lenkimo kampas buvo 5,5°, bangolaidžio plotis 4 μm. Buvo nagrinėjami du skirtingo centrinio bangos ilgio stiprinimo lustai: 2200 nm ir 2300 nm. Išmatavome optinės galios priklausomybę nuo tekančios srovės, kuomet integruoti ir neintegruoti stiprinimo lustai į išorinį rezonatorių. Taip pat išmatavome emisijos spektrus ir optinį stiprinimą, gauti rezultatai pavaizduoti 19 paveikslėlyje ir lentelėje 1, kur I_{max} – srovės stipris, ties maksimalia galia, kuomet stiprinimo lustas patalpintas į išorinį rezonatorių, P_{max} – maksimali stiprinimo lusto optinė galia išorinio rezonatoriaus sistemoje, P_{max2} – maksimali stiprinimo lusto optinė galia neintegruota į išorinį rezonatorių, λ_c žymi intensyviausius bangos ilgius kiekvienam stiprinimo lustui (centrinį ir vieną papildomą, atsiradusi trumpesnių bangos ilgių pusėje, jei jo nėra: „-“), g – optinis stiprinimas. Matavimai atlikti su matavimo standu, kuris aptartas 2.4 ir 2.5 skyreliuose. Palyginimui apskaičiavome srovės tankį, kiekvienam stiprinimo lustui (J_{th}) (1 lentelė).

Lentelė 1. Matavimo rezultatai su ir be išorinio rezonatoriaus sistema, kuomet turime skirtingus rezonatoriaus ilgius. Matavimo rezultatai pateikti 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgiams, kuomet srovės stipris atitinkamai yra 250mA ir 300mA (nepatalpinto į išorinį rezonatorių).

Rezonatoriaus ilgis, mm	I_{max} , mA	P_{max} , mW	J_{th} (kA/cm^2)	P_{max2} , mW	$g, (cm^{-1})$	I_{th} , mA	λ_c , nm
2200 nm							
0,5	200	0,53	3,83	0,05	-	-	2189; 1933
0,6	373	1,66	1,07	0,11	13	26	2191; 1928
0,7	440	1,9	1,06	0,1	13,25	30	2188; 1925
0,8	450	1,9	1,71	0,16	14,8	50	2183; 1924
1	450	2,25	1,25	0,45	18,3	50	2188 -
2300 nm							
0,7	300	2,6	0,86	0,12	10,6	24	2212; 2356
0,8	400	2,6	1,03	0,19	13,77	33	2205; 2365
1	400	3,2	0,95	0,44	21,04	38	2213; 2380



33 pav. Neintegruotų stiprinio lustų galios charakteristikos, kuomet imame skirtingus rezonatorių ilgius: 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1 mm: a) 2200 nm centrinis bangos ilgis ir b) 2300 nm centrinis bangos ilgis.

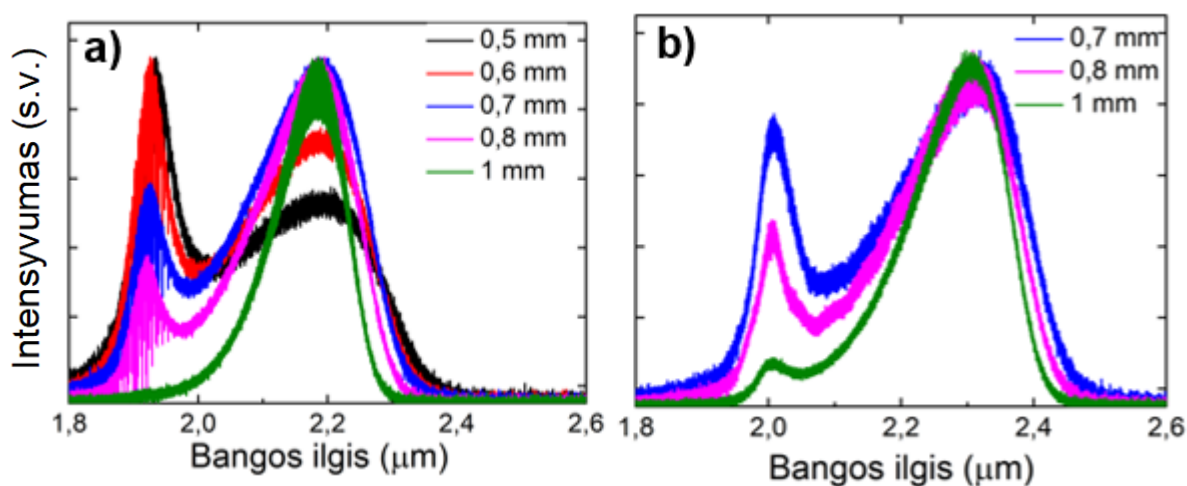
Iš 33 paveikslėlio matoma, kad 2200 nm bangos ilgio stiprinimo lusto ties 250 mA srovės stipriu, esant 0,5 mm rezonatoriui, optinė galia siekė 0,06 mW (patalpinus į išorinį rezonatorių optinės galios buvo fiksuojamos ties 200 mA: 0,53 mW), 0,6 mm – 0,1mW (ties 373 mA: 1,66 mW), 0,7 mm – 0,09 mW (ties 440 mA: 1,9 mW), 0,8 mm – 0,15 mW (ties 450 mA: 1,9 mW) ir esant 1 mm – 0,38 mW (ties 450 mA: 2,25 mW). 2300 nm bangos ilgio stiprinimo lusto ties 300 mA srovės stipriu, esant 0,7 mm rezonatoriui, optinė galia siekė 0,12 mW (patalpinus į išorinį rezonatorių optinės galios buvo fiksuojamos ties 300 mA: 2,6 mW), 0,8 mm – 0,19 mW (ties 400 mA: 2,6 mW), 1 mm – 0,44 mW (ties 400 mA: 3,2 mW). Lyginant maksimalias išėjimo galias, kuomet stiprinimo lustas yra / nėra integruotas į išorinio rezonatoriaus sistemą, galime pasakyti, kad naudojant išorinį rezonatorių, optinės išėjimo galios yra didesnės, didėjimas siekia kelis kartus. Taip yra todėl, kad vykstant lazerinei generacijai, turime Ožė rekombinacijos sustabdymą, nes tuo metu krūvininkų tankis pasidaro pastovus ir pradeda vykti spindulinė rekombinacija, o pridėjus papildomai krūvininkų jie mums prisideda prie optinės galios padidėjimo, todėl turime situaciją, kad išoriniame rezonatoriuje optinės galios yra didesnės nei pavienio stiprinimo lusto, paprasčiau tariant, pasinaudojus difrakcine gardele sukuriame antrą veidrodį [32].

Turint ilgesnį rezonatorių turime daugiau išilginių modų, kas mums duoda didesnę stiprinimą. Matoma kad, galios sotis pasireiškia ties didesniu srovės stipriu, kuomet rezonatorius yra ilgesnis, bet tuo pačiu galima pasiekti aukštesnes išėjimo galias. Šią teoriją atitinka eksponentė stiprinimo $G(\nu)$ priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio L :

$$G(\nu) = \exp [\gamma(\nu)L] \quad (31)$$

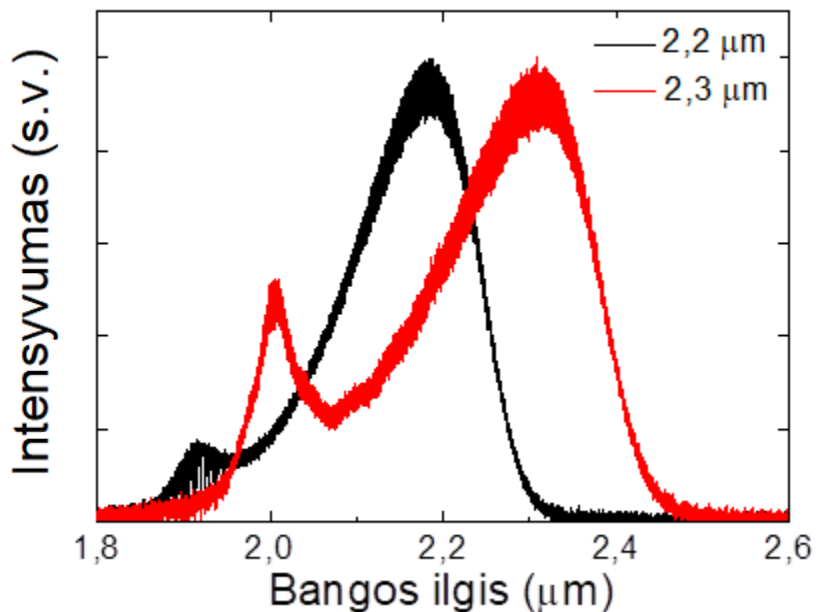
$\gamma(\nu)$ – stiprinimo koeficientas[13].

