

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Puslaidininkų fizikos katedra

Laurynas Andrulionis
DERINAMO BANGOS ILGIO GaSb LAZERINIS DIODAS SU IŠORINIŲ
REZONATORIUMI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Medžiagotyros ir puslaidininkų fizikos
studijų programa

Studentas	Laurynas Andrulionis
Darbo vadovas	Augustinas Vizbaras
Recenzentas	dr. Darius Dobrovolskas
Katedros vedėjas	prof., habil. dr. Gintautas Tamulaitis

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas	3
1. Lazerinių diodų veikimo principai	4
1.1 Spinduliuotė ir sugertis puslaidininkyje.....	4
1.2 Optinis stiprinimas puslaidininkuose	6
1.3 Lazerinių diodų pagrindiniai elementai	8
1.4 Veidrodžių dangos	10
1.5 Lazerinių diodų struktūros	11
1.6 Lazerinio diodo aktyviosios srities ypatybės	12
2. Derinamo bangos ilgio diodinis lazeris su išoriniu rezonatoriumi	14
2.1 Komponentai, reikalingi lazeriui su išoriniu rezonatoriumi	14
2.1.1 Optiniai elementai	14
2.1.2 Elektriniai komponentai	16
2.1.3 Bangos ilgio derinimo elementai	17
2.2 Lazerių su išoriniu rezonatoriumi sistema	19
2.2.1 Lazerio su išoriniu rezonatoriumi konfigūracija.....	19
2.2.2 Spektrinės charakteristikos	20
2.3 Pagrindinės lazerių su išoriniu rezonatoriumi pritaikymo sritys	23
3. Tyrimų metodika.....	25
3.1 Superluminescencinis šviesos diodas su lenktu bangolaidžiu	25
3.2 Grįžtamojo ryšio sulygiavimas	26
3.3 Bangos ilgio derinimas.....	26
3.4 Furjė transformacijos spektroskopija	29
4. Eksperimento schema ir komponentai. Matavimo priemonės	31
4.1 Littrow konfigūracija	31
4.2 Matavimo priemonės.....	32
5. Matavimų rezultatai	33
Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	43
Literatūra.....	44

Ivadas

Nuo to karto, kai praeito amžiaus 8-ajame dešimtmetyje lazeriniai diodai (LD) buvo pirmą kartą panaudoti atominėje fizikoje, jie tapo svarbia dalimi daugelyje modernių eksperimentų [1]. Taip yra, pirmiausiai, dėl jų didelio patikimumo ir nedidelės kainos. Šie prietaisai palengvina eksperimentus, kuriuose naudojami lazeriai veikiantys skirtinguose dažniuose [1]. Lazeriai, veikiantys 2 – 3 μm bangų ilgio ruože, yra patrauklūs tokioje pritaikymų srityje, kaip dujų ir skysčių molekulinė spektroskopija, nes industrinėje ir aplinkosauginėje srityse svarbios dujos, tokios kaip: CO, CO₂, NH₃, CH₄ ir N₂O pasižymi sugerties spektrais, būtent šiame bangų ruože [2]. Puslaidininkiniai LD yra idealūs kandidatai dėl žemos kainos, kompaktiško dydžio ir didelio efektyvumo [3].

Skysčių jutikliuose pirmenybė yra teikiama spektriškai platiems, didelio šviesio šaltiniams dėl plačių sugerties juostų. Dujų jutiklių atveju, pasinaudojant derinamąja lazerinės sugerties spektroskopija, reikalingas derinamo bangos ilgio, vienos modos lazeris, nes dujų sugerties juostos susideda iš diskrečių linijų rinkinio [4]. Abiem atvejais, dėl praktinių priežasčių, geidžiamiausi yra kompaktiškiausi, mažiausiai galios naudojančios ir efektyviausi šaltiniai.

Šiems pritaikymams tinkamas sprendimas yra superliuminescenciniais šviesos diodais (SŠD) paremta sistema. Dujų jutiklių pritaikymuose SŠD gali būti panaudojami diodinio lazerio su išoriniu rezonatoriumi (angl. External Cavity Diode Laser – ECDL) konfigūracijose [4]. Teoriškai, spektrinis 2 – 3 μm diapazonas gali būti padengtas InP ar GaSb pagrindu pagamintais SŠD. InP pagrindu pagaminti prietaisai gali pasiekti šį bangos ilgį su II-tipo optiniais šuoliais. To rezultatas yra mažas stiprinimas dėl mažo erdvinio elektronų-skylių bangų funkcijų persiklojimo [3]. InP platforma pagaminti prietaisai geriausiai veikia apie 1,3 – 1,6 μm bangos ilgių ruože [5]. Tuo tarpu GaSb I-tipo struktūros, kuriose vyksta tiesioginiai optiniai šuoliai yra daugiausia žadantys kandidatai šiame bangų ruože. GaSb pagrindu pagaminti prietaisai pasižymi nuolatine veika kambario temperatūroje, mažomis slenkstinėmis srovėmis, bei slenkstinėmis maitinimo galiomis (9 – 15 mW) ir didelėmis išėjimo galiomis [3].

Šio darbo tikslas yra **surinkti ir suderinti tris ECDL sistemas, panaudojant 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgių GaSb superliuminescencinius šviesos diodus, ir išmatuoti joms būdingas charakteristikas.**

1. Lazerinių diodų veikimo principai

1.1 Spinduliuotė ir sugertis puslaidininkyje

Dujiniai ir kietakūniai lazeriai turi elektronų energijų lygmenis, kurie yra panašūs į izoliuotų atomų energijų lygmenis. Puslaidininkiniuose lazeriuose šie energijų lygmenys yra išplėsti iki energetinių juostų dėl atominių orbitalių persiklojimo. Nelegiruotame puslaidininkyje, kuriame nėra jokio išorinio sužadavimo ir kurio temperatūra $T = 0$ K, aukščiausia energijos juosta (laidumo juosta) yra tuščia, o žemiau esanti juosta (valentinė juosta) yra visiškai užpildyta elektronais. Laidumo ir valentinė juostos yra atskirtos energijos tarpu, kurio vertės dažniausiai sutinkamuose puslaidininkiuose būna $E_g = 0,3 \text{ eV} - 3 \text{ eV}$ [6].

Elektriniame laidume puslaidininkiuose dalyvauja dviejų rūšių krūvininkai: elektronai ir skylės. Laisvo elektrono kinetinė energija yra $E = p^2/(2m_0)$. Aprašant elektroną kvantinės mechanikos dėsniais, momentas $p = \hbar k$ yra proporcingas bangos skaičiui $k = 2\pi/\lambda$ ir redukuotai Planko konstantai $\hbar = h/(2\pi)$. Todėl, laisvo elektrono energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus lygi $E = (\hbar^2 k^2)/(2m_0)$. Puslaidininkiuose elektrono energijos laidumo ir valentinėje juostose kinta panašiai esant mažiems k :

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \quad E_v(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h}. \quad (1.1.1)$$

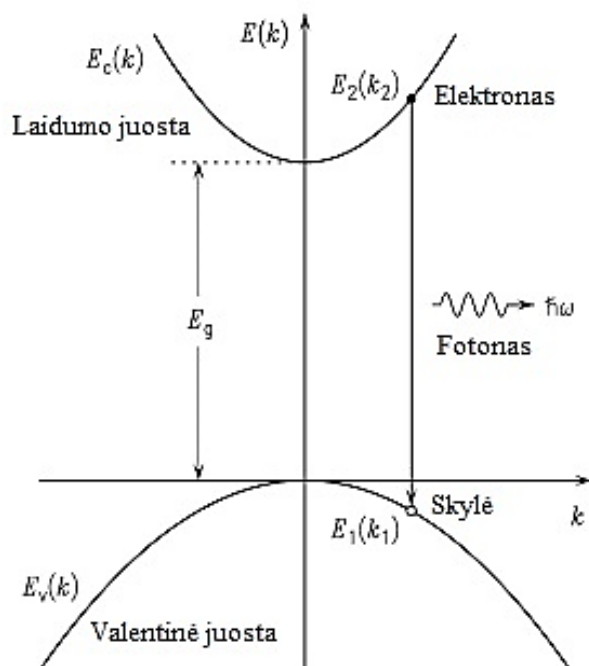
1.1 paveiksle pavaizduotas šių energijų kitimas. Krūvininkų sąveika su gardele yra įskaitoma panaudojant krūvininkų efektines mases m_e ir m_h , kurios skiriasi nuo elektrono rimties masės m_0 . Energijos priklausomybė valentinėje juostoje yra neigiama parabolinė kreivė, nes laikoma, kad skylės turi teigiamą krūvį [6].

Optinis šuolis tarp elektrono su energija $E_2(k_2)$ laidumo juostoje ir skylės su energija $E_1(k_1)$ valentinėje juostoje, dėl fotono emisijos ar sugerties, gali vykti esant vienodiems bangos skaičiams $k_2 = k_1$. Tokiu būdu fotono energija lygi:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (1.1.2)$$

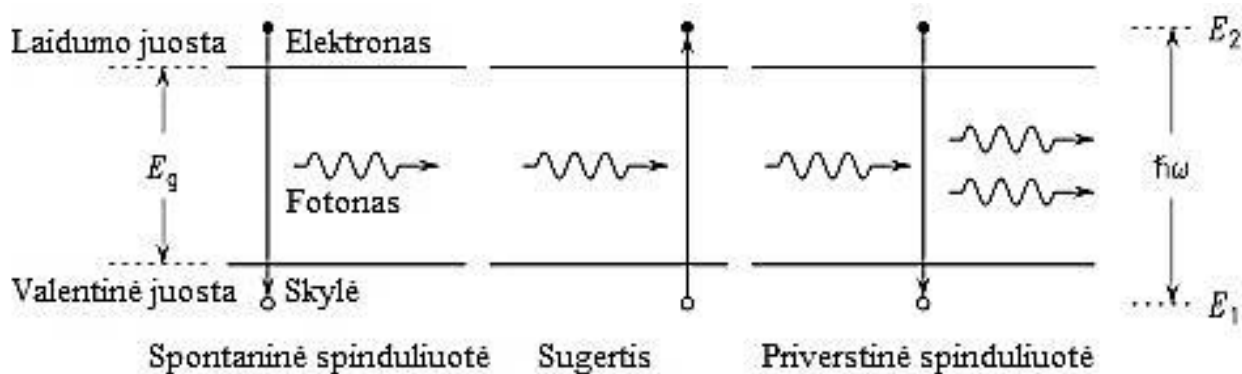
Kaip parodyta 1.1 paveiksle, šie šuoliai gali būti pavaizduoti vertikaliomis linijomis, kurių ilgis nurodo fotono energiją $\hbar\omega$, ir nukreiptomis aukštyn esant sugerčiai bei žemyn – spinduliavimui. Esant termodinaminei pusiausvyrai, krūvininkai užima mažiausios energijos būsenas. Elektronams šios būsenos yra laidumo juostos dugne [6].

Esant pastoviai elektrono energijai $\hbar\omega$, galima sakyti, kad yra du diskretūs energijos lygmenys $E_1(k)$ ir $E_2(k)$, nes šuoliai gali vykti esant vienodam bangos skaičiui k (1.1 pav.).



1.1 pav. Parabolinė energijos juostų diagrama k erdvyje tiesiatrapiame puslaidininkyje [6]

Puslaidininkiuose yra galimi trijų rūšių šuoliai, kurių principas pavaizduotas 1.2 paveiksle. Pirmasis procesas vadinamas spontanine emisija, kur elektrono ir skylės poros rekombinacijos rezultatas yra išspinduliuotas fotonas. Tai yra dominuojantis procesas šviestukuose. Šio proceso metu išspinduliuojami fotonai būna įvairių krypčių, fazės ir laiko. Galima daryti išvadą, kad tokia spinduliuotė yra nekoherentinė.



1.2 pav. Optinių tarpjuostinių šuolių rūšys puslaidininkiuose.

Antrasis procesas vadinamas sugertimi, arba priverstine sugertimi. Šio proceso metu yra sugeriamas fotonas ir kuriama elektron-skylinė pora. Šis procesas yra nepageidautinas šviesos prietaisuose, nes sugertis mažina jų efektyvumą.

Trečiasis ir pats svarbiausias procesas lazeriniuose dioduose yra priverstinė spinduliuotė. Elektron-skylinės poros rekombinacija yra stimuliuojama fotono ir tuo pačiu metu yra sukuriamas

kitas tos pačios krypties ir fazės fotonas. Šis procesas naudojamas sustiprinti optinei spinduliutei, kadangi sukuriama fotonai yra spinduliuojami toje pačioje modoje kaip ir stimuliuojantysis fotonas. Tai yra koherentinė spinduliuotė. Tokia spinduliuotė būdinga lazeriniams diodams [6].

1.2 Optinis stiprinimas puslaidininkiuose

Puslaidininkyje optinis stiprinimas yra pasiekiamas, kai stimuliuota emisija kaupinamuose regionuose yra didesnė už optinius nuostolius, tam reikalinga užpildos apgraža puslaidininkyje [7]. Esant termodinaminei pusiausvyrai tam tikroje temperatūroje T , tikimybė, kad būsena su tam tikra energija E bus užimta elektrono, yra išreiškiama Fermi-Dirako funkcija [6]:

$$f(E, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \right]^{-1}. \quad (1.2.1)$$

Atitinkamai laidumo ir valentinės juostoms šios tikimybės yra [7]:

$$W_C(E, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fc}}{k_B T}\right) \right]^{-1}, \quad (1.2.2)$$

ir

$$W_V(E, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fv}}{k_B T}\right) \right]^{-1}. \quad (1.2.3)$$

čia k_B – Bolcmano konstanta, T – absoliutinė temperatūra, E – energija, E_{Fc} ir E_{Fv} – laidumo ir valentinės juostų Fermi kvazilygmenys. Tarpjuostiniai šuoliai vyksta tik tada, kai sugeriamo fotono energija yra didesnė nei E_g . Taip pat fotonai susiduria su sugertimi, bei sustiprinimu dėl priverstinės spinduliuotės. Fermi kvazilygmenys yra netiesiogiai nusprendžiami krūvininkų koncentracijų:

$$N = N_C \frac{2}{\pi} \int_{E_c}^{\infty} Z_C(E) W_C(E) dE, \quad (1.2.4)$$

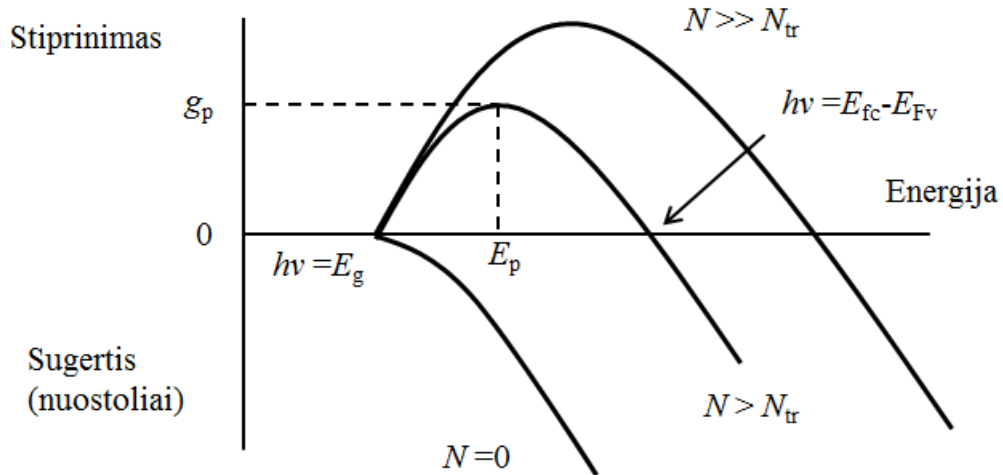
$$P = N_V \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{E_v} Z_V(E) [1 - W_V(E)] dE, \quad (1.2.5)$$

čia $N_{C,V}$ – efektinės krūvininkų koncentracijos laidumo ir valentinėje juostose, $Z_{C,V}$ – būsenų tankiai laidumo ir valentinėje juostose, $E_{C,V}$ – laidumo ir valentinės juostų kraštai ($E_g = E_C - E_V$) [7].