2,2 μm stiprinimo lustams spektrai buvo registruojami ties 250 mA, o 2,3 μm buvo registruojami ties 200 mA, tokios srovės buvo parenkamos todėl, kad skirtingos epitakcijos stiprinimo lustai soties srovę pasiekia ties skirtingomis reikšmėmis, šiuo atveju soties srovė 2,2 μm stiprinimo lustams yra pasiekama vėliau, tad ir spektrus matavome ties didesnėmis srovės reikšmėmis. Atlikus spektrinę analizę matoma, kad stiprinimo lusto spektras turi asimetrinę formą, kas mums leidžia teigti, jog nėra vienos (ar kelių) sustiprintos modos t.y. turime didesnę spektrinę plotį, kuo puslaidininkinis lustas ir skiriasi nuo lazerinio diodo. Iš 34 a) paveikslėlio matoma, kad intensyviausia spektro dalis ir yra apie 1,95 μm ir 2,2 μm , o 34 b) pav. matome, kad ties 2,3 μm . Pastebime, kad ties 2,2 μm stiprinimo lustu išryškėja ir antrasis maksimumas, kuris yra panašaus intensyvumo kaip ir centrinio bangos ilgio maksimumas (2,2 μm), o ties 2,3 μm – 2 μm , tačiau abiem atvejams didėjant rezonatoriaus ilgiu, antro maksimumo intensyvumas mažėja, antro maksimumo intensyvumą galime didinti kuomet didiname srovę. Antrojo maksimumo atsiradimas gali atsirasti tuomet, kai elektronai persōka į kitą energijos lygmenį. Spektrinėje analizėje labai svarbus yra moduliacijos gylis, iš a) paveikslėlio matome kad didėjant rezonatoriaus ilgiui gylėja moduliacija, tačiau b) paveikslėlio atveju, matome, kad ties ilgesniu rezonatoriaus ilgiu moduliacija sumažėja.



34 pav. Sunormuotos stiprinio lustų spektrinės charakteristikos, kuomet keičiame rezonatoriaus ilgį: 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1 mm: a) 2200 nm centrinio bangos ilgio lustas ir b) 2300 nm centrinio bangos ilgio lustas

Lyginant skirtingų bangos ilgių stiprinimo lustus, matome, kad emisijos spektrai persikloja ir taip galime gauti platų spektrinį diapazoną. Iš rezultatų matyti, kad kombinuojant šiuos du stiprinimo lustus, galime gauti spektrinį diapazoną: 2070 – 2400 nm (35 pav.) .



35 pav. Sunormuoti stiprinio lustų spektrai, 2,2 μm ir 2,3 μm bangos ilgio stiprinimo lusto spektrinių charakteristikų palyginimas, kuomet srovės stipris yra 200 mA

Lentelėje 1 yra pateikiami optinio stiprinimo ir slenkstinių srovių rezultatai, kuomet stiprinimo lustas patalpintas į išorinį rezonatorių. Matoma, kad didėjant rezonatoriaus ilgiui, optinis stiprinimas didėja, bet slenkstinė srovė auga, tai koreliuoja su prieš tai aptartais stiprinimo lusto matavimais. Taip yra todėl, kad kuo turime ilgesnį rezonatorių, tuo turime daugiau modų, kurias galime sustiprinti, bet tam reikia didesnės srovės. Verta pastebėti tai, jog didėjant rezonatoriaus ilgiui, slenkstinė srovė ir optinis stiprinimas didėja [33]. Kuomet turime 2200 nm stiprinimo lustą ir rezonatoriaus ilgis yra 0,5 mm mums nepavyko fiksuoti slenkstinės srovės ir optinio stiprinimo koeficiento. Taip nutiko todėl, kad 0,5 mm ilgio bangolaidžiui neužteko stiprinimo, kad galėtų kompensuoti mūsų įvedamus nuostolius su optiniais filtrais, šiuo atveju reikėtų didesnio pralaidumo filtro, tačiau mūsų sistemoje tokio filtro nebuvo. Tad tolimesni matavimai su 2,3 μm stiprinimo lustais prasidėjo nuo 0,7 mm ilgio bangolaidžio.

3.1.2 Bangolaidžio lenkimo kampai

Toliau buvo nagrinėjama kaip keičiasi išeinančios optinės galios priklausomybė nuo bangolaidžio lenkimo kampo. Buvo charakterizuojamas $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgio stiprinimo lusto bangolaidis, kurio rezonatoriaus ilgis yra 1 mm. Matavimo rezultatai nurodyti lentelėje 2. Iš matavimo rezultatų matoma, kad kintant lenkimo kampui nuo $4,5^\circ$ iki 7° , maksimali išėjimo galia (P_{max}) beveik nepakito, galime daryti prielaidą, kad šiame lenkimo kampo intervale, galime turėti lenkimo kampo paklaidą, kuri mums nedarys įtakos išėjimo galiai arba įtaka bus nežymi, o tai reiškia, kad užlenkiant bangolaidį lazerinį generavimą galime nutolinti, bet mūsų nagrinėtame lenkimo kampo diapazone didelės optinės galios pokyčio nepastebėjome, tad užlenkiant bangolaidžius tokiais kampais, gausime tokį pat rezultatą. Kaip ir minėjau rezultatai neparodė konkrečios įtakos išėjimo galiai, tad su $2,3 \mu\text{m}$ bangos ilgiu šis matavimas nebuvo atliekamas.

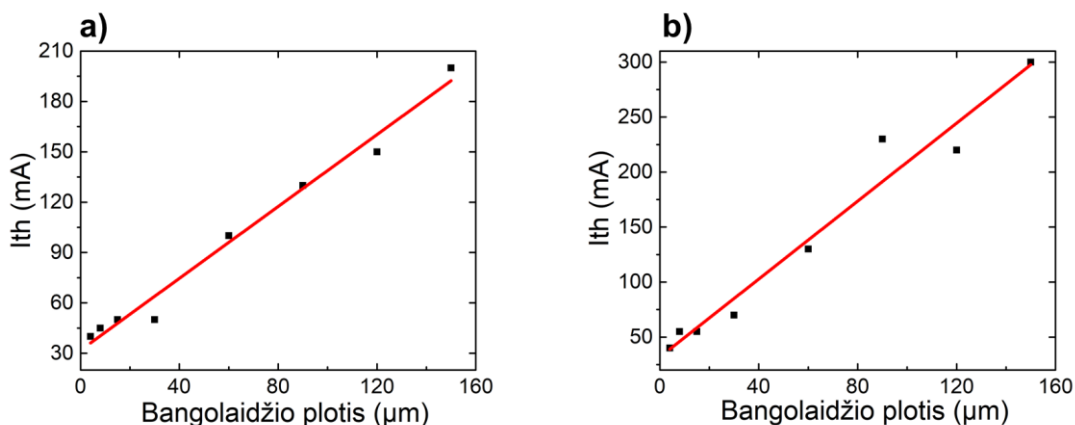
Lentelė 2. Optinės galios priklausomybė nuo $2,2 \mu\text{m}$ bangos ilgio stiprinimo lusto bangolaidžio lenkimo kampo

Lenkimo kampas, °	P_{max} , mW
4,5	0,062
5	0,062
5,5	0,061
6	0,061
6,5	0,062
7	0,061

3.1.3 Lazerinio diodo slenkstinės srovės tyrimas

Toliau buvo nagrinėjama $2,2 \mu\text{m}$ ir $2,3 \mu\text{m}$ epitaksinės struktūros lazeriniai diodai su tiesiu bangolaidžiu. Šiuo atveju matavimai buvo atlikti iš lazerinių diodų liniuotės (16 pav. a)). Šis tyrimas buvo atliktas tam, kad galėtume įvertinti lazerinio diodo slenkstinę srovę, kadangi tiek lazeriniai diodai, tiek stiprinimo lustai buvo vienodos epitaksijos ir apdirbimo, galima teigti, jog lazerinio diodo slenkstinė srovė bus tokia pat kaip stiprinimo lusto, kuomet jį patalpinsime į išorinį rezonatorių. Šiuo atveju buvo lengviau ir greičiau įvertinti lazerinio diodo slenkstinę srovę, nei stiprinimo lustų. Norint įvertinti stiprinimo lusto slenkstinę srovę, reikia jį patalpinti į išorinį rezonatorių, tuo atveju reikia atlikti ilgą optinį derinimą. Šis metodas galimas, bet pakankamai ilgas, tad daug paprastesnis ir greitesnis metodas yra iširti lazerinio diodo slenkstinę srovę.