Priklausomai nuo injektuotų krūvininkų tankio bei būsenų užpildymo laidumo ir valentinėje juostose, gali dominuoti šviesos optinė sugertis arba optinis stiprinimas. Optinis stiprinimas dėl priverstinės spinduliuotės dominuoja tada, kai energijų skirtumas tarp Fermi kvazilygmenų yra didesnis už draudžiamų energijų tarpą:

$$E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu = E_2 - E_1 \geq E_g. \quad (1.2.6)$$

Ši nelygybė vadinama Bernard–Duraffourg sąlyga. Perėjimas nuo sugerties į stiprinimą įvyksta, kai $E_{Fc} - E_{Fv} = h\nu$. Injektuojamų krūvininkų tankis prilygsta skaidrumo tankio vertei N_{tr} . Dėl užimtų elektroninių būsenų energetinio pasiskirstymo ir dėl tolygiai išplitusios Fermi-Dirako funkcijos, optinio stiprinimo kreivė yra išplitusi. Principinės optinio stiprinimo kreivės, esant įvairiems krūvininkų tankiams, pavaizduotos 1.3 paveiksle [7].



1.3 pav. Optinio stiprinimo kreivės esant įvairiems krūvininkų tankiams, daugiau ar mažiau, nei skaidrumo tankis N_{tr} [7]

Kaip matyti 1.3 paveiksle, optinis stiprinimas atsiranda esant energijoms $E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu \geq E_g$, o stiprinimo maksimumas g_p yra ties energija E_p . Maksimali stiprinimo vertė gali būti aproksimuojama tiesiškai naudojant priklausomybę nuo N :

$$g_p(N) = a(N - N_{tr}), \quad (1.2.7)$$

čia a – stiprinimo parametras.

Injektuotų krūvininkų tankis priklauso nuo lazeriu tekančios srovės stiprio I bei nuo rekombinacijos spartos:

$$I = eR(N)V_a, \quad (1.2.8)$$

čia $V_a = dwL$ – aktyviosios srities tūris, kur w , L ir d aprašo srities plotį, ilgį ir storį. Žemiau slenksčio rekombinacijos sparta $R(N)$ nelegiruotame stiprinimo regione gali būti empiriškai aproksimuojama kubiniu polinomu:

$$R(N) = \frac{N}{\tau_s} + BN^2 + CN^3, \quad (1.2.9)$$

čia pirmasis narys žymi nespindulinę rekombinaciją, tiesiškai priklausančią nuo krūvininkų tankio. Antrasis narys žymi spindulinę rekombinaciją su kvadratine priklausomybe nuo krūvininkų tankio. Trečiasis narys žymi Ožė rekombinaciją [7].

1.3 Lazerinių diodų pagrindiniai elementai

Puslaidininkiniams lazeriniams diodams realizuoti reikalingi šie elementai:

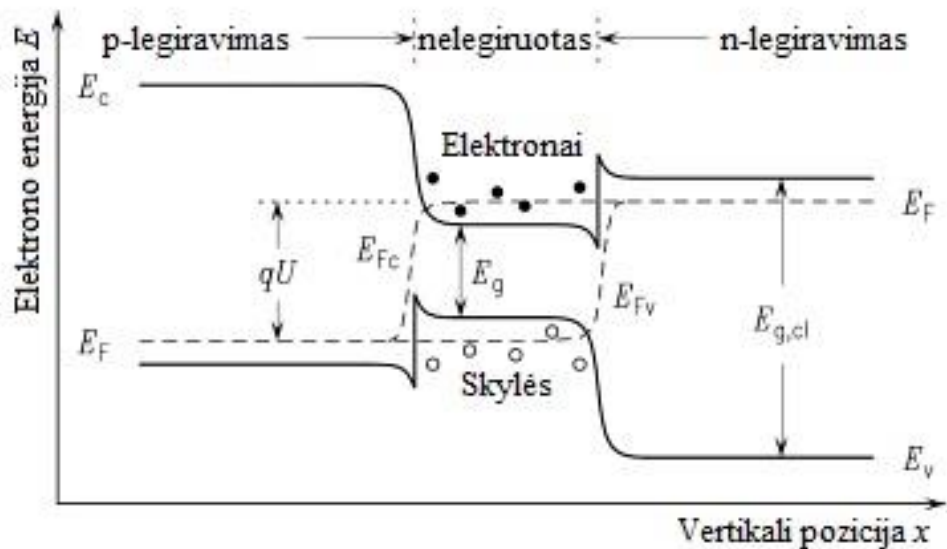
- terpė, tiekianti optinį stiprinimą dėl priverstinės spinduliuotės,
- optinis bangolaidis, kuris riboja fotonus prietaiso aktyviojoje srityje,
- rezonatorius, sukuriantis optinį atsaką,
- šoninis injektuotos srovės, krūvininkų ir fotonų ribojimas, kuris reikalingas pagerinti modų atranką bei pagerinti lazerinio diodo efektyvumą.

Optinio stiprinimo terpė susideda iš aktyvaus nelegiruoto sluoksnio, iš tiesiatarpės puslaidininkinės medžiagos, patalpintos tarp didelio E_g n ir p tipo sričių (1.4 pav). Kai tokia p-i-n struktūra įjungama tiesiogine kryptimi, elektronai ir skylės yra injektuojami į aktyviają sritį ir optinis stiprinimas, dėl priverstinės spinduliuotės tampa, įmanomas. Be to, dvigubi heterobarjerai uždaro krūvininkus aktyviojoje srityje, todėl jie negali iš jos ištrūkti ir yra priversti rekombinuoti.

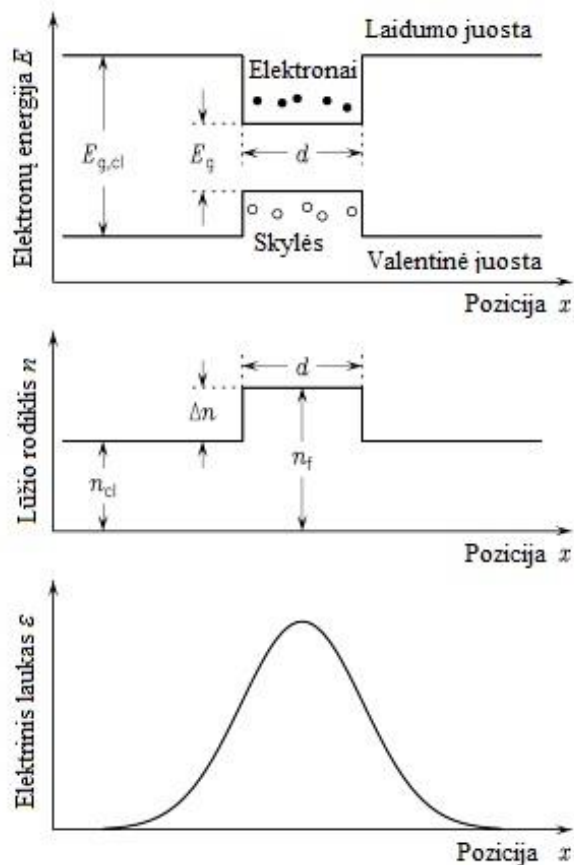
Dielektrinis optinis bangolaidis susideda iš plono sluoksnio turinčio aukštą lūžio rodiklį ir patalpinto tarp dviejų dengiančių sluoksnių su mažesniu lūžio rodikliu. 1.5 paveiksle pavaizduotas dvigubos heterostruktūros optinis bangolaidis. Aktyvioji sritis su draustiniu energijų tarpu E_g , lūžio rodikliu n_f ir storium d yra patalpinamas tarp dviejų sluoksnių su energijos tarpu $E_{g,cl}$ ir lūžio rodikliu n_{cl} . Jeigu lūžio rodiklio žingsnis $\Delta n = n_f - n_{cl}$ ir aktyvios srities storis d yra pakakamai maži, tik fundamentinė moda, su beveik Gausiniu pasiskirstymu, gali skliti bangolaidžiu [6].

Optinė banga, sklindanti bangolaidžio kryptimi, susiduria su efektiniu lūžio rodikliu n_{eff} , kuris skiriasi nuo aktyvios ir dengiančių sričių lūžio rodiklių ($n_{cl} \leq n_{eff} \leq n_f$). 1.5 paveiksle pavaizduota struktūra, kurioje tas pats sluoksnis atlieka ir krūvininkų, ir optinės bangos apribojimą. Kvantinių šulinių lazeriuose yra reikalingos vadinamosios atskiro apribojimo struktūros, kuriose krūvininkai yra apribojami kvantiniuose šuliniuose, o optinė banga atskiroje dielektrinėje bangolaidinėje struktūroje.

Didelės galios lazeriniuose dioduose optiniam atsakui yra naudojami **Fabry-Perot rezonatoriai**. 1.6 paveiksle pavaizduotas šio tipo rezonatorius susidedantis iš dviejų veidrodžių, esančių atstumu L vienas nuo kito apie lazerinę medžiagą, turinčią optinį bangolaidį su efektyviu



1.4 pav. Tiesiogine kryptimi įjungta dvigubos heterostrukūros p-i-n sandūra

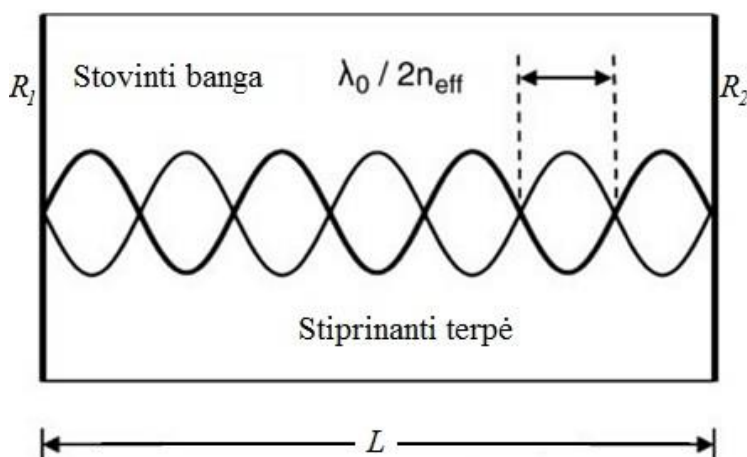


1.5 pav. Krūvininkų ir elektrinio lauko (fotonų) uždarymas naudojant dvigubą heterostrukūrą vertikalia kryptimi. Paveiksle pavaizduoti: energijos juostų diagrama (viršuje), dielektrinio bangolaidžio lūžio rodiklio profilis (centre), fundamentinės optinės modos elektrinio lauko pasiskirstymas (apačioje) [6]

lūžio rodikliu, sklaidimo kryptimi esančia normalėje veidrodžių paviršiams. Rezonatorius suteikia atsaką, kai tarp veidrodžių susidaro stovinti banga:

$$L = m \frac{\lambda_0}{2n_{\text{eff}}}, \quad (1.3.1)$$

čia m – pusbangių skaičius, išilginės modos eilės numeris, λ_0 – bangos ilgis vakuume. Lazериuose, skirtuose optinėms komunikacijoms, naudojami ir kitokio tipo optiniai rezonatoriai [6].



1.6 pav. Lazerinio diodo schema, vaizduojanti stovinčios bangos arba išilginės modos susidarymą Fabry-Perot rezonatoriuje [8]

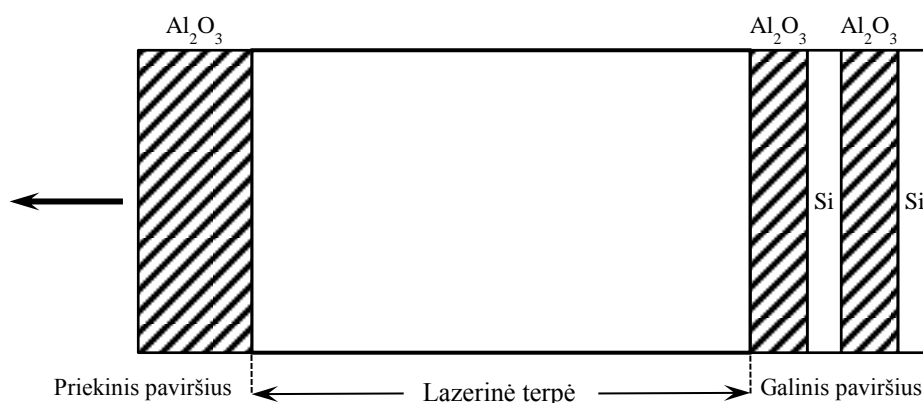
1.4 Veidrodžių dangos

Lazerinių diodų veidrodžiai padengiami dielektrinėmis dangomis dėl dviejų pagrindinių priežasčių. Dangos pasyvuoja ir apsaugo labai jautrius veidrodžių paviršius. Lazero degradacija ir netikėti sugedimai gali būti sumažinami arba visiškai pašalinami parinkus tinkamas veidrodžių dangas. Kita vertus, veidrodžių atspindėjimas gali būti pakeistas taip, kad visa lazero spinduliuotės galia būtų išspinduliuojama pro vieną pusę. Tokiu atveju danga, kuri padengiama ant išėjimo veidrodžio ir atspindinti iki 5% šviesos, vadinama skaidria (angl. Anti-Reflective – AR) danga. Kitas veidrodis padengiamas danga, atspindinčia virš 95% šviesos, kuri vadinama didelio atspindžio (angl. High-Reflectivity – HR) danga.

1.7 paveiksle pavaizduotas tipinis didelės galios lazerinių diodų veidrodžių padengimas AR/HR dangomis. Ant abiejų veidrodžių paviršių tiesiogiai nusodintas Al_2O_3 sluoksnis. Šios

medžiagos lūžio rodiklis yra maždaug $n = 1,65$. Taip pat ši medžiaga pasižymi geromis adhezijos ir pasyvavimo savybėmis.