Iš rezultatų matome, kaip keičiasi lazerinio diodo slenkstinė srovė (I_{th}), kintant lazerinio diodo struktūrai. Pirmiausiai buvo nagrinėta, kaip kinta slenkstinė srovė, kuomet keičiamas bangolaidžio plotis, kuomet kraštinė laikoma pastovi: $120\ \mu\text{m}$. Nagrinėjami bangolaidžio pločiai atitinkamai buvo 4, 8, 15, 30, 60, 90, 120, 150 μm . Geometrijos paaškinimas nurodytas 13 paveikslėlyje. Matavimo rezultatai nurodyti 36 paveikslėlyje.



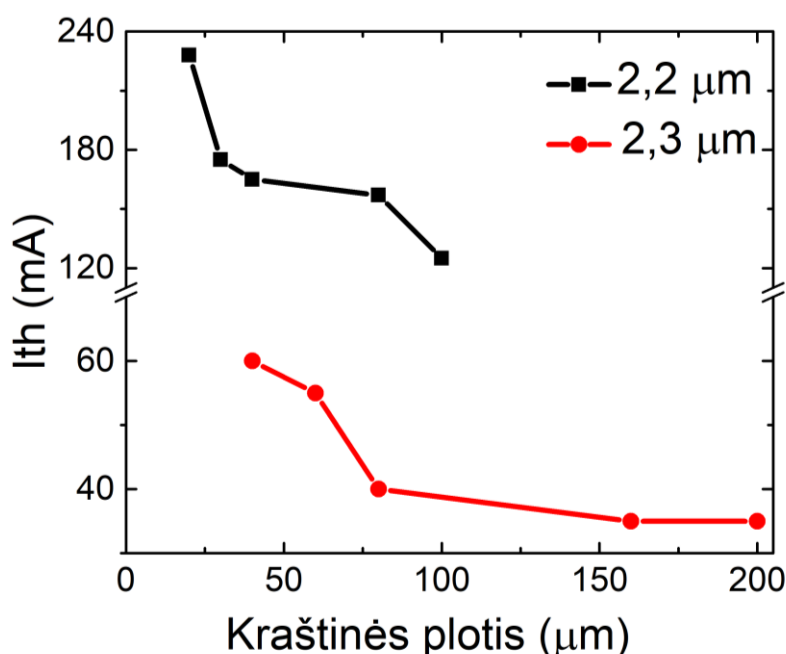
36 pav. Slenkstinės srovės (I_{th}) priklausomybė nuo bangolaidžio pločio. a) $2,2\ \mu\text{m}$, b) $2,3\ \mu\text{m}$ bangos ilgių lazeriniams diodams

Iš grafiko matyti, kad didėjant bangolaidžio pločiui, slenkstinė srovė auga, matavimo rezultatai pateikiami 3 lentelėje. Iš teorijos yra žinoma, kad slenkstinė srovė yra tokia srovė, kai kompensuojami rezonatoriaus nuostoliai ir išėjime dominuoti pradeda stimuliuota emisija [34]. Gauti rezultatai rodo, jog esant didesniam bangolaidžiui, slenkstinė srovė yra aukštesnė, o tai reiškia, kad didesniame rezonatoriuje reikia kompensuoti didesnius nuostolius. Tam reikia aukštesnės kaupinimo srovės.

Lentelė 3. Matavimo rezultatai, vaizduoja kaip slenkstinės srovės priklauso nuo bangolaidžio pločio, kuomet turime $2,2\ \mu\text{m}$ ir $2,3\ \mu\text{m}$ bangos ilgio stiprinimo lustus.

Bangolaidžio plotis, μm	I_{th} , mA ($2,2\ \mu\text{m}$)	I_{th} , mA ($2,3\ \mu\text{m}$)
4	40	40
8	45	55
15	50	55
30	50	70
60	100	130
90	130	200
120	150	230
150	200	300

Toliau buvo nagrinėta, kaip kinta 2,2 μm bangos ilgio lazerinio diodo slenkstinė srovė, esant skirtingiems kraštinės ilgiams: 20, 30, 40, 80, 100 μm , o 2,3 μm : 40, 60, 80, 160, 200 μm , bangolaidžio plotis buvo visais atvejais toks pats: 4 μm . Geometrijos paaiškinimas nurodytas 13 paveikslėlyje. Buvo nagrinėjami skirtingi kraštinių pločiai, nes procesinimo metu buvo keičiamas kaukės dizainas, tam, kad galėtume įvertinti daugiau galimų variantų. Iš rezultatų matyti, jog slenkstinė srovė tarp skirtingų bangos ilgių stipriai skiriasi, tačiau to lyginti negalime, matavimai atliekami iš lazerinių diodų liniuotės, būtent dėl to matavimo metu gali atsirasti paklaidos, todėl, kad matavimai buvo atlikti skirtingu metu. Tačiau atliekant vieną atskirą matavimą, galime matyti tendenciją (37 pav.). Buvo atliekami du skirtingi matavimai 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgiams. Paklaidos galėjo atsirasti dėl skirtingos lazerinių diodų struktūros, temperatūrinio pasiskirstymo.



37 pav. Slenkstinės srovės priklausomybė nuo lazerinio diodo kraštinės pločio

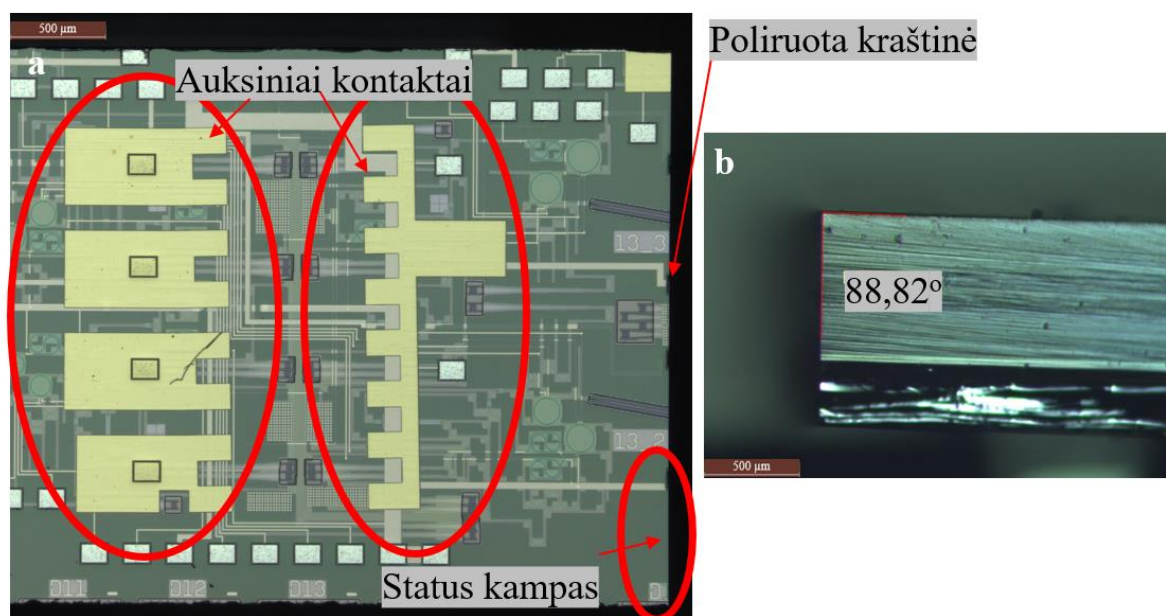
Iš gautų rezultatų matyti, kad didinant kraštinės plotį, turime mažesnę slenkstinę srovę, taip nutinka todėl, kad didesnė kraštinė leidžia išvengti didesnių temperatūrinių efektų, t.y. didesnė kraštinė leidžia lengviau ir tolygiau paskirstyti temperatūrą lazeriniame diode. Tai leidžia išvengti temperatūrinių nuostolių ir taip greičiau pasiekti stimuliuotą emisiją [35].

Prieš tai aptarti stiprinimo lustų ir lazerinių diodų struktūros analizės rezultatai leidžia teigti, jog keičiant geometriją galima generuoti skirtingą slenkstinę srovę ir optinės galios išėjimo spinduliuotę.

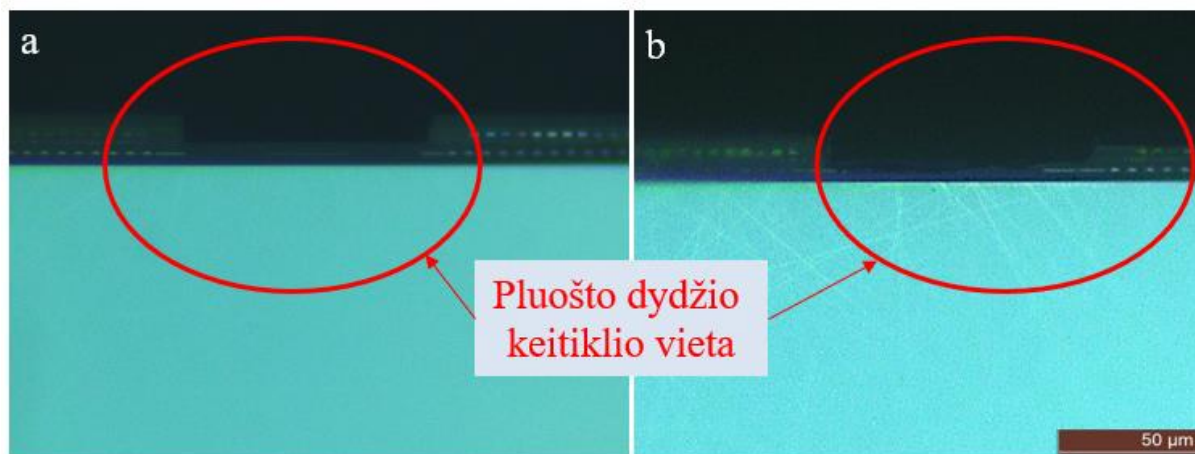
3.2 Silicio fotoninio integrinio grandyno tyrimas

3.2.1 Poliravimas

Po poliravimo yra tikrinami keli SOI parametrai: kontaktai (38 pav. a), kampai (38 pav. b) ir lusto kraštinė (39 pav.). Poliravimo metu buvo poliruoti 24 bandiniai, o poliravimo išeiga gavosi 79,2%, t.y. 19 bandinių atitiko reikalavimus, o 5 bandiniai – ne. Visų SOI lustų kontaktai po poliravimo liko vietoje, o kraštinės nusipoliravo stačiais kampais (22 pav.). Visi SOI nusipoliravo tinkamu < 90 laipsniu kampu (38 pav. b). Penkiuose bandiniuose buvo rasta įbrėžimų, ties šviesos pluošto įvedimo vieta (39 pav.), tokie kristalai neperduodami integracijai, nes tokie subraižymai integracijos metu gali išsklaidyti įvedamą šviesą.



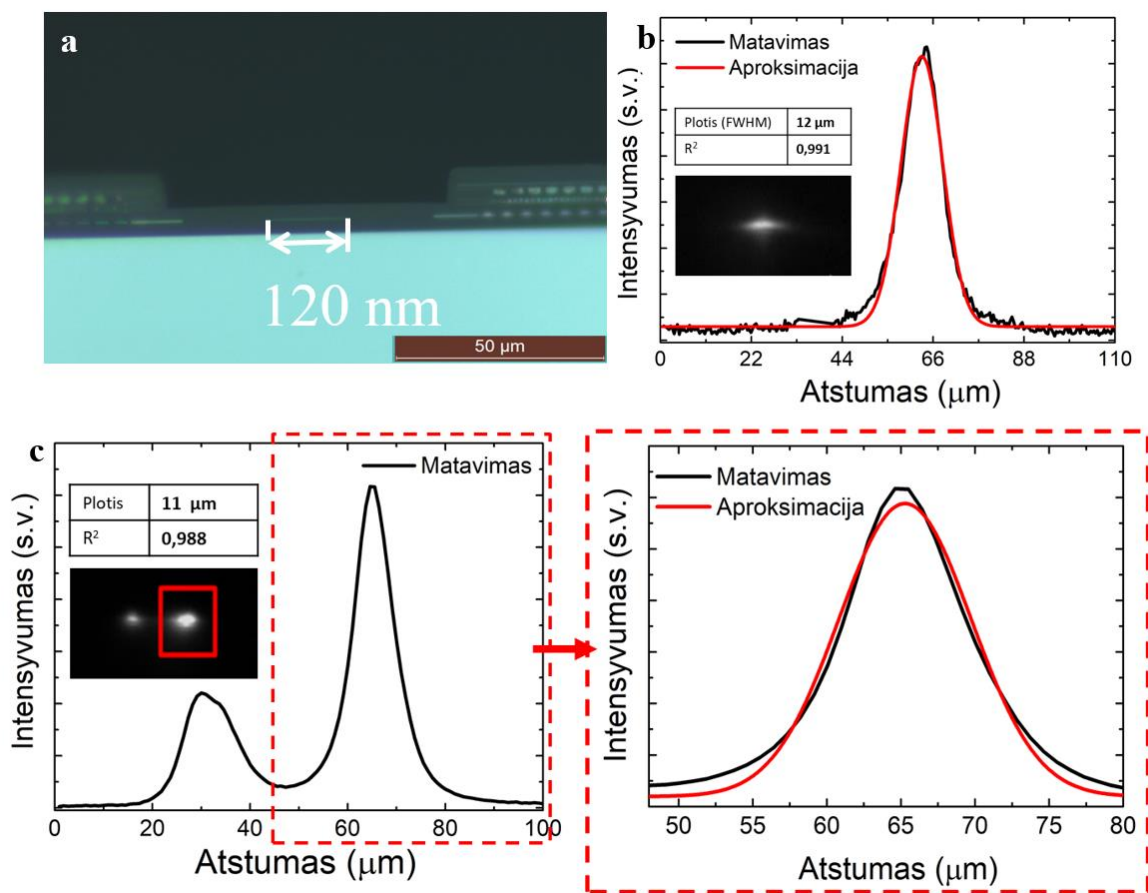
38 pav. Gerai nupoliruotas lustas. a) lusto nuotrauka po poliravimo (iš viršaus), b) žiūrint iš šono – tikrinamas kampas



39 pav. Gero (a) ir blogo (b) poliravimo pavyzdys

3.2.2 Artimo lauko matavimas

Darbo metu buvo apskaičiuota stiprinimo lusto artimo lauko pluošto plotis. Artimo lauko plotį palyginome su pluošto dydžio keitiklio pločiu, kuris yra suformuotas silicio luste ir matome, kad šis plotis yra 120 nm (40 pav. a). Norima, kad stiprinimo lustas turėtų kuo mažesnę skersinės modos plotį. 2200 nm bangos ilgio lusto artimo lauko plotis siekia 11 μm , o 2300 nm: 12 μm (40 pav. b, c). Naudojant SWIR kamerą padarėme artimo lauko nuotraukas, kurios pavaizduotos 40 paveiksėlio b ir c dalyse. 2200 nm matome, jog turime antrojo bangolaidžio suaktyvėjimą (40 pav. c), antrasis bangolaidis atsiranda lusto skėlimo metu, kuomet dalis priešais esančio lusto bangolaidžio lieka ant skeliamo lusto (14 pav). Modos profilį aproksimavome Gauso amplitudine funkcija, taip gavome modos plotį ties FWHM (40 pav. b ir c).