Priekinis paviršius padengiamas vienu Al_2O_3 (AR) sluoksniu, kad būtų sumažintas atspindys. Galinio veidrodžio HR dangos susideda iš Brego reflektorių. Tai yra sluoksnių poros, pagamintos iš aukštą ir žemą lūžio rodiklį turinčių medžiagų. Standartinės medžiagos HR sluoksniui yra jau minėtas Al_2O_3 , kurio $n = 1,65$, ir Si, kurio $n = 3,5-4$ [6].



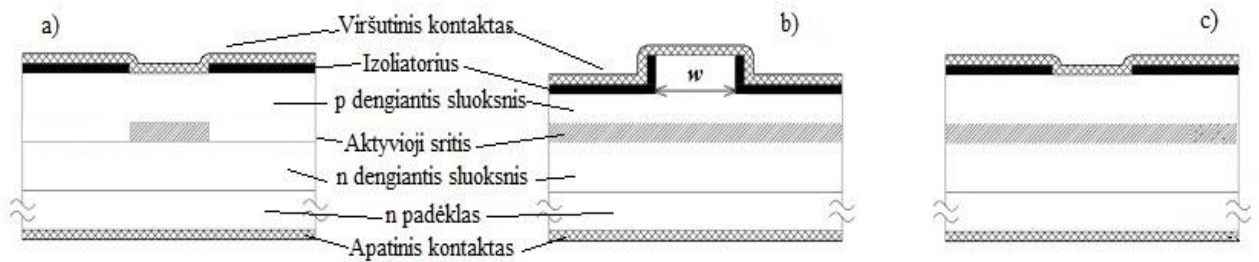
1.7 pav. Tipinis lazerinių diodų veidrodžių padengimas AR/HR dangomis [6].

1.5 Lazerinių diodų struktūros

Pagrindinė lazerinio diodo dalis yra aktyvioji sritis, sudaryta iš mažo draustinės juostos tarpo medžiagos, patalpintos tarp dviejų sluoksnių su dideliu draustinės juostos tarpu, kaip parodyta 1.7 paveiksle. 1.7a pav. pavaizduota vadinama paslėptoji struktūra. Tai yra stačiakampis dielektrinis bangolaidis, kurio lūžio rodiklis yra didžiausias visoje aktyvioje srityje. Dėl beveik visiško skersinio krūvininkų apribojimo ir stiprių bangolaidinių savybių, paslėptos struktūros lazeriniai diodai gali būti gaminami siauros struktūros su aktyvios srities pločiu siauresniu nei $1 \mu\text{m}$ ir gali pasiekti mažas slenkstines sroves [7].

Kadangi paslėptos struktūros lazerinių diodų gamybos procesas reikalauja keletu epitaksinių procesų, tarp kurių įsiterpia ęsdinimo procesai aktyvios juostos sukūrimui, prietaiso technologija yra komplikauta ir patikimumas gali būti sumažėjęs.

Stiprinimu valdomuose lazeriniuose dioduose horizontalus bangų laidumas yra sukliamas juostinės kontakto geometrijos, kuri silpnai apriboja injekcinę srovę ir krūvininkų tankį horizontalia kryptimi. Dėl kintančio horizontalaus stiprinimo profilio, optinis laukas būna silpnai apribojamas aktyviojoje srityje. Šios priežastys trukdo realizuoti mažo slenkščio lazerinius diodus, naudojant stiprinimo valdymo techniką.



1.8 pav. Tipinė lazerinio diodo struktūra; a) lūžio rodiklio valdoma; b) kvazi-lūžio valdoma su keteriniu bangolaidžiu; c) stiprinimo valdoma [6]

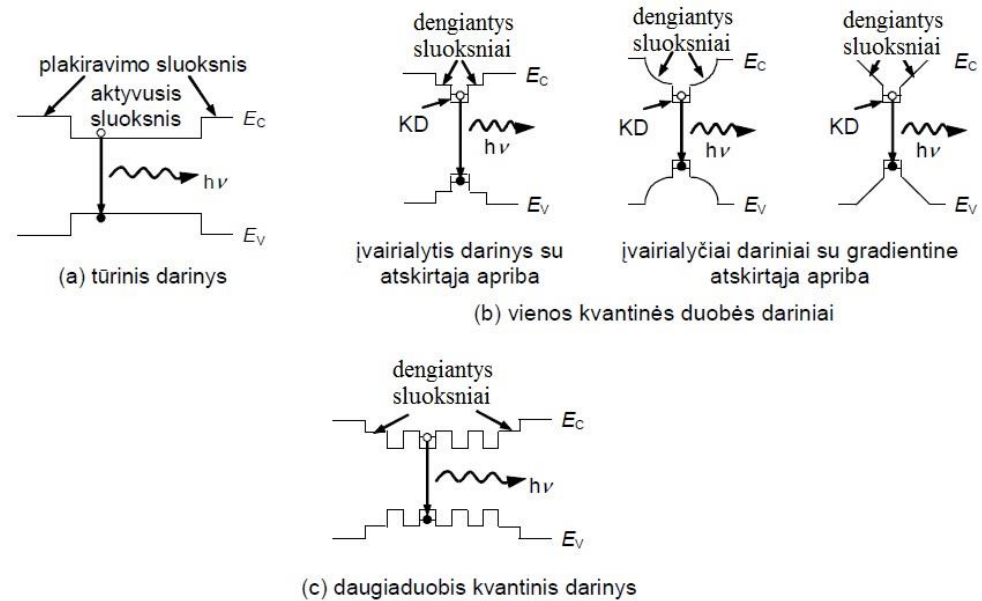
Viso to padariniai – kvazi-indeksu valdymo struktūros lazeriniai diodai, kurie pasižymi žema slenkstine srove ir aukštu patikimumu. Jie pagaminti panaudojant didžiausius privalumus iš lūžio rodiklio ir stiprinimo valdymo struktūrų. Vienas iš tokių lazerių privalumų – auginimo metu nereikia atlikti jokių ėsdinimo procesų, todėl lazerinę struktūrą galima užauginti vienu epitaksijos procesu. 1.7 paveiksle pavaizduotas toks kvazi-indeksu valdymo struktūros lazerinis diodas su keteriniu bangolaidžiu. Keteriniuose lazeriuose krūvininkai nėra visiškai apribojami, nes niekas nekliudo jiems difunduoti. Dėl horizontalaus krūvininkų pasiskirstymo efektyvios aktyviosios srities plotis yra lygus keteros pločio w ir maždaug vieno difuzijos ilgio ($\sim 1-2 \mu\text{m}$) iš abiejų pusių sumai. Optinis apribojimas gali būti didelis ir leisti horizontaliosios modos dėmių pločiams būti $\sim 2-3 \mu\text{m}$ [7].

1.6 Lazerinio diodo aktyviosios srities ypatybės

Svarbiausia lazerinio diodo dalis yra aktyvioji sritis, kurioje vyksta priverstinė spinduliuotė. Priverstiniam spinduliavimui reikalingas didelis krūvininkų tankis (virš 10^{18} cm^{-3}), kad būtų sukuriama užpildos apgraža.

Pirmųjų lazerinių diodų aktyvioji sritis buvo sudaryta iš tūrinio darinio (1.8 pav). Tūrinės aktyviosios srities storis gali svyruoti nuo $0,08 \mu\text{m}$ iki $0,2 \mu\text{m}$. Tokiame sluoksnyje gerai sulaikomi krūvininkai. Jei sluoksnio storis yra mažesnis nei $0,05 \mu\text{m}$, tai krūvininkai yra prasčiau sulaikomi aktyviojoje srityje ir tuo pačiu išauga slenkstinė srovė.

Šiuolaikiniuose lazeriniuose dioduose naudojami įvairūs kvantiniai dariniai. Pirmiausia krūvininkų ir spinduliuotės sulaikymui aktyviojoje srityje padidinti buvo panaudotas įvairialytis darinys. Dvigubas įvairialytis darinys, kurio vidinio sluoksnio lūžio rodiklis yra didesnis nei išorinių, gerai apriboja krūvininkus ir fotonus aktyviojoje srityje. Tai lemia mažesnę slenkstinę srovę, padidina efektyvumą ir gerina temperatūrinės charakteristikas.



1.9 pav. Būdingi lazerinių diodų aktyviosios srities dariniai (KD – kvantinė duobė) [9]

Kvantinėse duobėse energijos lygmenys yra kvantuoti. Būdingas kvantinių duobių plotis svyruoja nuo 1 nm iki 20 nm. Darinyje su kvantinėmis duobėmis būsena tankis yra mažesnis nei tūriame, todėl krūvininkai kaupiasi kvantuotuose energijos lygmenyse, kuriuose vyksta priverstinės spinduliuotės optiniai šuoliai. Lazeriniai diodai su kvantinėmis duobėmis pasižymi dideliu spinduliuotės stiprinimu ir maža slenkstine srove.

Dėl silpno krūvininkų užlaikymo kvantinėse duobėse, tekant stipriai injekcinei srovei, susidaro krūvininkų perteklius. Krūvininkų išlaikymui aktyviojoje srityje sukuriama papildomi sluoksniai, sukuriantys atskirą apribojimą (1.8b pav.). Geriausiai krūvininkus apriboja gradientinės atskirosios apribos darinys. Lazerinis diodas su daugiaduobiu kvantiniu dariniu (1.8c pav.) pasižymi maža slenkstine srove ir pats sukuria pakankamą krūvininkų išlaikymą, todėl nėra būtinas atskiros apribojimo darinys [9].

2. Derinamo bangos ilgio diodinis lazeris su išoriniu rezonatoriumi

2.1 Komponentai, reikalingi lazeriui su išoriniu rezonatoriumi

Diodiniai lazeriai su išoriniu rezonatoriumi (angl. External Cavity Diode Laser – ECDL) susideda iš lazerinio diodo, spindulio kolimatoriaus, dispersinių elementų ir geros LD elektroninės kontrolės. Apie šiuos elementus bus kalbama šiame skyriuje.

2.1.1 Optiniai elementai

Pagrindiniai optiniai elementai įeinantys į ECDL yra šie:

- optinės LD dangos,
- LD spindulio kolimatorius,
- spindulio formą ir dydį keičiantys elementai.

Apie optines dangas ir jų pagrindus buvo rašyta 1.4 skyriuje. Atsiradus išoriniam rezonatoriui šiek tiek pasikeičia reikalavimai optinėms dangoms. LD veikimas konfigūracijoje su išoriniu rezonatoriumi gali būti optimizuotas, jeigu išėjimo paviršiaus atspindys yra labai mažas ($< 0,1\%$). Toks atspindžio sumažinimas gerokai pagerina ECDL veikimą: padidėja stabilaus veikimo intervalas, padidėja išėigos galia, išsiplečia lazerio bangos ilgio derinimo ruožas. [10]

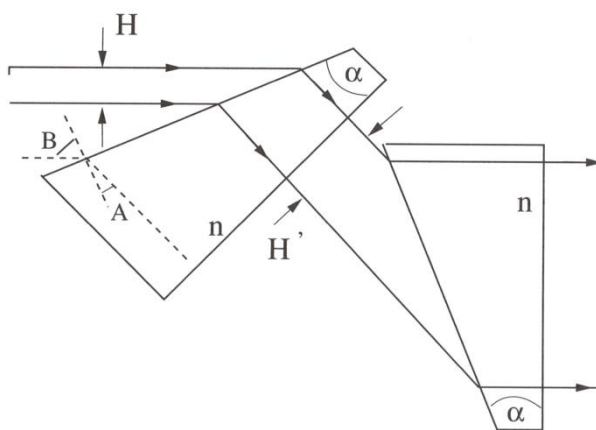
Beveik visų komercinių atskirai parduodamų LD paviršiai būna padengti optinėmis dangomis, kurios atlieka dvi funkcijas. Pirma, jos apsaugo lazerio paviršius nuo degradavimo. Antra, jos sureguliuoja paviršių atspindžius ir optimizuoja spinduliuotės galią. Norint panaudoti komercinius LD sistemose su išoriniu rezonatoriumi, reikia pritaikyti specialias technologijas išėjimo paviršiaus atspindžio sumažinimui. Vienas iš dažniausiai pritaikomų metodų yra vieno dielektrinio, mažo atspindžio, sluoksnio nusodinimas (1.7 pav.) [10]

Kitas svarbus elementas ECDL sistemoje yra LD spinduliuojamo pluošto kolimatorius. Dėl difrakcijos, atsirandančios dėl spinduliuotės šaltinio mažų matmenų, spindulio skėstis yra labai didelė, galinti siekti iki 90° ties viena ašimi. Dėl šios priežasties efektyviam spinduliuotės surinkimui ir kolimavimui naudojama optika turi turėti didelę skaitinę apertūrą (angl. Numerical Aperture – NA). Be to, norint pasiekti gerą kolimaciją ar spindulio fokusavimą, naudojama optika turi būti difrakcijos apribota. Bangos ilgis, šviesos pluošto skėstis ir pluošto profilio eliptiškumas yra pagrindinės LD savybės, nusakančios naudojamos kolimuojančios optikos dizainą. Taip pat kolimatoriai turi pasižymėti nykstamai maža sferine aberacija. Norint sumažinti rezonatoriaus

nuostolius, kolimatoriai turi pasižymėti didele optine pralaida, bei nykstamai maža sklaida. LD šviesos pluošto kolimavimui galima naudoti vieną lęšį arba lęšių sistemas, kurių esti įvairių. [10]

Dar vienas tinkančių elementų ECDL sistemoje yra spindulio dydį ir formą keičiantys elementai. Paprastai lazerinio diodo šviesos pluoštas profilis yra elipsės formos. Taip yra dėl to, kad skirtingose ašyse šviesos pluošto skėstis yra nevienoda. Pluošto profilio formą iš elipsės į apskritimo galima pakeisti panaudojant anamorfinius pluošto plėstuvus. Paprastai yra du būdai tai padaryti. Pirmas būdas yra panaudoti cilindrinis lęšius, antras – panaudoti prizmes. Cilindrinis lęšių atveju šviesos pluošto sklaidimo ašis nepasislenka į šoną, kai spindulys yra išplečiamas. Taip pat naudojant du cilindrinis lęšius juos galima suderinti taip, kad jie pataisytų bet koki natūraliai atsirandantį astigmatizmą. Tai yra cilindrinis lęšių panaudojimo privalumas prieš prizmes. Dėl šių dviejų požymių cilindrinis plėstuvus atlieka dvi funkcijas: formos ir bangos fronto koregavimas. Deja, bet anksčiau išvardinti privalumai yra nusveriami esančių trūkumų. Norint labiau padidinti pluošto profilį, atstumas tarp cilindrinis lęšių turi būti didelis. Idealus anamorfinis plėstuvus turi būti reguliuojamas, kad jį būtų galima pritaikyti bet kokio dydžio ir formos elipsiniam pluoštui. Taip pat lęšių gamyba labai pasunkėja, kai reikia ketvirčio bangos ilgio ar geresnės kokybės.