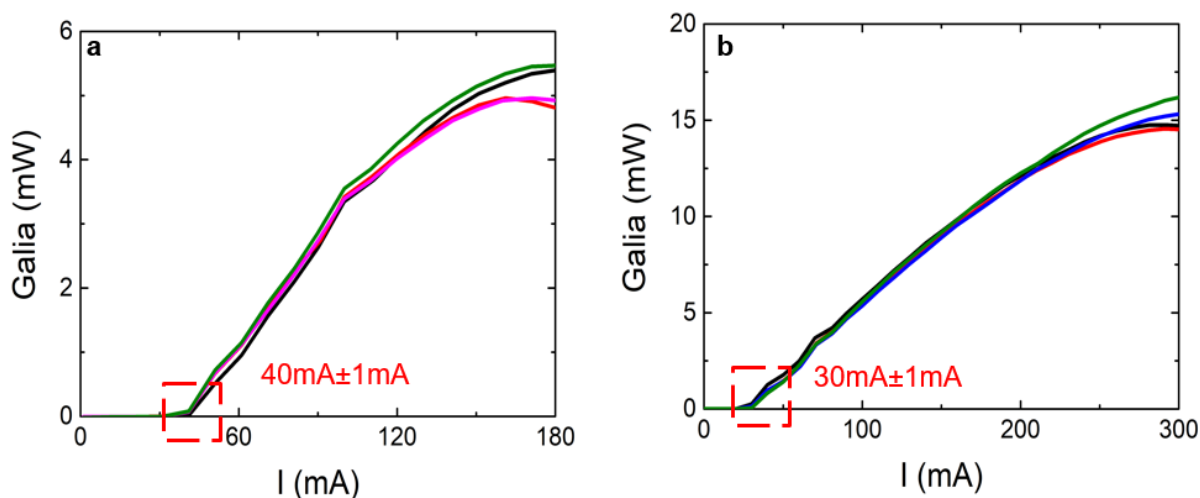


40 pav. Artimo lauko matavimo rezultatai. a: Suformuoto pluošto dydžio keitiklio plotis. b ir c: artimo lauko nuotraukos padarytos su SWIR kamera ir modos profilis aproksimuotas Gauso smailės amplitudine funkcija, atitinkamai 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgiams

3.2.3 Stiprinimo lustų veikos palyginimai

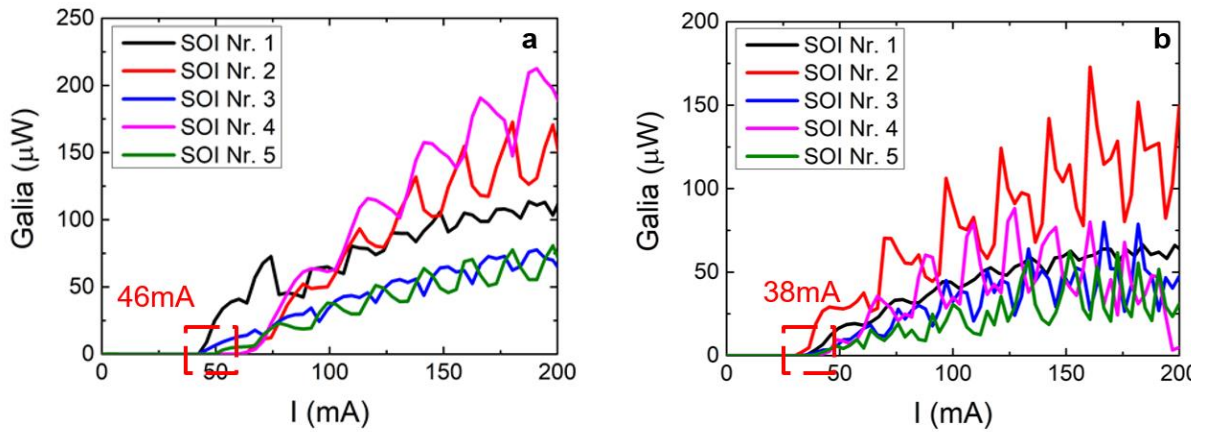
Darbo metu lyginome kaip skiriasi lazerinio diodo slenkstinė srovė, lyginant su stiprinimo lusto slenkstine srove, kuomet stiprinimo lustas yra integruotas į silicio fotoninį integrinį grandyną. Žinome, kad stiprinimo lustas integruotas į silicio lustą (išorinio rezonatoriaus sistema) veikia, kaip lazerinis diodas. Manome, kad prieš integraciją išmatavus lazerinio diodo charakteristikas, žinosime kaip stiprinimo lustas veiks silicio fotoniniame integriniame grandyne, nes tiek lazerinis diodas, tiek stiprinimo lustas yra tos pačios epitakcijos. Matavimo metu iš lazerinių diodų liniuotės (16 pav. a), išmatavome penkis skirtingus lazerinius diodus (iš 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgių lazerinių diodų grupės). Matavimo rezultatai pavaizduoti 41 pav. a dalyje pavaizduota 2200nm bangos ilgio lazeriniai

diodai, o b dalyje – 2300 nm. Atitinkamai matome, kad slenkstis yra 40 ir 30 mA, paklaida gali svyruoti apie 1 mA.



41 pav. LIV lazerinių diodų matavimo rezultatai. Matavimai atlikti ties 20 °C. a) 2200 nm, b) 2300 nm bangos ilgiams

Tolimesni matavimai buvo atlikti su stiprinimo lustais, kurie buvo integruoti į silicio fotoninį integrinį grandyną. Integravimui buvo naudojama 0,7 mm rezonatoriaus ilgio stiprinimo lustas, kurio spontaninė galia siekia 90 μW (2200 nm bangos ilgio lustui) ir 120 μW (2300 nm bangos ilgio lustui). Integruotų stiprinimo lustų LIV priklausomybės pavaizduotos 42 pav. Iš matavimo rezultatų matome, kad generacija, ties 2200 nm bangos ilgiu, prasideda apie 46 mA, o 2300 nm ties 38 mA. Kaip ir iš lazerinių diodų matavimo, matome, kad 2300 nm bangos ilgiui generavimo slenkstis yra mažesnis, nei 2200 nm (atitinkamai 40 mA ir 30 mA) (4 lentelė). Bendru atveju, ties 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgiams, integruotų stiprinimo lustų slenkstinės srovės padidėja, taip gali nutikti dėl to, jog matavimo metu nebuvo pasirinkta optimaliausia žiedų pozicija. Paklaidos taip pat galėjo atsirasti dėl sisteminių nuostolių – temperatūros pokyčių.



42 pav. Integruotų stiprinimo lustų LIV matavimo rezultatai. a – 2200 nm, o b – 2300 nm bangos ilgiams

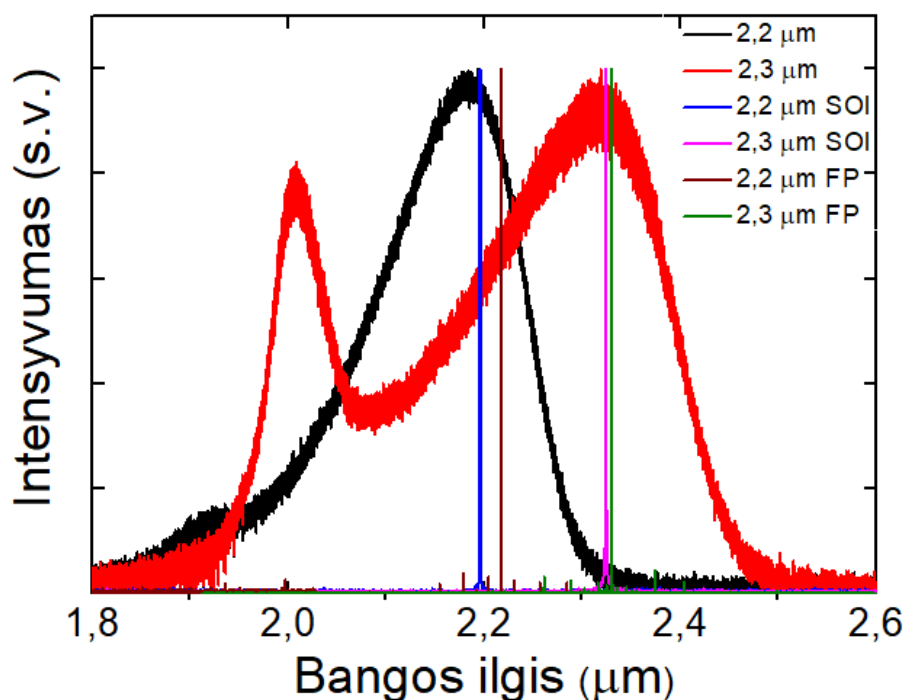
4 lentelė. Integruotų stiprinimo lustų ir lazerinių diodų palyginimas SOI – silicio luste, FP yra lazerinis diodas (angl. *Fabry-Perot laser*) .

SOI Nr.	2200 nm		2300 nm	
	I_{th} (SOI), mA	I_{th} (FP), mA	I_{th} (SOI), mA	I_{th} (FP), mA
1	42,8	41	35,2	30
2	63,25		30,56	
3	44,1		38,5	
4	64,5		38,2	
5	49,6		39,1	

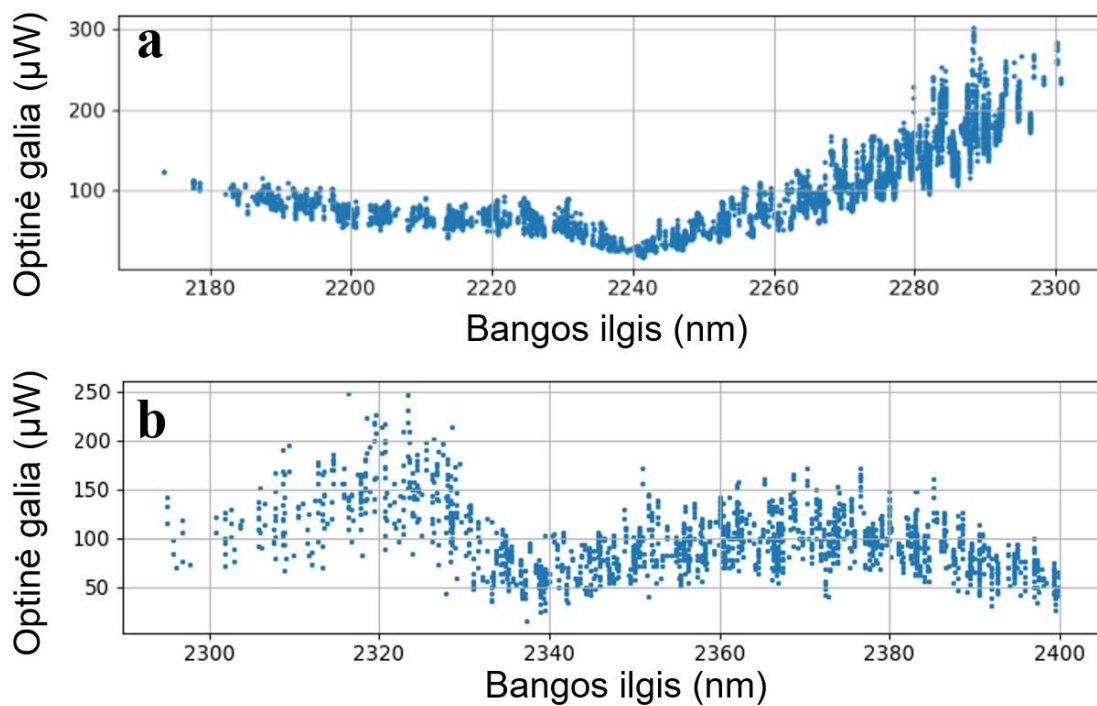
3.2.4 Spektrai

Toliau lyginome stiprinimo lustų ir lazerinių diodų emisijos spektrus. Lyginome kaip spektrai atrodė, kuomet stiprinimo lustas nėra integruotas į išorinį rezonatorių ir kada stiprinimo lustai yra integruoti į silicio fotoninį integrinį grandyną. Taip pat lyginome lazerinių diodų spektrus su integruotų stiprinimo lustų spektrais. Matavimo rezultatai pavaizduoti 43 paveikslėlyje. Spektrai normuoti į vienetą. Iš emisijos spektrų matome, kad neintegruotas stiprinimo lustas pasižymi plačiu spektriniu plokiumi, o stiprinimo lustas integruotas į silicio fotoninį integrinį grandyną elgiasi kaip lazerinis diodas. Iš teorijos žinome, kad yra stiprinamos

tos modos, kurios yra po stiprinimo gaubtine, tad visos modos, kurios patenka po stiprinimo lusto spektro gaubtine, išoriniame rezonatoriuje, gali būti stiprinamos iki tol kol pasireiškia lazerinė generacija. Labiausiai yra stiprinamos tos modos, kurios yra ties spektro maksimumu, tad matavimo metu daugiausiai sustiprintų modų buvo ties 2190 nm (2200 nm bangos ilgio stiprinimo lustui) ir 2350 nm (2300 nm bangos ilgio stiprinimo lustų), kitos modos (ties kitais bangos ilgiais) taip pat yra stiprinamos, tačiau ne taip intensyviai. Iš spektrų matyti, kaip sutampa stiprinimo lusto integruoto/neintegruoto spektro maksimumai. Lyginant SOI spektrą ir lazerinio diodo spektrą, matome, kad lazerio diodo spektras, abiem epitakcijom yra pasislinkęs į ilgesniu bangų pusę, tai priklauso kokia yra žiedų pozicija, žiedų pagalba galime nustatinėti FP poziciją. 2200 nm per 23 nm, o 2300 nm per 3 nm. Centriniai bangos ilgiai pateikti 5 lentelėje. Taip pat, darbe nustatyta silicio fotoninio integrinio grandyno derinimo spektrai, kiekvienam bangos ilgiui: 2200 nm ir 2300 nm, atitinkamai buvo gauta: 127 nm ir 104 nm pločiai (44 pav.). Šiuos pločius galime lyginti su stiprinimo lusto emisijos spektrų pločiais.



43 pav. Grafike vaizduojami sunormuoti emisijos spektrai. Neintegruoto stiprinimo lusto emisijos spektrai yra pavaizduoti juoda ir raudona linija, atitinkamai 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgio spinduliuotei. Atitinkamai tos pačios epitakcijos stiprinimo lustai yra integruoti į silicio fotoninį integrinį grandyną, jų emisijos spektrai yra pavaizduoti mėlyna ir rožinė spalva, atitinkamai 2200 nm ir 2300 nm bangos ilgio spinduliuotei. Ruda (2200 nm) ir žalia (2300 nm) spalva vaizduoja lazerinių diodų spektrus



44 pav. Silicio fotoninio integrinio grandyno derinimo spektrai. a: 2200 nm, kurio stiprinimo diapazonas yra nuo 2173 iki 2300 nm ir b: 2300 nm, kurio diapazonas yra nuo 2295 iki 2400 nm ir daugiau, nes nuo 2400 nm susiduriame su spektrometro ribojimais

5 lentelė. Neintegruoto stiprinimo lusto, integruoto stiprinimo lusto, ties pasirinkta žiedų pozicija (SOI) ir lazerinio diodo (FP) centriniai bangos ilgiai atitinkamai 2200 ir 2300 nm

		Bangos ilgis, nm
2200 nm	Neintegruotas	2185
	SOI	2196
	FP	2219
2300 nm	Neintegruotas	2322
	SOI	2325
	FP	2330