Naudojant prizmes anksčiau įvardinti trūkumai neatsiranda. Prizmes pagaminti yra pakankamai lengva. Jos taip pat pasižymi gera bangos fronto pralaida bei jas nesunku sulygiuoti. Dažniausiai pasitaikanti prizmių konfigūracija yra Briusterio (Brewster) teleskopas (2.1 pav.)



2.1 pav. Spindulio pluošto didinimo, naudojant anamorfines prizmes, schematinė diagrama [10]

Jeigu pleišto formos prizmės išėjimo paviršius yra statmenas pradinio spindulio sklaidimo kryptiai, tada prizmės anamorfinis didinimas, M , yra apskaičiuojamas:

$$M = H'/H = \cos A/\cos B, \quad (2.1.1)$$

Tam tikra naudinga geometrija yra gaunama, kai prizmės polinkio kampas α yra

$$\alpha = \pi/2 - \arctan n, \quad (2.1.2)$$

čia n yra prizmės lūžio rodiklis. Esant šiam kampui galimas maksimalus spindulio išplėtimas. Išeinantis spindulys yra statmenas galinės prizmės išėjimo paviršiui tada, kai įeinantis spindulys sudaro Briusterio kampą su priekinės prizmės įėjimo paviršiumi. Prizmių panaudojimas spindulio plėtimui turi privalumą, kad išeinančio ir įeinančio spindulio sklidimo kryptys yra kolinearios. Taip pat ši struktūra yra kompaktiška. Trūkumai – norint labiau išplėsti spindulį reikia padengti prizmes mažo atspindžio dangomis ir išėjusio spindulio sklidimo ašis yra pasislinkusi pradinio spindulio sklidimo ašies atžvilgiu. [10]

2.1.2 Elektriniai komponentai

ELDC sistemose žūtbūt yra reikalingas temperatūros ir LD srovės valdymas. Tai gali būti pasiekama turint reikalingus valdiklius ir komponentus.

Vienas tokių komponentų yra Peltjė elementas, naudojamas temperatūros palaikymui. Šio elemento veikimo principas paremtas termoelektrinio efekto, kitaip žinomo, kaip Peltjė efektas. Šis efektas atsiranda, kai elektros srovė teka dviem skirtingais laidininkais ir, priklausomai nuo tekėjimo krypties, dviejų laidininkų sandūra sugers arba spinduliuos šilumą. Šaltoji Peltjė elemento pusė sugeria šilumą, o elektronai tą šilumą perneša į kitą elemento pusę, kur ji yra išspinduliuojama. Tai yra pasiekama elektronų tekėjimu iš kintančios srovės šaltinio.

Kitas svarbus elementas temperatūros kontrolei yra jos jutiklis. Vienas jų yra termistorius – tai šilumai jautrus rezistorius turintis teigiamą arba neigiamą varžos/temperatūros koeficientus. Šie elementai yra gaminami iš pereinamųjų metalų oksidų. Šie jutikliai yra mechaniškai, termiškai ir elektriškai stabilūs ir pasižymi dideliu jautrumu temperatūros pokyčiams. Kitas plačiai naudojamas temperatūros jutiklis yra termopora. Tai yra iš dviejų metalų pagaminta sandara, kurioje pradeda tekėti srovė kintant temperatūrai.

Norint stabilaus LD veikimo, reikia pasirūpinti injekcinės srovės ir LD temperatūros kontroliavimu. Temperatūros palaikymui naudojamas temperatūros jutiklis sudaro varžos tiltelį uždarame grįžtamojo ryšio rate, kuris reguliuoja galią, kuri yra tiekama Peltjė elementui. Turint tokią dinamišką sistemą galima gan preciziškai valdyti LD temperatūrą ir prireikus ją palaikyti pastovią.

Pats svarbiausias reikalavimas srovės šaltiniams yra jokių elektrinių pereinamųjų vyksmų nebuvimas, nes tai galėtų rimtai pažeisti LD. Paprasčiausias lazerio srovės šaltinis yra baterija prijungta prie srovę ribojančio rezistoriaus. Didelė įvairovė gerų LD srovės šaltinių yra komerciškai

prieinama. Geram srovės šaltiniui yra būdingas mažas triukšmingumo lygis bei apsauga nuo netikėtai atsiradusių pereinamųjų vyksmų. [10]

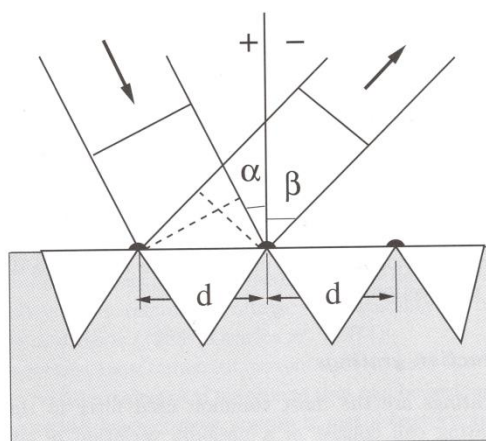
2.1.3 Bangos ilgio derinimo elementai

Difrakcinės gardelės yra labiausiai naudojamas elementas bangos ilgiui derinti. Difrakcinė gardelė gali susidaryti iš periodinių storio variacijų pastovaus lūžio rodiklio medžiagoje arba periodinių lūžio rodiklio variacijų pastovaus storio medžiagoje. Pirmu atveju gardelė yra paviršiaus reljefo gardelė, antruoju – tūrinė fazinė gardelė. Paviršiaus reljefo gardelės būna dviejų rūšių: atspindžio bei pralaidumo gardelės. ECDL sistemose naudojamos atspindžio gardelės.

2.2 paveiksle pavaizduotas paviršiaus reljefo gardelės skerspjūvis. Šviesos spinduliui krentant į gardelės paviršių, kiekvienas griovelis sukuria difragavusią bangelę. Kiekviena krentančio spindulio bangos ilgio komponentė patiria konstruktyvią interferenciją grioveliuose tuo atveju, jeigu kelių skirtumas tarp dviejų to paties bangos ilgio bangų yra lygus to bangos ilgio kartotiniui m . Iš to kyla gardelės lygtis:

$$m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta), \quad (2.1.3)$$

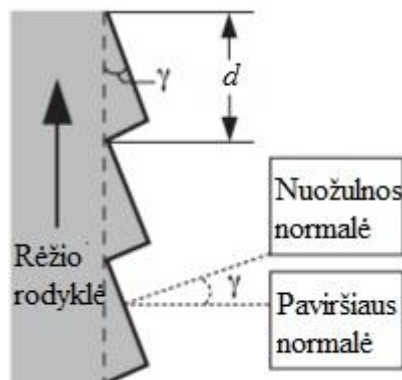
čia, m – difrakcijos eilė, λ – kritusio spindulio bangos ilgis, d – gardelės periodas, α ir β – kritimo ir difrakcijos kampai, [10]



2.2 pav. Difrakcijos geometrija plokščiam bangos ilgiui [10]

Dažnai ECDL sistemose naudojama atspindžio gardelė, kurios skerspjūvis pavaizduotas 2.3 paveiksle. Šio tipo gardelės vadinamos įrėžio gardelėmis. Jos yra suprojektuojamos taip, kad būtų galima pasiekti maksimalų gardelės efektyvumą tam tikroje gardelės difrakcijos eilėje. Difrakcijos efektyvumas – tai dydis, nurodantis, kiek optinės galios difraguoja nurodyta kryptimi lyginant su pradine optine galia. Difrakcinis efektyvumas yra šių dydžių santykis [11]. Vadinasi, įrėžio gardelės

atveju, didžioji dalis optinės galios difraguos suprojektuotos eilės kryptimi su minimaliais galios nuostoliais. Dėl šio dizaino įrėžio gardelės veikia ties specifiniu bangos ilgiu vadinamu įrėžio (angl. blaze) bangos ilgiu. [12]



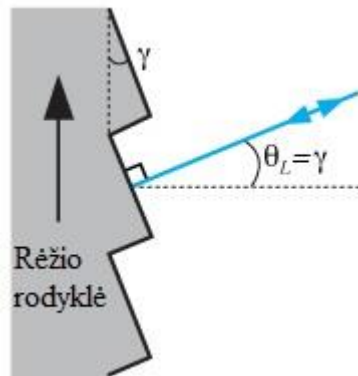
2.3 pav. Įrėžio gardelės skerspjūvis ir pagrindiniai dydžiai apibūdinantys gardelę [12]

Įrėžio bangos ilgis yra vienas iš trijų pagrindinių šios rūšies difrakcinių gardelių charakteristikų. Ši ir kitos dvi: gardelės konstanta d ir įrėžio kampas γ , yra pavaizduotos 2.3 paveiksle. Įrėžio kampas γ yra kampas tarp paviršiaus struktūros ir paviršiaus lygiagretės (2.3 paveiksle punktyrinė linija). Taip pat tai yra kampas tarp nuožulnos normalės ir paviršiaus normalės. Įrėžio gardelės geometrija panaši kaip ir prieš tai aptartu bendru atveju (2.2 pav.), kritimo ir m -tosios eilės difrakcijos kampas yra apibrėžti iš paviršiaus normalės. Vis dėlto, žymus skirtumas yra tai, kad veidrodinio atspindžio geometrija priklauso nuo įrėžio kampo γ , o ne nuo paviršiaus normalės. Dėl to galima keisti difrakcijos efektyvumą keičiant gardelės įrėžio kampą. [12]

ECDL sistemose gan populiaru yra Littrow konfigūracija (apie ją bus kalbama vėliau). Šios konfigūracijos atveju, krintantis šviesos spindulys turi difraguoti taip, kad būtų grąžintas atgal (2.4 pav.). Dėl to gardelė turi būti suprojektuota būtent taip, kad difrakcijos efektyvumas būtų didžiausias toje difrakcijos eilėje, kuri grąžina spindulį atgal. Šioje konfigūracijoje kritimo kampas ir difrakcijos kampas sutampa, taip pat $m > 0$. Taigi gardelės lygtis Littrow konfigūracijai yra:

$$2d \sin \theta_L = m\lambda_D, \quad (2.1.4)$$

čia θ_L – Littrow konfigūracijos kampas, λ_D – konfigūracijai suprojektuotas bangos ilgis. Littrow konfigūracijos kampas priklauso nuo intensyviausios difrakcijos eilės, suprojektuoto bangos ilgio ir gardelės periodo. Nesunkiai galima įrodyti, kad kampas θ_L yra lygus įrėžio kampui γ . [12]

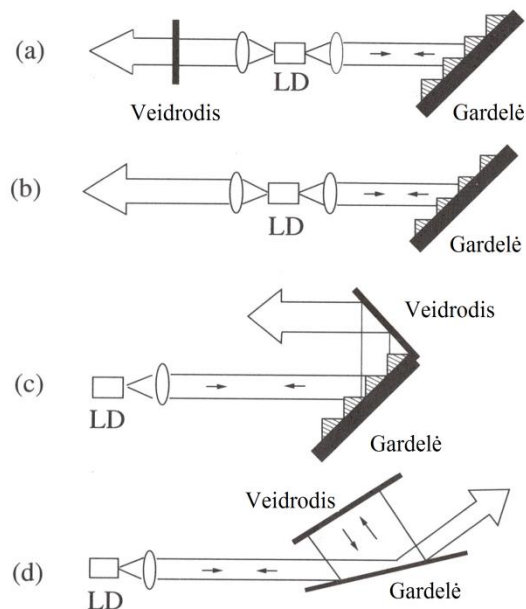


2.4 pav. Littrow konfigūracijos kampų išsidėstymas [12]

2.2 Lazerių su išoriniu rezonatoriumi sistema

2.2.1 Lazerio su išoriniu rezonatoriumi konfigūracija

Yra keletas gerų dizainų lazeriams su išoriniu rezonatoriumi. Kiekvienas iš jų turi savų plusų ir minusų. 2.5 paveiksle pateikiamos keturios skirtingos optinio grįžtamojo ryšio konstrukcijos, kurios gali būti panaudotos lazerio valdymui. Geram lazerio veikimui reikalinga mažo atspindžio optinė danga ant išėjimo veidrodžio.



2.5 pav. Skirtingos optinio grįžtamojo ryšio schemas: a) ir b) dvipusio išorinio rezonatoriaus dizainas; c) vienpusio išorinio rezonatoriaus dizainas Littrow konfigūracijoje; d) vienpusio išorinio rezonatoriaus dizainas Littman-Metcalf konfigūracijoje [10]

2.5a paveiksle pavaizduotas dvipusio išorinio rezonatoriaus modelis. Ši schema susideda iš LD, ant kurio abiejų veidrodžių uždėtos AR dangos. Kiekviena išorinio rezonatoriaus dalis atspindi

į atitinkamą tos dalies LD paviršių. Vienoje rezonatoriaus pusėje yra pastatyta difrakcinė gardelė, kuri atlieka bangos ilgio filtro vaidmenį, o kitoje rezonatoriaus pusėje yra paprastas veidrodis, kuris uždaro rezonatoriaus grandinę. Šiuo atveju tai taip pat yra ir išvadinis veidrodis. 2.5b paveiksle pateiktas modelis yra panašus į 2.5 paveiksle pateiktą modelį, tik išėjimo veidrodis yra pakeistas optiniu filtru. Dvipusio išorinio rezonatoriaus privalumai yra: padidėjęs LD terpėje atsirandančio rezonanso slopinimas, nes stipriai sumažinami LD paviršių atspindžio koeficientai ir išeinantis spindulys nepasislenka, kai yra sukinėjama gardelė ir derinamas bangos ilgis. Iš kitos pusės, šis dizainas turi iš trūkumų: reikalingas specialus lazerio įmontavimas, kad neatsirastu kliūčių šviesos pluoštui pasiekti abu rezonatoriaus galus, sudėtinga sulygiuoti optinius elementus, atsiranda papildomi nuostoliai dėl antrosios (brėžinyje – kairiosios) rezonatoriaus dalies.

2.5c paveiksle pavaizduotas vienpusio išorinio rezonatoriaus modelis naudojamas Littrow konfigūracijoje. Ši konfigūracija yra plačiausiai pritaikoma dėl šių priežasčių: 1) užtenka padengti vieną LD veidrodį AR danga; 2) komerciškai prieinamas įpakavimas su vienpusiu išėjimo paviršiumi; 3) paprastas ir lengvai sulygiuojamas; 4) geras veikimas. Vis dėlto, net ir su aukštos kokybės AR padengimu, nepavyksta išvengti vidinio rezonanso, kas neleidžia sistemai idealiai veikti. Dar vienas minusas, kad lazerio spindulys juda derinant bangos ilgį. Bangos ilgis yra derinamas sukinėjant difrakcinę gardelę. Šios problemos sprendimas gali būti papildomas veidrodis, kurio funkcija yra palaikyti pastovią išeinančio spindulio kryptį. Tai galima pasiekti veidrodį sukant kartu su gardele.

2.5d paveiksle pavaizduotas vienpusio išorinio rezonatoriaus modelis naudojamas Littman-Metcalf konfigūracijoje. Tai yra trijų veidrodžių terpė susidedanti iš HR danga padengto galinio LD veidrodžio, lazerinę spinduliuotę generuojančios LD terpės, AR danga padengto priekinio LD veidrodžio, kolimuojančio lęšio, difrakcinės gardelės, ir išorinio veidrodžio. Nulinės eilės difrakcinės gardelės atspindys yra išėjimo spindulys. Pirmos eilės difrakcijos spindulys nukreipiamas į išorinį veidrodį, nuo kurio atsispindėjęs grįžta į gardelę, o nuo jos į LD. Ši konfigūracija yra panaši į Littrow, tačiau turi geresnes spektrines savybes, dėl papildomo bangos ilgio filtravimo. Taip pat spindulys nepasislenka derinant bangos ilgį. Bangos ilgis yra derinamas sukinėjant išorinį veidrodį, o ne gardelę, kaip yra Littrow konfigūracijos atveju. Littman-Metcalf konfigūracija nusileidžia Littrow konfigūracijai mažesne išėigos galia. [10]

2.2.2 Spektrinės charakteristikos

Optinė galia

Lazerio optinė galia priklauso nuo LD injekcinės srovės, tačiau prie jos prisideda ir ECDL faktoriai. Išeinančios optinės galios išraiška gaunama iš atskiro LD galios lygties:

$$P_{out} = \eta_i \frac{h\nu}{e} (I - I_{th}) \frac{\alpha_m}{\alpha_{tot}}, \quad (2.2.1)$$

čia η_i – vidinis kvantinis efektyvumas, α_m – LD veidrodžių nuostoliai, α_{tot} – visi nuostoliai. Ši optinės galios lygtis yra pritaikoma atskiram LD. ECDL sistemoje šalia lazerinio diodo atsiranda kiti komponentai, sudarantys nuostolius. Todėl gaunama tokia išeinančios galios lygtis:

$$P_{out} = \eta_i \frac{h\nu}{e} (I - I_{th}) \left(\frac{\ln \frac{1}{\sqrt{R_3}}}{\alpha l + \ln \frac{1}{\sqrt{T_l^4 R_g R_3}}} \right), \quad (2.2.2)$$

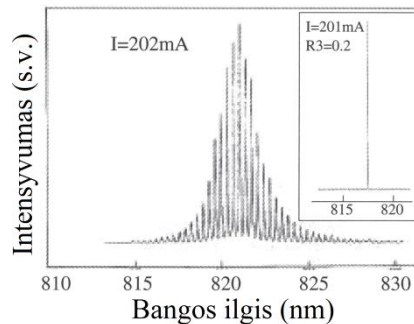
čia R_g ir R_3 – gardelės ir išorinio veidrodžio atspindžio koeficientai (2.5a pav. dizaino atveju), T_l – lęšio pralaidumas, l – rezonatoriaus ilgis. Šiuo atveju slenkstinės sąlygos:

$$\Gamma g = \alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{T_l^4 R_3 R_g}}, \quad (2.2.3)$$

čia Γ – modų apribojimo faktorius, g – slenkstinis stiprinimas. Šios galios ir slenkščio sąlygos lygtys parodo, kad esant tai pačiai maitinimo srovei lazeris su išoriniu rezonatoriumi spinduliuoja mažesnę optinę galią, nei atskiras lazeris, taip pat jo slenkstinė srovė yra didesnė. [10]

Vienmodis derinamumas

Paprastai atskiri lazeriniai diodai yra daugiamodžiai, kaip pavaizduota 2.6 paveiksle. ECDL veikia viena moda ir vienu dažniu (2.6 vidinis pav.).



2.6 pav. Atskiro lazerinio diodo spektras neįdėjus jo į ECDL sistemą. Vidinis: LD spektras ECDL sistemoje [10]

2.6 paveiksle vaizduojamo LD atveju bangos ilgis gali būti derinamas 10 nm intervale. ECDL bangos ilgio derinimo intervalas yra individualus kiekvienam lazeriui ir jis priklauso nuo lazerio stiprinimo kreivės (1.3 pav.). Nepertraukiamas lazerio emisijos derinimas priklauso nuo rezonatoriaus suderinimo tikslumo ir nuo AR sluoksnio, kuriuo yra padengtas priekinis LD

veidrodis, kokybės. Lazerio modos dažnis gali būti sureguliuotas į tašką esantį tarp gretimų atskiro LD dažnių. Tai reiškia, kad lazerio su išoriniu rezonatoriumi vienmodis veikimas nepriklauso nuo vidinio Fabry-Perot rezonatoriaus dažninio selektyvumo, bet tai yra iš esmės homogeninės lazerio stiprinimo spektrinio įsisotinimo rezultatas. Taip pat vienmodis elgesys nėra gardelės teikiamo bangos ilgio parinkimo rezultatas. [10]

Spektrinis plotis

Viena svarbiausių ECDL savybių yra mažas spektrinis plotis. Puslaidininkinio lazerio vienos išilginės modos spektrinis plotis yra apskaičiuojamas pagal Schawlow-Townes formulę:

$$\Delta\nu_q = \frac{h\nu_q g n_{sp} (\Delta\nu_g)^2}{P_0} \alpha_t \cdot (1 + \beta^2), \quad (2.2.4)$$

čia P_0 – modos galia, n_{sp} – spontaninės emisijos fotonų modeje skaičius, g – stiprinimas, ν_q – lazerio dažnis. $\alpha_t = \alpha - \ln\sqrt{T^2 R_1 R_2}$ – visi nuostoliai. R_1, R_2 – lazerio veidrodžių nuostoliai, β – spektrinio pločio plėtimosi faktorius, $\Delta\nu_g$ – LD Fabry-Perot rezonatoriaus spektrinis plotis [10]. Ši lygtis apibūdina lazerio spektrinio pločio praplatėjimą dėl fazės ir amplitudės fliuktuacijų sukeltų dėl neišvengiamo spontaninės emisijos fotonų atsiradimo koherentinėje spinduliuojančioje modeje. Kvantinės triukšmo fliuktuacijos nusako apatinę lazerio spektrinio pločio ribą, kuri gali būti užmaskuota didesnių triukšmų fliuktuacijų, sukeltų dėl mechaninių arba akustinių vibracijų ar šiluminių pokyčių. Ilginant rezonatorių, sumažėja veidrodžių nuostoliai, dėl to siaurėja spektrinis plotis. Tai galima paaiškinti pagal (2.2.4) formulę, pastebint, kad spektrinis plotis priklauso nuo spontaninės emisijos fotonų skaičiaus. Ilginant rezonatorių sumažėja šių fotonų skaičius ir padidėja bendras fotonų, esančių rezonatoriuje ties tam tikra optine galia, skaičius [13].

Bangos ilgio priklausomybė nuo temperatūros

Bangos ilgis nuo temperatūros gali priklausyti dvejopai: keičiant paties lazerinio diodo temperatūrą arba keičiant difrakcinės gardelės temperatūrą. Pirmuoju atveju, lazerinio diodo bangos ilgis tiesiogiai priklauso nuo diodo temperatūros [14]. Tačiau, ECDL atveju, bangos ilgį lemia difrakcinė gardelė. Jeigu difrakcinė gardelė termiškai izoliuota nuo lazerinio diodo, ECDL spinduliuojamas bangos ilgis nuo LD temperatūros priklausyti neturėtų. Nuo temperatūros priklauso kiti parametrai, pavyzdžiui, slenkstinė srovė. Kadangi keičiantis temperatūrai LD stiprinimo kreivė slenkasi, vadinasi, pakankamai padidėjus temperatūrai, esant tai pačiai maitinimo srovei, ECDL gali nebešviesti (slenkstinė srovė pakankamai padidėjo) [10].

Kitas galimas bangos ilgio pokyčio dėl temperatūros atvejis yra difrakcinės gardelės temperatūros pokytis. Kylant gardelės temperatūrai, dėl šiluminio plėtimosi gardelė pradeda plėstis.

Tuo pačiu ima didėti atstumai tarp gardelės režių, t. y. didėja gardelės periodas. Pagal (2.1.4) lygtį bangos ilgis tiesiogiai priklauso nuo difrakcinės gardelės periodo. Vadinasi, didinant difrakcinės gardelės temperatūrą, turi didėti bangos ilgis ir atvirkščiai.

2.3 Pagrindinės lazerių su išoriniu rezonatoriumi pritaikymo sritys

Atominiai laikrodžiai ir magnetometrija

Visi laikrodžiai susideda iš dviejų pagrindinių dalių: viena dalis yra generuojanti periodinius įvykius, kita – juos skaičiuojanti, kaupianti ir atvaizduojanti. Tačiau atominiam laikrodžiui reikia trečiosios komponentės: gerai izoliuoto atominių perėjimų rezonanso, naudojamo kontroliuoti osciliatoriaus dažnį. Jei osciliatoriaus dažnis sutampa su šuolių tarp dviejų neišsigimusių atominių lygmenų dažniu, tai ilgalaikis laikrodžio stabilumas ir tikslumas patobulės. Mikrobangų šuoliais paremtame atominiame laikrodyje greitaigė elektronika skaičiuoja ir kaupia sveiką skaičių atskaitos osciliatoriaus ciklą, kad padarytų laiko vienetą. Panaši pagrindinė koncepcija galioja ir atominiam magnetometrui, kuris išnaudoja magnetinio lauko efektus nesuporuotuose individualių atomų sukiniuose [10].

Didelės skiriamosios gebos spektroskopija

Didelės skiriamosios gebos spektroskopija galėtų suteikti tikslią informaciją apie sužadintų atomų ir molekulių būsenų struktūras ir dinamines savybes. Derinamo bangos ilgio ECDL yra idealūs kandidatai būti koherentinės spinduliuotės šaltiniais aukštos skiriamosios gebos atominėje ir molekulinėje spektroskopijoje. ECDL panaudojimo spektroskopijoje privalumas yra galimybė pasiekti platų dažnių juostų diapazoną keičiant LD kaupinimo srovę ar temperatūrą arba išorinės terpės derinimą. Visoms spektroskopinėms prietaikoms yra geidžiamas lazerio veikimo dažnio platus derinimas išvengiant modų šuolio. Iki šiol daug eksperimentų atlikta regimojoje ir artimojoje IR srityse panaudojant ECDL [10].

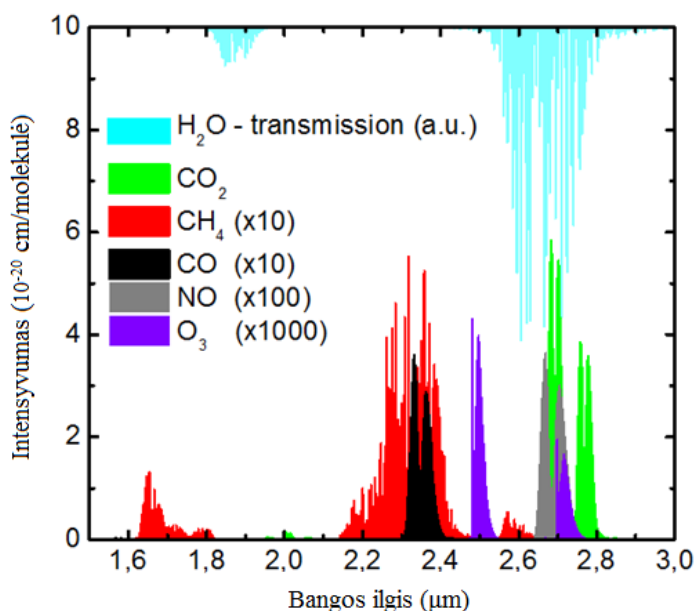
Optinės telekomunikacijos

ECDL sistemos dėl savo vienmodžio veikimo, siauro spektrinio pločio ir plataus derinimo ruožo gali būti pritaikomi optinėse telekomunikacijų sistemose. Šiandien tai yra viena iš svarbiausių sričių, kur galima panaudoti ECDL. Taip pat ECDL sistemos demonstruoja pranašesnį veikimą ir yra tinkamos pritaikyti dinaminuose bangos ilgių sutankinimo (angl. Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM) tinkluose. Ypač ECDL dizainas turi labai geras charakteristikas, kai yra kalbama apie platų derinimo diapazoną, didelę galią, siaurą spektrinį plotį ir mažus triukšmus.

Derinamo bangos ilgio lazerių pritaikymas DWDM tinkluose yra gausus išsiplečiantis nuo inventoriaus valdymo iki sudėtingų dinaminių sutankinimo užduočių ir tikralaikio aprūpinimo ir apsaugos siųstuvų-imtuvų. DWDM sistemose leidžiami dažnių intervalai 100 GHz eilės. Tam tikri atskaitos šaltiniai gali būti panaudojami sukalibruoti DWDM diagnostikos įrankių tikslumą [10].

Dujų jutikliai

Artimojoje IR srityje veikiančios ECDL sistemos naudojamos *in situ* absoliutiniuose matavimuose nustatyti tam tikrų dujų rūšis, koncentracijas bei temperatūrą įvairiose degimo sistemose. NIR ir MIR bangų ilgių sritys yra naudingos stebėti molekulių rūšis tokias kaip: CO₂, H₂O, N₂O ir NH₃ degimo diagnostikoje ir aplinkosaugos sumetimais ir HBr garų fazės substrato ėsdinime puslaidininkių pramonėje. 2.7 paveiksle pavaizduoti dujų sugerties spektrai MIR srityje, kurioje būtų galima pritaikyti ECDL sistemas dujų jutikliuose [10].



2.7 pav. Dujų sugerties linijos nuo 1,5 μm iki 3 μm [15]

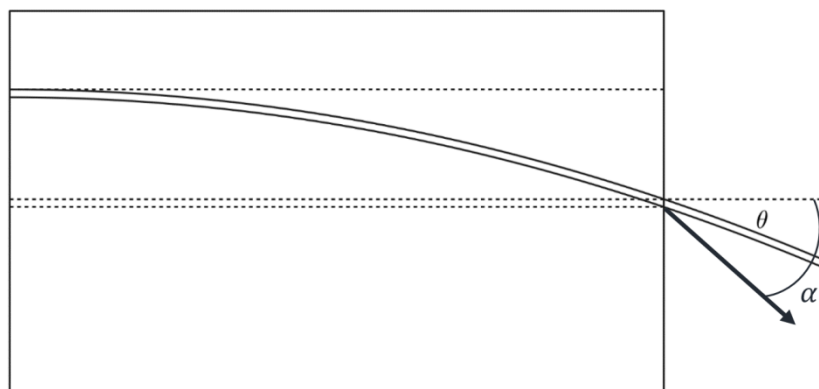
LIDAR sistema

Atstumo nustatymo sistema (angl. Light Detection And Ranging – LIDAR) yra panaši į visiems pažįstamą radarų sistemą. LIDAR sistema siunčia trumpus lazerių impulsus į atmosferą. Keliaudama šviesa yra išsklaidoma oro ir kitų molekulių. Dalis išsklaidytos šviesos grįžta atgal į LIDAR sistemą, kur ta šviesa yra surenkama teleskopu ir užfiksuojama jautriais detektoriais, integruotais į sistemą. Užfiksuotas signalas yra laiko funkcija. Žinant, kad šviesos greitis pastovus ir turint laiką, per kurį šviesa nukeliauja iki molekulės ir išsklaidoma sugrįžta atgal į detektorius, galima gauti informaciją apie erdvinį molekulių ir aerozolių pasiskirstymą spindulio kelyje [10].