Rezultatai

1. Darbo metu buvo išnagrinėta ir palyginta 2,2 μm ir 2,3 μm centrinių bangos ilgių stiprinimo lustų epitaksinės struktūros ir apdirbimo procedūros. Išsiaiškinta, kad nuskaidrinus lazerinį diodą (dengiant dangomis) arba lenkiant bangolaidį kampu, galime gauti vieno perėjimo rezonatorių, o papildomai keičiant rezonatoriaus ilgį galime padidinti optinę galią. Generavimo slenkstį galime keisti, keičiant stiprinimo lusto kraštinės ir bangolaidžio pločius.
2. Išmatavus 2,2 μm ir 2,3 μm bangos ilgio stiprinimo lustų optinės galios išeišgos priklausomybę nuo rezonatoriaus ilgio, kuomet rezonatoriaus ilgis kito nuo 0,5 iki 1 mm. Nustatyta, kad didinant rezonatoriaus ilgį, optinė galia didėja. Taip pat buvo išmatuota bangolaidžio lenkimo kampo priklausomybė, pastebėta, kad užlenkiant bangolaidį 4-7o kampu, didelės optinės galios pokyčio neturime, bet šio, kampo pakanka, kad būtų sukurtas vieno perėjimo rezonatorius. Patalpinus stiprinimo lustą į išorinį rezonatorių, pastebėjome, kad didinant rezonatoriaus ilgį turime optinio stiprinimo koeficiento padidėjimą. 2,2 μm bangos ilgiui: 13 – 18,3 cm^{-1} , o 2,3 μm : 10,6 – 21,04 cm^{-1} .
3. Bangolaidžio pločiams kintant 4 – 150 μm slenkstinės srovės 2,2 μm bangos ilgiui atitinkamai didėjo: 40 – 200 mA, o 2,3 μm : 40 – 300 mA. Kintant kraštinėms pločiams nuo 20 – 200 μm , slenkstinė srovė mažėja: 228 – 125 mA (2,2 μm bangos ilgiui) ir 60 – 35 mA (2,3 μm).
4. Susipažinta su silicio fotoninio integrinio grandyno struktūra. Išnagrinėti jo apdirbimo procesai: skėlimas, pjaustymas ir poliravimas. Nustatyti optimalus poliravimo žingsniai. Po poliravimo tinkamų integracijai bandinių išeišga gavosi 79,2 %.
5. Išsiaiškinome, kad stiprinimo lustus galime integruoti į silicio fotoninį integrinį grandyną. Stiprinimo lustai ir lazeriniai diodai charakterizuoti prieš ir po integracijos, tai leidžia nuspręsti, kaip stiprinimo lustas veiks silicio fotoniniame integriniame grandyne. Generavimo slenkstis prieš integraciją 2200 nm centriniam bangos ilgiui buvo apie 40mA, po integracijos apie 46mA, atitinkamai 2300 nm: 30 ir 38mA. Pastebėta, kad centriniai bangos ilgiai sutampa, 2200nm yra apie 2190 nm, o 2300 nm apie 2350 nm. Gauta, jog silicio fotoninis integrinis grandynas duoda 127 nm spektro derinimo diapazoną 2200 nm centriniam bangos ilgiui, o 2300 nm: 104 nm.

Išvados

Darbo metu buvo išnagrinėta GaSb epitaksinės struktūros stiprinimo lustai ir lazeriniai diodai dviejų skirtingų centrinių bangos ilgių 2,2 μm ir 2,3 μm . Keičiant stiprinimo lusto geometriją, galima kontroliuoti stiprinimo lusto slenkstinį srovės stiprį, bei optinę galią. Norint sėkmingai, be didelių sistemos nuostolių integruoti stiprinimo lustą į silicio fotoninį integrinį grandyną, turime lustą tinkamai paruošti – nupoliruoti kampu ir panaikinti pjovimo įbrėžimus. Pastebėjome, jog charakterizuojant stiprinimo lustus ir lazerinius diodus prieš integracijos procesą, galima prognozuoti slenkstinį srovės stiprį ir optinę galią, kas leidžia nuspręsti ar stiprinimo lustas bus tinkamas naudoti dar prieš integraciją.

Literatūra

- [1] J. Yadav, A. Rani, V. Singh, and B. Mohan, Biomedical Signal Processing and Control Prospects and limitations of non-invasive blood glucose monitoring using near-infrared spectroscopy, *Biomed Signal Process Control*, vol. 18, pp. 214–227, 2015.
- [2] Subhasri Chatterjee, Karthik Budidha, Meha Qassem, Panicos A. Kyriacou, In-silico investigation towards the non-invasive optical detection of blood lactate, *Nature*, vol. 12 pp. 1- 10, 2021.
- [3] S. Stephan, D. Frederic, and A. Markus-christian, Novel InP- and GaSb-based light sources for the near to far infrared, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 31, pp. 20 2016.
- [4] R. Soref, The past, present, and future of silicon photonics, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 1678–1687, 2006.
- [5] M. Anani, C. Mathieu, S. Lebid, Y. Amar, Z. Chama, and H. Abid, Model for calculating the refractive index of a III-V semiconductor, *Comput Mater Sci*, vol. 41, pp. 570–575, 2008.
- [6] G.P. Donati, Bandgaps and band offsets of GaSb lattice matched alloys, *Physics dissertation of physics, University of Milano*, vol.2 pp. 93, 2004
- [7] G. Bauer, W. Richter, W. Richter, and D. Zahn, Optical Characterization of Epitaxial, *Springer*, pp.288-728, 1995.
- [8] E. P. O'Reilly, Valence band engineering in strained-layer structures, *Semicond Sci Technol*, vol. 4, , pp. 121–137, 1989.
- [9] J. Buus and E. J. Murphy, Tunable lasers in optical networks, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, pp. 5–10, 2006.
- [10] D. J. B. Buus, Jens, Markus-Christian Amann, Tunable laser diodes and related optical sources, *Wiley*, vol. pm144, pp. 448, 2005.
- [11] M.-L. Ma, J Wu, Y-Q Ning, F Zhou, M Yang, X Zhang, J Zhang, G-Y Shang , Measurement of gain characteristics of semiconductor lasers by amplified spontaneous emissions from dual facets ,*Opt Express*, vol. 21, p. 10335, 2013.
- [12] Roland Diehl, High-power diode lasers: fundamentals, technology, applications, *Springer Berlin Heidelberg*, pp.416, 2003.
- [13] W. T. Silfvast, Laser Fundamentals Second Edition, *Cambridge University Press*, pp. 493, 2008.
- [14] S. G. Anjum and M. J. Siddiqui, Multiple quantum well based lasing nanostructures: A review ,*IMPACT 2013 - Proceedings of the International Conference*

- on Multimedia Signal Processing and Communication Technologies*, vol. 39 pp. 278–282, 2013.
- [15] S. Pralgauskaite, Optoelektronikos įtaisai telekomunikacijų sistemose, *VUL*, pp.51, 2010.
- [16] J. C. Banthí-Barcenas, F. Sutara, and I. Hernández-Calderón, Design of a quantum well based on a ZnCdSe/ZnTe type II heterostructure confined type i within ZnSe barriers, *AIP Conf Proc*, pp. 030001-1, vol. 1934, 2018.
- [17] S. Myong, Recent Progress in Inorganic Solar Cells Using Quantum Structures, *Recent Pat Nanotechnol*, vol. 1, pp. 67–73, 2008.
- [18] I. Šimonytė, E. Dvinelis, R. Songaila, A. Trinkūnas, M. Greibus, K. Vizbaras, A. Vizbaras, High-power CW GaSb type-I gain chips as single-frequency sources for widely tunable spectroscopy in the mid-infrared, *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIII*, vol. 9755, p. 97550J, 2016.
- [19] S. Jordan, The promise of silicon photonics, *Optics and Photonics*, 2019. <https://physicsworld.com/a/the-promise-of-silicon-photonics/>
- [20] B. Y. C. P. Steinmetz, Cable Charge and Discharge, *Journals & Magazines*, vol. XLII, pp.525 – 530, 1923.
- [21] Oleksiy Kravchenko, A Different Twist to Single-Wire Data Transmission, *Electronic Design*, 2020. <https://www.electronicdesign.com/technologies/embedded-revolution/article/21132955/a-different-twist-to-singlewire-data-transmission>
- [22] A. Rickman, The commercialization of silicon photonics, *Nat Photonics*, vol. 8, pp.579–582, 2014.
- [23] D. Thomson, A. Zilkie, J. E. Bowers, T. Komljenovic, G. T. Reed, L. Vivien, D. Marris-Morini, E. Cassan, L. Viot, J. Fédéli, J. Hartmann, J. H. Schmid, D. Xu, F. Boeuf, P. O’Brien, G. Z. Mashanovich and M. Nedeljkovic, Roadmap on silicon photonics, *Journal of Optics*, vol.18, pp. 1–20, 2016.
- [24] B. Jalali and S. Fathpour, “Silicon photonics”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no.12, pp. 4600–4615, 2006, doi: 10.1109/JLT.2006.885782.
- [25] C. Gunn, “CMOS photonics for high-speed interconnects”, *IEEE Micro*, vol. 26, no. 2, pp. 58– 66, 2006, doi: 10.1109/MM.2006.32.
- [26] P. Dong, Y. K. Chen, G. H. Duan, and D. T. Neilson, Silicon photonic devices and integrated circuits, *Nanophotonics*, vol. 3, pp. 215–228, 2014.
- [27] Z. Fang and C. Z. Zhao, Recent Progress in Silicon Photonics: A Review, *ISRN Opt*, pp. 1–27, 2012.