3. Tyrimų metodika

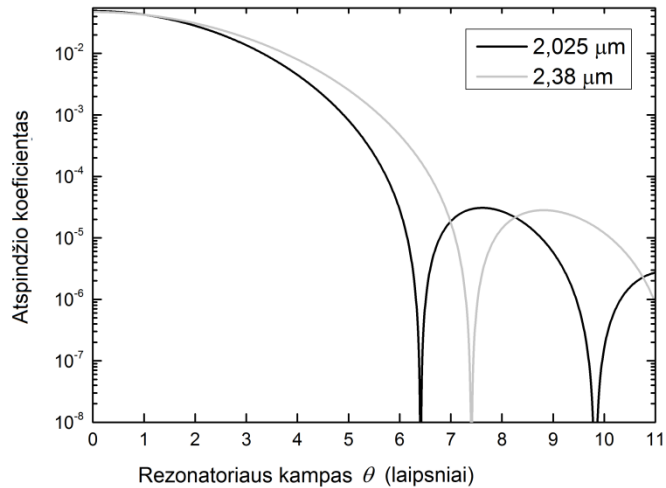
3.1 Superliuminescencinis šviesos diodas su lenktu bangolaidžiu

Labai svarbus elementas ECDL sistemoje yra stiprinimo terpė, kurioje vyks priverstinė lazerio emisija. Šiame eksperimente stiprinimo terpės funkcijai atlikti buvo pasirinktas superliuminescencinis šviesos diodas (SŠD) su lenktu bangolaidžiu. Principinė SŠD su lenktu bangolaidžiu schema pavaizduota 3.1 paveiksle.



3.1 pav. Schematinis SŠD su lenktu bangolaidžiu vaizdas [4]

SŠD tinkamumas ECDL sistemose jau yra įrodytas [14, 15]. SŠD pasižymi viena labai gera savybe. Jie patys neskleidžia priverstinės lazerinės emisijos, tik spontanią emisiją, bei turi platų stiprinimo spektrą, kuris gali siekti daugiau nei 100 nm, tuo metu kai paprastų lazerinių diodų spektro plotis siekia nuo kelių iki dešimčių nanometrų [2, 5, 8]. Didelį vaidmenį vaidina ir lenktas bangolaidis. Kaip buvo aptarta anksčiau ECDL sistemoje labai svarbu, kad paviršius, pro kurį šviesa palieka SŠD turėtų kuo mažesnę atspindžio koeficientą. Padengus veidrodį AR danga galima pasiekti atspindžio koeficientus $R < 0,1 \%$. Bangolaidžio išlenkimas gali sumažinti paviršiaus atspindį iki 10^{-5} eilės [4]. Šitoks ultra-mažas atspindžio koeficientas stipriai sumažina galimybę SŠD pradėti skleisti lazerinę spinduliuotę. Bendras atspindžio koeficientas, kai veidrodis yra padengtas AR danga ir išlenktas bangolaidis yra išmatuojamas Kaminow [17] metodu. $2,025 \mu\text{m}$ ir $2,38 \mu\text{m}$ bangos ilgių SŠD atspindžio koeficientų priklausomybė nuo bangolaidžio kampo yra pavaizduota 3.2 paveiksle. Realios išmatuotos vertės skiriasi nuo teorinių verčių dėl bangolaidžio kraštinių sienų šiurkštumo ir užgarinto AR sluoksnio netobulumo [4]. 3.2 paveiksle matomi slėniai kreivėse esant tam tikram bangolaidžio polinkio kampui. Šie slėniai juda didesnių kampų link didėjant bangos ilgiui. Gaminant SŠD stengiamasi pataikyti į pirmą slėnį, nes didesni bangolaidžio kampai reiškia didesnę šviesos lūžio kampą, paliekant SŠD (dėl Snelio dėsnio).



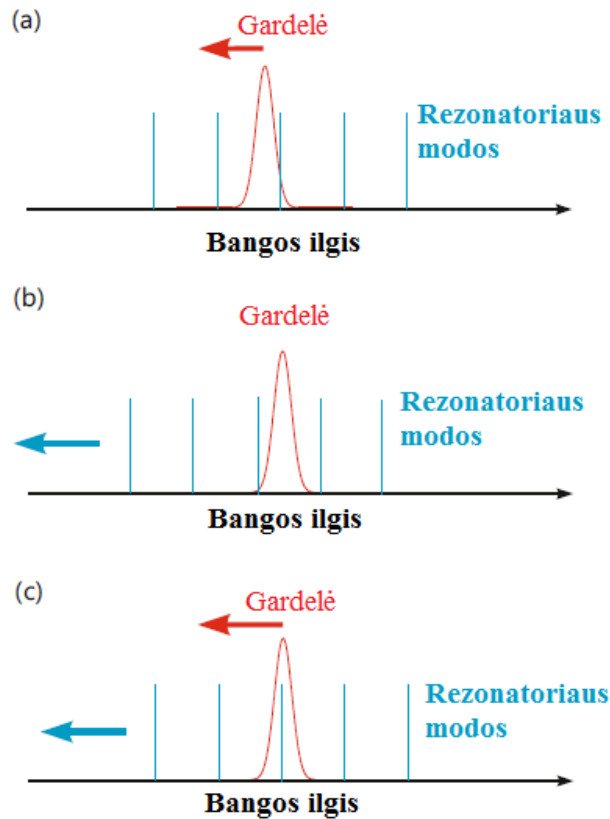
3.2 pav. 2,025 μm ir 2,38 μm bangos ilgių SŠD atspindžio koeficientų priklausomybė nuo bangolaidžio kampo [4]

3.2 Grįžtamojo ryšio sulygiavimas

Pagrindinis raktas Littrow konfigūracijos veikimui yra pirmos eilės difrakcinio spindulio nuo difrakcinės gardelės sulygiavimas ir grąžinimas į stiprinimo terpę. Kitaip tariant grįžtamojo ryšio sukūrimas. Be šio grįžtamojo ryšio Littrow lazeris negali pasiekti vienmodės šviesos emisijos ir, kadangi stiprinimo terpė yra SŠD, bus registruojama tik spontaniinė emisija sklindanti iš SŠD. Dėl to yra kritiškai svarbu prieš atliekant bet kokius eksperimentinius matavimus sulygiuoti grįžtamąjį ryšį. Preliminarus sulygiavimas atliekamas vizualiai sulygiuojant gardelės poziciją į reikiamą padėtį ir tikslaus derinimo rankenėlių pagalba pasukant gardelę reikalingu kampu į SŠD skleidžiamos spinduliuotės kryptį. Pasukimo kampą galima suskaičiuoti remiantis (2.1.4) formule. Antriniam ir tiksliam sulygiavimui atlikti ir įvertinti reikalingas optinio spektro analizatorius. Panaudojant analizatorių atliekami pakeitimai sulygiavime tol, kol yra pasiekiamas vienmodis spinduliavimas. Pasiekus gerą grįžtamąjį ryšį matomos interferencinės juostelės spinduliuotės spektre. Lazeris išlaiko vienmodę spinduliuotę su temperatūros ir srovės pokyčiais [18].

3.3 Bangos ilgio derinimas

Bangos ilgis gali būti keičiamas keletu būdų. Vienas jų yra difrakcinės gardelės pozicijos keitimas: a) keičiamas gardelės posūkio kampas, b) keičiamas išorinio rezonatoriaus ilgis, c) abiejų šių metodų kombinacija. Šie trys metodai schematiškai pavaizduoti 3.3 paveiksle [19].



3.3 pav. Lazerinių modų, susidarančių dėl rezonatoriaus ir filtravimo, atsirandančių dėl difrakcinės gardelės, spektrinis atvaizdavimas. a) gardelė sukama, b) keičiamas rezonatoriaus ilgis, c) kombinuojami abu metodai [19]

Bangos ilgio keitimas sukant difrakcinę gardelę

Gardelės sukimo rezultatas yra jos filtro kreivės spektrinės pozicijos pokytis (3.3a pav.). Naudojant šį metodą bangos ilgio pokytis nėra tolydus. Šito priežastis aprašoma toliau. Lazerinėje terpėje lazeris generuoja stovinčias bangas, kurios paprastai yra vadinamos lazerinėmis modomis arba terpės modomis. Lazerinės terpės optinis ilgis apibrėžia lazerinių modų bangos ilgį. Sukant difrakcinę gardelę apie sukimo ašį, esančią ant gardelės paviršiaus, keisis tik gardelės filtro kreivė. Bangos ilgis, kurį apibrėžia rezonatoriaus ilgis, nesikeis. Bus stiprinamas tik tas bangos ilgis, kurį filtruos gardelė. Apibendrinant, gardelės sukimas lems pertraukiamą bangos ilgio pokytį. Lazeris keis bangos ilgį diskrečiais žingsniais, kuriuos apibrėžia lazeriniu modų atstumai [19].

Bangos ilgio keitimas keičiant išorinio rezonatoriaus ilgį

Rezonatoriaus ilgio keitimo rezultatas yra lazerio modų spektrinės pozicijos kitimas (3.3b pav.). Mažame derinimo ruože lazerio bangos ilgis seka lazerinių modų pokyčius. Kai tik gretima moda geriau sutampa su gardelės filtro funkcija, pasikeičia lazerio spinduliuojama moda ir bangos

ilgis pasikeičia nutrūkstamai. Keičiant išorinio rezonatoriaus ilgį, atsiranda „pjūklinis“ bangos ilgio pokytis [19].

Bangos ilgio derinimas galimas kombinuojant gardelės sukimą su rezonatoriaus ilgio keitimu. Tokiu būdu pasiekiamas nenutrūkstamas bangos ilgio derinimas. Šis būdas yra geriausias mechaninis bangos ilgio keitimo mechanizmas [20].

Norint pasiekti nenutrūkstamą bangos ilgio derinimą be modų šuolių, reikia koordinuotai stumti ir sukėti gardelę. Yra įmanoma naudojant tik gardelės sukimą optimizuoti tikslią sukimosi ašies poziciją ir pasiekti optimalų nenutrūkstamą bangos ilgio derinimą. 3.4 paveiksle pavaizduotas schematinis sukimosi taško nustatymas. Lazero spinduliuotės ašies ir gardelės plokštumos susikirtimo taškas pažymėtas G. Ašies pradžia pažymėta O, $OG = L$ – išorinio rezonatoriaus ilgis. Pirmos eilės difrakcija yra nukreipiama atgal į LD rezonatorių, gardelės kampui esant θ . Gardelės periodui d , λ_r (gardelės filtruojamas bangos ilgis) yra lygus:

$$\lambda_r = 2d \sin \theta. \quad (3.3.1)$$

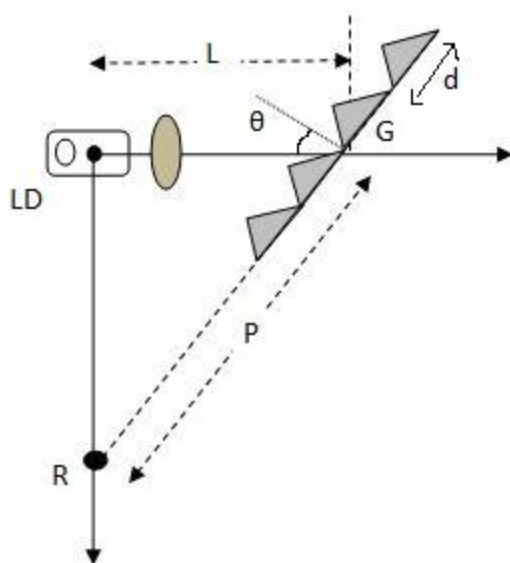
Atsižvelgiant į gardelės judėjimą, rezonansinės modos bangos ilgis λ_q yra lygus:

$$\lambda_q = 2L/q, \quad (3.3.2)$$

čia q – modos numeris. Taria, kad gardelė sukasi apie tašką R taip, kad modos bangos ilgis λ_q yra ties mažiausių nuostolių bangos ilgiu λ_r . Sulyginant šias dvi lygtis gauname:

$$\sin \theta = L/qd. \quad (3.3.3)$$

Iš 3.4 paveikslo gauname, kad $\sin \theta = L/P$. Iš to seka, kad modų šuolio nuslopavimo sąlyga yra tenkinama, kai $P = qd$. Kitaip tariant optimalus sukimosi taškas, kuris parūpina nepertraukiamą bangos ilgio derinimą yra taškas R (3.4 pav) [20].

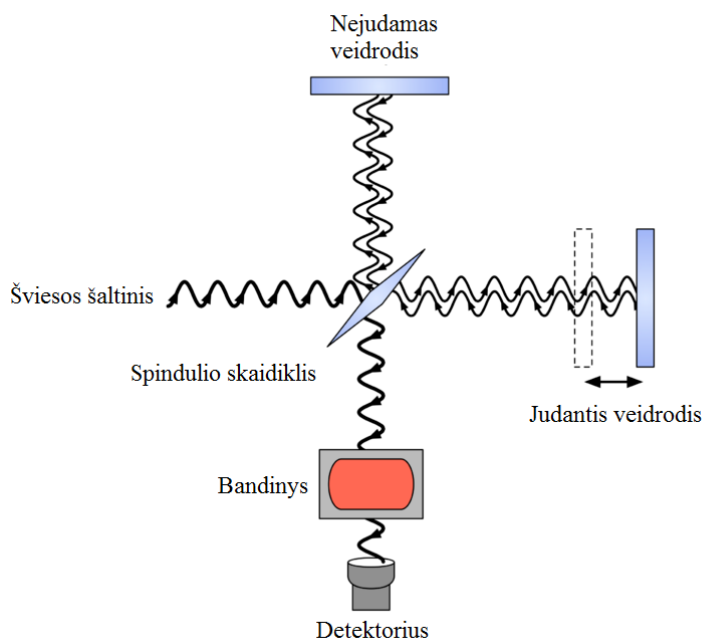


3.4 pav. Lazerinės konfigūracijos schema, nurodanti optimalų sukimosi tašką R [20]

3.4 Furjė transformacijos spektroskopija

Furjė transformacijos IR spinduliuotės (FTIR) spektroskopija yra šviesos pluošto, kuris yra infraraudonojoje srityje, tyrimo metodas. Kaip ir bet kokios optinės spektroskopijos, FTIR spektroskopijos tikslas yra ištirti šviesos pluošto intensyvumo priklausomybę nuo spinduliuotės dažnio.

Pagrindinė FTIR spektrometro dalis yra Maikelsono interferometras (3.5 pav.). FTIR spektrometre spinduliuotės pluoštas spindulio daliklio yra padalinamas į dvi dalis. Šviesai atsispindėjus nuo nejudančio bei judančio veidrodžių, šie du šviesos pluoštai yra sujungiami to paties daliklio atgal į vieną pluoštą ir sufokusuojami į detektorių. Kadangi tarp dviejų pluoštų susidarė fazių skirtumas, susijungę jie interferuoja. Dėl judančio veidrodžio besikeičiančių pozicijų, kaskart, susijungus dviem pluoštams, būna skirtingas fazių poslinkis. Kadangi į detektorių patenka šviesos pluoštas ir vėluojanti jo kopija, tai detektoriaus fiksuojamas signalas yra šviesos pluošto autokoreliacijos funkcija (vadinamoji interferograma). Autokoreliacinei funkcijai atlikus Furjė transformaciją, gaunamas dominančio šviesos pluošto spektrinis tankis dažnių erdvėje [21].



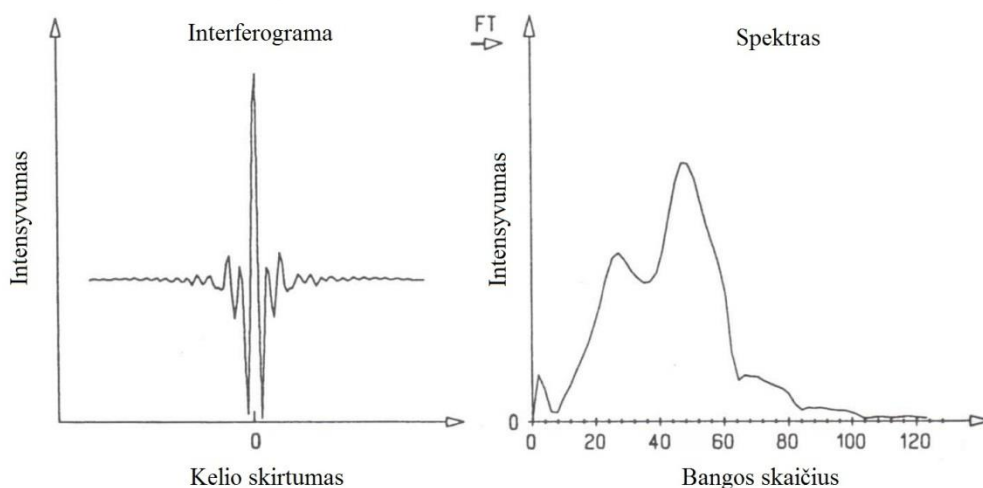
3.5 pav. Maikelsono interferometro Furjė transformacijos spektrometre schema [22]

3.6 paveiksle pavaizduota tipinė interferograma ir ją atitinkantis spektras. Interferogramos maksimumas atsiranda, kai atstumas tarp pluošto daliklio ir judančio bei nejudančio Maikelsono interferometro veidrodžių yra vienodas. Tada sukeliama dviejų susijungiančių šviesos pluoštų

konstruktyvi interferencija visiems bangoms ilgiams. Dėl šios priežasties šis maksimumas vadinamas baltos šviesos pozicija (angl. White Light Position – WLP). Už šios vertės fazių skirtumas tarp dviejų interferuojančių pluoštų, kurie atsispindi nuo veidrodžių, priklauso nuo bangos ilgio. Iš Furjė transformacijos seka, kad siaurą WPL smailę atitinka platus dažnio pasiskirstymas, o plati interferograma koreliuoja su siauru, „monochromatiniu“ dažnio pasiskirstymu. FTIR spektrometruose spektro skiriamoji geba yra atvirkščiai proporcinga judančio veidrodžio poslinkiui. Lyginant su įprastiniais gardelę turinčiais instrumentais, FTIR spektrometruose nereikia jokių papildomų plyšių atskiriems bangos ilgiams matuoti. Taip pat jie pasižymi dvejais privalumais lyginant su kitais gardelę turinčiais instrumentais:

- FTIR spektrometro detektorius iškart registruoja visus matuojamus spektrinius intervalus, ko negali padaryti dauguma gardeliniuose įrenginiuose;
- Kadangi nereikia jokio siauro plyšio, FTIR spektrometruose pasiekiamas didelis pralaidumas dėl didelės apertūros.

Visos šios savybės sumažina laiko trukmę, reikalingą spektrui registruoti [21].

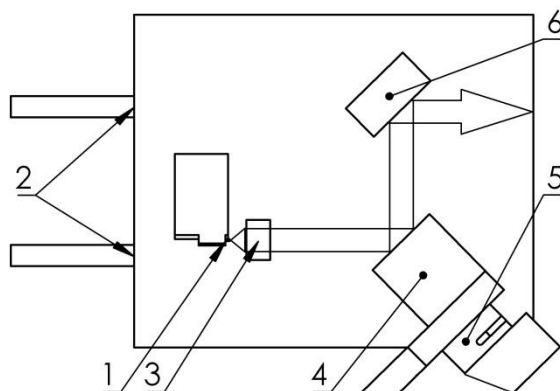


3.6 pav. Tipinė FTIR spektroskopijos interferograma ir ją atitinkantis spektras [21]

4. Eksperimento schema ir komponentai. Matavimo priemonės

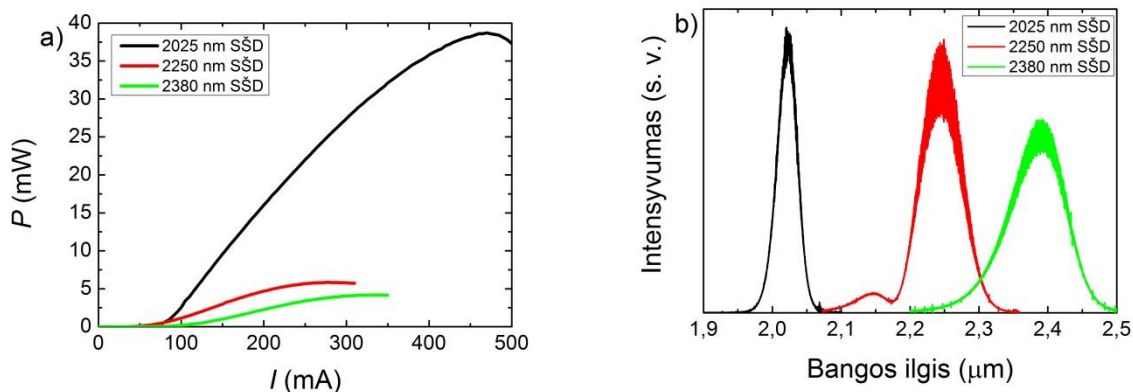
4.1 Littrow konfigūracija

Eksperimento metu surinktos konfigūracijos schema su panaudotais komponentais pavaizduota 4.1 paveiksle.



4.1 pav. Eksperimento metu surinktos Littrow konfigūracijos schema ir komponentai: 1) SŠD su lenktu rezonatoriumi; 2) Peltjė elementas SŠD temperatūrai palaikyti; 3) asferinis lęšis; 4) difrakcinė atspindžio gardelė; 5) pjezo elementas; 6) veidrodis spindulio kryptiai koreguoti

Matavimams buvo pasirinkti superliuminescenciniai šviesos diodai (SŠD), kurių stiprinimo spektro centriniai bangos ilgiai yra 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm. 2025 nm SŠD rezonatoriaus ilgis 2 mm, kitų dviejų – 1 mm. Visų sistemų išorinio rezonatoriaus ilgis – 15 mm. Visų trijų SŠD optinės galios priklausomybės nuo maitinimo srovės bei stiprinimo spektrai pavaizduoti 4.2 paveiksle.



4.2 pav. a) trijų SŠD su lenktu bangolaidžiu galių priklausomybės nuo maitinimo srovės; b) trijų SŠD su lenktu bangolaidžiu stiprinimo spektrai

Kaip matyti 4.2b paveiksle, visi stiprinimo spektrai apima bent 100 nm intervalą. Kuo didesnis centrinis bangos ilgis, tuo platesnis stiprinimo spektras, tuo pačiu bus didesnis bangos ilgio derinimo ruožas SŠD panaudojus Littrow konfigūracijoje.

Panaudojus asferinį lęšį sukolimuojamas SŠD spindulys ir nukreipiamas į difrakcinę gardelę. Kiekvienam SŠD difrakcinė gardelė parinkta tokia, kad didžioji dalis galios tektų nulinės eilės difrakciniam spinduliui, vadinasi atgal į SŠD grįžtanti galios dalis yra maža, tačiau jos visiškai pakanka sukurti grįžtamąjį ryšį ir pačiame SŠD sukelti priverstinius šuolius ir priverstinę emisiją.

Mechaninis bangos ilgio derinimas gali būti vykdomas dviem etapais. Iš pradžių gardelė sukama varžtu tol, kol pasiekiamas norimas bangos ilgis. Tada pjezo elementu atliekamas tikslus bangos ilgio derinimas. Eksperimento metu dėmesys sutelkiamas į tai, kaip spinduliuojamas bangos ilgis priklauso nuo maitinimo srovės, SŠD temperatūros ir pjezo elemento įtampos, atlikus grubų derinimą varžtu. Tiksliai suderinus visą sistemą, panaudojus šiuos tris mechanizmus galima keisti bangos ilgį per visą SŠD stiprinimo spektrą išvengiant modų šuolių. Galiausiai, sulygiavus Littrow konfigūraciją ir pasiekus norimą grįžtamąjį ryšį, šviesos spindulys su veidrodėliu (4.1 pav. nr. 6) nukreipiamas norima kryptimi. SŠD ir lęšis yra užklijuojami ant tam tikro padėklo, kuris yra atsparus šiluminiam plėtimuisi ir mechaniniam linkimui, kad keičiant temperatūrą ar tvirtinant padėklą priklijuoti komponentai nepasislinktų vienas kito atžvilgiu ir sistema neišsiderintų.

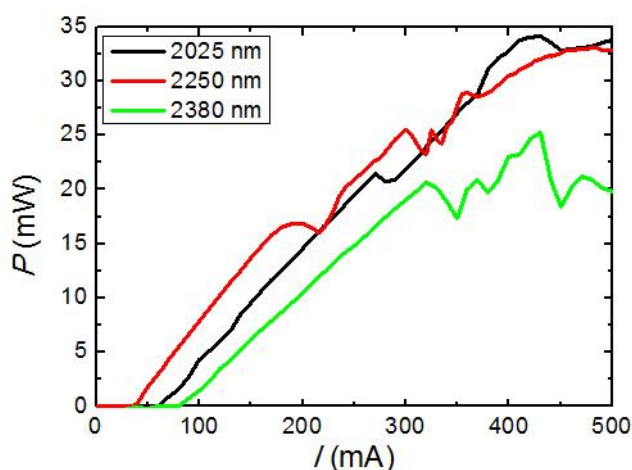
4.2 Matavimo priemonės

Sukonstruotos ECDL sistemos matavimai yra atliekami panaudojant specialų matavimo stendą. SŠD yra kaupinamas panaudojant precizinį nuolatinį srovės šaltinį „ILX Lightwave LDX-3232“, kurio maksimali srovė siekia 4000 mA. LIV charakteristikos yra matuojamos panaudojant šiluminį „Ophir 3A“ galios sensorių. Spektrui išmatuoti yra naudojamas auksu dengti veidrodžiai šviesos nukreipimui ir „Thermo Fischer Scientific Nicolet 8700“ FTIR spektrometras. Šis spektrometras naudoja du, skirtingų rūšių gyvsidabrio kadmio telūrido detektorius (angl. „mercury cadmium telluride“ – MTC), veikiančius skysto azoto temperatūroje (77 K).

5. Matavimų rezultatai

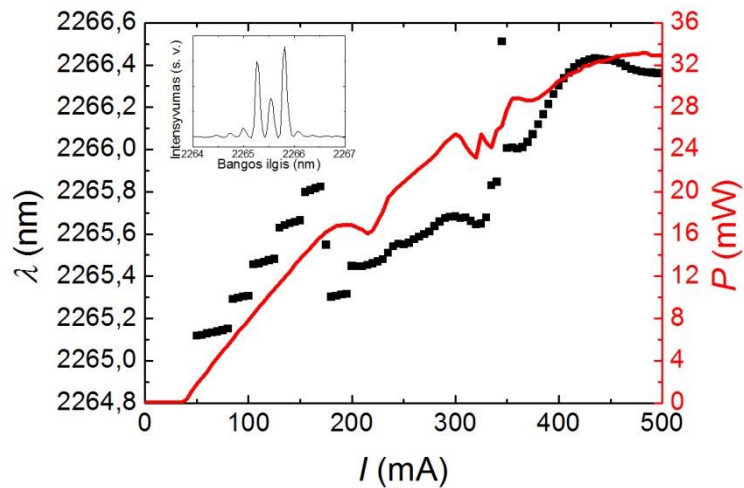
Optinė galia

Pirmasis matuojamas lazerio su išoriniu rezonatoriumi (angl. External Cavity Diode Laser – ECDL) sistemos parametras yra jos spinduliuojama optinė galia. Visų trijų lazerių optinės galios priklausomybės nuo maitinimo srovės pateiktos 5.1 paveiksle. Pamatavus optinės galios priklausomybę nuo maitinimo srovės, nustatoma slenkstinė lazerinės generacijos srovė ir ribos, kuriose bus matuojami spinduliuojami spektrai.



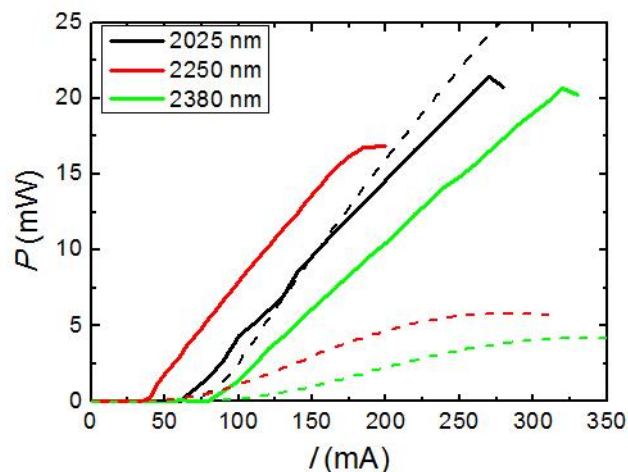
5.1 pav. ECDL sistemos spinduliuojamos optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės visiems trims panaudotiems SŠD. Charakteristikos pamatuotos ties maždaug SŠD stiprinimo spektrų centriniiais bangos ilgiais

Maksimalios pasiektos galios 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgio ECDL sistemoms atitinkamai yra 34,2 mW, 33,1 mW ir 25,24 mW. Tačiau 5.1 paveiksle matyti, kad šios charakteristikos yra nestabilios. Iki tam tikros maitinimo srovės vertės optinės galios priklausomybės yra tiesinės. Po to seka galios sumažėjimas ir tuo pačiu lazerio veikimas tampa nestabilus, bangos ilgio pokytis tampa ne toks, koks turėtų būti. Pavyzdys matomas 5.2 paveiksle. Kol optinė galia nuo srovės priklauso tiesiškai, vyksta tvarkingas bangos ilgio didėjimas su bangos ilgio šuoliais atitinkančiais tarpmodinius (išorinio rezonatoriaus) atstumus. Įvykus galios kreivės linkiui, buvo pastebėta, kad lazerio veikimas tampa nestabilus. Prasideda modų šuoliai arba dvimodė veika, spektrai tampa triukšmingi. Dėl šių priežasčių visi spektrai, kurių priklausomybių analizė bus atliekama toliau, buvo matuoti maitinimo srovių intervale, kuriame galios kreivė yra tiesinė.