- [28] S. Adachi, Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2-4- μm optoelectronic device applications, *Journal of Applied Physics*, vol.61(10), pp.4869–4876 1987.
- [29] L. Asryan and S. Luryi, Internal optical loss and threshold characteristics of semiconductor lasers with a reduced-dimensionality active region, *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XII*, vol. 5349, p. 69, 2004.
- [30] T. H. Talukdar, G. D. Allen, I. Kravchenko, and J. D. Ryckman, Single-mode porous silicon waveguide interferometers with unity confinement factors for ultra-sensitive surface adlayer sensing, *Opt Express*, vol. 27, p. 22485, 2019.
- [31] K. Vizbaras, Development of Active Regions for GaSb based VCSELs , Emitting at Wavelengths above 2 . 3 μm , *ICT/MAP/Optics*, Master of Science Thesis Stockholm, 2009.
- [32] A. You, M. A. Y. Be, I. In, High power continuous-wave GaSb-based superluminescent diodes as gain chips for widely tunable laser spectroscopy in the, vol. 011103, , pp. 2– 6, 2020.
- [33] G. Belenky, L. Shterengas, C. L. Reynolds, M. W. Focht, and M. S. Hybertsen, “Direct Measurement of Lateral Carrier Leakage in Mesa Buried Heterostructure Lasers,” vol. 38,, pp.1276–1281, 2002.
- [34] Gunnar Bjork, Anders Karlsson, Yoshihisa Yamamoto, Definition of laser threshold, *Physical Review*, vol. 50(2), pp. 1675-1680, 1994.
- [35] J. C. Lin and T. L. Jiang, Laser Trench Method for Mask-Free Direct Patterning of Porous Silicon Films, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, pp. 1074–1077, 2020.

GaSb STIPRINIMO LUSTŲ VEIKA DERINAMO BANGOS ILGIO SILICIO FOTONIKOS SISTEMOJE

Santrauka

Puslaidininkinės šviesos technologijos plačiai taikomos įvairiose srityse: telekomunikacijose, gynybos pramonėje, medicinoje. Ypač didelio susidomėjimo sulaukė medicininiai taikymai, nes ši sritis dar tik mokslinių publikacijų lygyje ir yra tyrinėjama iki šios dienos. Mus dominantys biologiniai tyrimai remiasi biomolekulių sugertimi. Laktatai, gliukozė, tai tokios biomolekulės, kurių sugertis pasireiškia ilgabangėje srityje (1,7 iki 2,5 μm). Norint turėti vieną prietaisą, kuris galėtų dirbti plačioje ilgabangėje srityje, turime sukurti plataus derinimo šaltinį, kuris mums leistų apimti plačią bangų ilgių sritį ir taip, vieno prietaiso pagalba, nustatyti daugelio biomolekulių koncentraciją. Taikant puslaidininkinių stiprinimo lustų technologiją ir juos integruojant į silicio fotoninį integrinį grandyną, galime gauti plataus derinimo dažnio šaltinį. Stiprinimo lustai, tai tokie šviesos šaltiniai, kurie pasižymi pakankamai plačiu spektru. Norint gauti platų ir mažiau moduluotą spektrą, reikia keisti lazerinio diodo geometriją: užlenkiant bangolaidį kampu, taip išvengiant lazeriavimo, arba papildomai dengiant optinėmis dangomis. Papildomai keičiant rezonatoriaus ilgį, bangolaidžio plotį ar kraštinės ilgį, galima gauti skirtingą išėjimo galią ir spektrinį plotį. Turint kelis stiprinimo lustus, su skirtingais centriniais bangos ilgiais, galime juos kombinuoti – integruojant į silicio fotoninį integrinį grandyną.

Šiame darbe charakterizuota GaSb 2,2 μm – 2,3 μm bangos ilgio stiprinimo lustų ir lazerinių diodų veika. Buvo nagrinėjami skirtingų geometrinių struktūrų šaltiniai. Darbo metu buvo nagrinėjama stiprinimo lustų veika, kuomet jie yra patalpinti į išorinį rezonatorių. Stiprinimo lustam ir lazeriniams diodams buvo matuojami emisijos spektrai. Išsiaiškinome, kaip stiprinimo lusto veika keičiasi, kuomet jie yra integruojami į silicio fotoninį integrinį grandyną. Integracijai buvo naudota stiprinimo lustai, bet žinome, kad stiprinimo lustas patalpintas į išorinį rezonatorių veikia kaip lazerinis diodas, todėl buvo nagrinėta lazerinio diodo veikimas prieš integraciją. Visi šie matavimai padeda išsiaiškinti kaip stiprinimo lustas veiks, kuomet jis bus patalpintas į silicio fotoninį integrinį grandyną.

Darbe buvo nagrinėjama stiprinimo lustų veika po integracijos į silicio fotoninį integrinį grandyną, buvo lyginami generavimo slenksčiai ir centrinio bangos ilgio pokytis su neintegruotais stiprinimo lustais. Taip pat, šiame darbe buvo nagrinėjama silicio fotoninio integrinio grandyno paruošimo procedūra (prieš integraciją): skėlimas, pjaustymas, poliravimas.

Atlikti matavimai leidžia sėkmingai charakterizuoti 2,2 μm ir 2,3 μm stiprinimo lustų veiką. Kombinuojant du šiuos stiprinimo lustus, galima gauti apie 130 nm spektrinio diapazono plotį. Šie stiprinimo lustai yra tinkami plataus derinimo šaltinio taikymam.

OPERATION OF GASB GAIN CHIPS IN A TUNABLE WAVELENGTH SILICON PHOTONICS SYSTEM

Summary

Semiconductor light technologies are widely used in various fields such as telecommunications, defense industry and medicine. Medical applications are of particular interest as this area is still at the publication level and is being heavily researched. The biological research we are interested in is based on the absorption of biomolecules. For example, lactate and glucose are biomolecules with absorption in the long-wavelength region (1.7 to 2.5 μm). To have a single device, that could determine the concentrations of many biomolecules, a broad tunable source is needed in the wide long-wavelength range. By applying semiconductor gain chip technology and integrating them into a silicon photonics chip, we can obtain a wide tuning frequency source.

Gain chips are light sources that have a sufficiently wide spectrum. It is an intermediate option between a laser diode and a light emitting diode (LED). In order to obtain a wide and less modulated spectrum, the geometry of the laser diode needs to be changed: either by bending the waveguide at an angle, thus avoiding lasing, or by covering it with optical coatings. By additionally changing the length of the resonator, the width of the waveguide or the length of the edge, different output power and spectral area can be obtained. Several gain chips with different central wavelengths can be combined by integrating them into a single silicon photonics chip.

In this work characterizes the performance of GaSb 2.2 μm - 2.3 μm wavelength gain chips and laser diodes. Light sources of different geometric structures and performance of gain chips placed in an external resonator were examined. Emission spectra were measured for the gain chips and laser diodes. We found out how the performance of the gain chip changes when they are integrated into a silicon photonics chip. Gain chips were used for integration, but we know that the gain chip placed in the external resonator acts like a laser diode, so the performance of the laser diode before integration was investigated.

In this work examines the performance of gain chips after integration into a silicon photonics chip, and compares the generation thresholds and center wavelength shift with non-integrated gain chips. In addition, the preparation procedure of a silicon photonics chip before integration: splitting, cutting, polishing was examined.

Completed measurements allowed for characterization of 2.2 μm and 2.3 μm gain chips. By combining two of these gain chips, a spectral range width of about 130 nm can be obtained. These gain chips are suitable for wide tuning source applications.