5.2 pav. 2250 nm lazerio optinės galios ir bangos ilgio priklausomybės nuo srovės. Viduje: lazerio spektras ties srove, kur yra galios kreivės linkis

Kadangi analizė vykdoma iki linkio taško, vadinasi maksimalią galią taip pat vertiname iki linkio taško. Šiuo atveju optinės galios priklausomybės pavaizduotos 5.3 paveiksle.

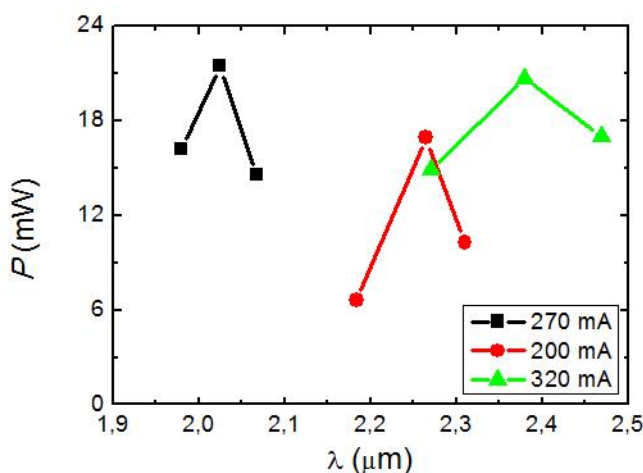


5.3 pav. ECDL sistemos spinduliuojamos optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės visiems trims panaudotiems SŠD. Iškarpa iš 5.1 pav. Punktyrinėmis linijomis pavaizduotos pavienių SŠD optinės galios priklausomybės nuo maitinimo srovės

Maksimalios galios siekia 21,46 mW, 16,9 mW ir 20,65 mW atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgių ECDL sistemoms. Kaip matyti 5.3 paveiksle, 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų maksimalios galios yra 3-4 kartus didesnės nei pavienių SŠD. Tai būtų galima paaiškinti tuo, kad pačiame SŠD pagrindinis optinę galią ribojantis mechanizmas yra Ožė rekombinacija. Superluminescenciniuose šviesos dioduose (SŠD) lazerinės generacijos slenkstis ir kvazi-Fermi lygmenų fiksacija neįvyksta, todėl bipolinė (spindulinė) rekombinacija, kuri yra proporcinga

injektuotų krūvininkų kvadratui, esant dideliame injektuotų krūvininkų lygiui yra nukonkuruojama trijų krūvininkų nespindulinės Ožė rekombinacijos, kuri yra proporcinga injektuotų krūvininkų kubui. Ši prielaida yra patvirtinama SŠD panaudojus su išoriniu rezonatoriumi Littrow konfigūracijoje, kurioje SŠD pradeda generuoti lazerinę spinduliuotę. Lazerinės generacijos slenksčio metu Ožė rekombinacijos sparta irgi yra fiksuojama dėl krūvininkų tankio fiksacijos ir bipolinė rekombinacija ima dominuoti, o papildomi atsiradę krūvininkai daugiausiai prisideda prie lazerinės generacijos modų, tokiu būdu leiddami peržengti atskiro SŠD maksimalią galią keliskart [4].

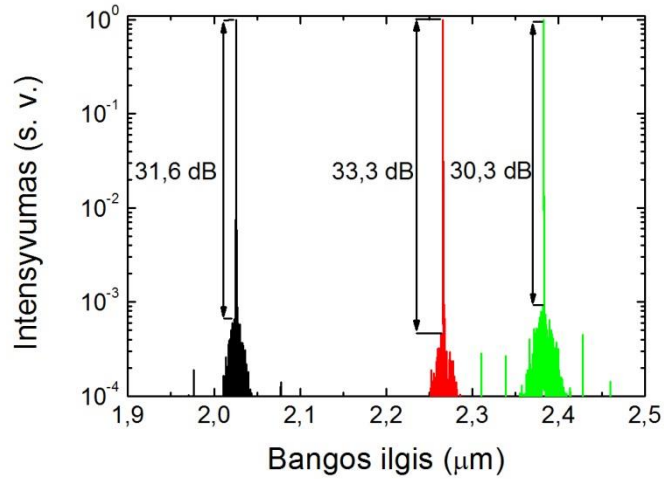
5.4 paveiksle pavaizduotos optinės galios ties SŠD stiprinimo spektro centru ir kraštais, ties vienoda maitinimo srove. Maitinimo srovė kiekvieno SŠD atveju buvo lygi maitinimo srovei ties linkio tašku, kai bangos ilgis buvo ties SŠD stiprinimo spektro centru (žr. 5.3 pav.). Kaip matyti 5.4 paveiksle, visų trijų ECDL sistemų optinė galia viršija 6 mW per visą derinimo ruožą. Tai parodo, kad šių bangų ilgio ruožų ECDL sistemos yra puikios kandidatės CO₂, CO, NH₄ ir CH₄ dujų jutiklių pritaikymuose.



5.4 pav. Trijų SŠD galių priklausomybė ties SŠD stiprinimo spektrų kraštais ir centru bei ties vienodomis maitinimo srovėmis

Lazerinės emisijos spektras

Visos ECDL sistemos spinduliavo nuolatinės veikos (angl. Continuous Wave – CW) režime ir spinduliavo vienmodį lazerinį spektrą bei pademonstravo daugiau nei 30 dB šoninių modų slopinimą (5.5 pav). Šoninių modų slopinimo santykis (angl Side-Mode-Suppression-Ratio – SMSR) yra dydis, nusakantis santykį tarp pagrindinės modos intensyvumo ir sekančios intensyviausios modos intensyvumo.

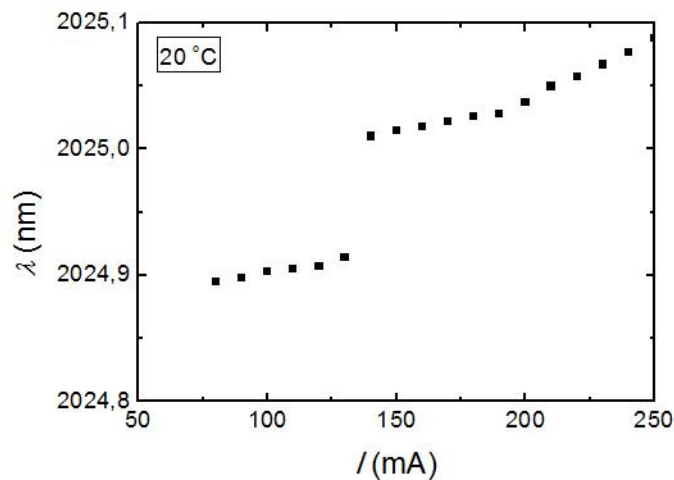


5.5 pav. ECDL sistemų emisijos spektrai kambario temperatūroje

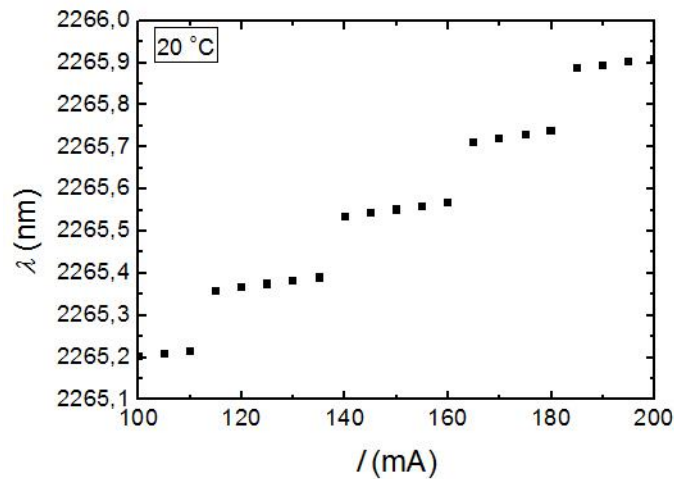
Bangos ilgio derinimas

Bangos ilgis gali būti derinamas keliais būdais: sukant gardelę, keičiant maitinimo srovę, keičiant lazerio temperatūrą. Visi trys būdai toliau bus analizuojami. Prieš atliekant analitinius matavimus bangos ilgis grubiai suderinamas sukant difrakcinę gardelę varžtu, esančiu už jos. Tokiu būdu galima derinti bangos ilgį per visą SŠD stiprinimo spektrą, kuris, kaip matyti iš 4.2b paveikslo, gali siekti nuo ~ 100 nm (2025 nm ECDL) iki ~190 nm (2380 nm ECDL). Dujų jutiklių ir atominės fizikos pritaikymuose yra pageidautinas bangos ilgio derinimas siaurame ruože, todėl į jį ir bus kreipiamas dėmesys.

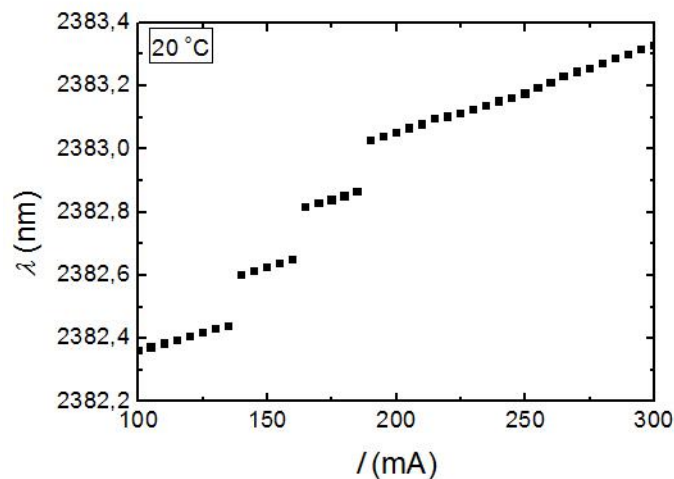
Spinduliuojamo bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės visose trijose lazerinėse sistemose pavaizduota 5.6 – 5.8 paveiksluose.



5.6 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2025 nm ECDL sistemoje



5.7 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2250 nm ECDL sistemoje

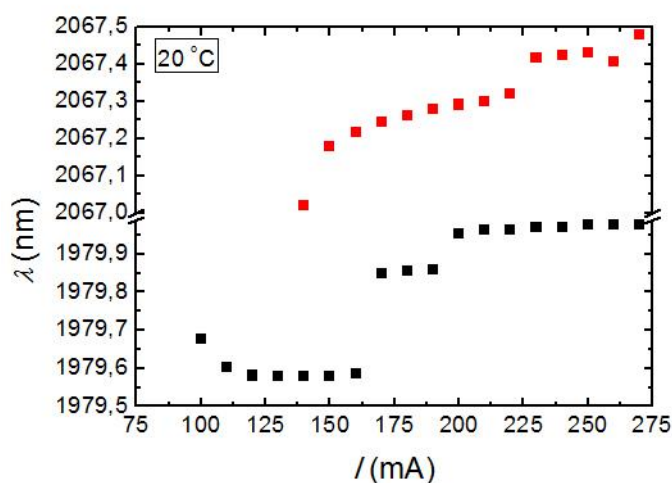


5.8 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2380 nm ECDL sistemoje

Kaip matyti iš 5.6 – 5.8 paveikslų bangos ilgio derinimas juose vyksta 0,01 nm tikslumu. Deja, neišvengiami modų šuoliai. Šie modų šuoliai atsiranda dėl to, kad didinant SŠD maitinimo srovę, kaip ir kiekviename lazeriniame diode bangos ilgis slenkasi į raudonąją pusę. Spektro gaubtinė, lemianti spinduliuojamą bangos ilgį, leidžia dominuoti tik vienai modai, tačiau keičiant maitinimo srovę ji niekur nesislenka. Galiausiai, po tam tikro srovės pokyčio SŠD spektras pasislenka tiek, kad pradeda stiprinti kita moda, turinti didesnę bangos ilgį. Norint išvengti modų šuolių, tuo pačiu reikia keisti išorinio rezonatoriaus parametrus [10].

2025 nm lazeryje tarpmodinis atstumas yra ~ 0,1 nm, o kituose lazeryuose ~ 0,15 nm. Mažesnę tarpmodinį atstumą 2025 nm lazeryje lemia ilgesnis SŠD. Bangos ilgis pasikeičia per 0,19 nm 170 mA intervale 2025 nm lazeryje; per 0,7 nm 100 mA intervale 2250 nm lazeryje ir per 0,97 nm 200 mA intervale 2380 nm lazeryje.

Kitokia situacija yra ties SŠD stiprinimo spektro kraštiniais bangų ilgiais. Lazerių veikimas kraštuose skiriasi nuo veikimo ties centriniu bangos ilgiu. Vienas to pavyzdžių yra pateiktas 5.9 paveiksle.

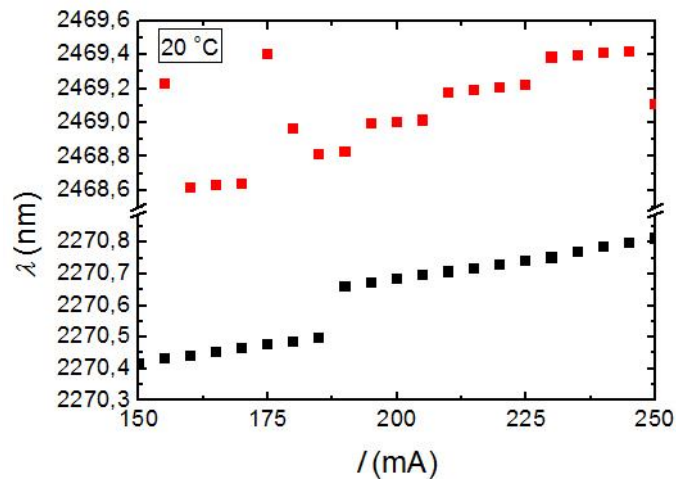


5.9 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2025 nm lazeryje ties SŠD stiprinimo spektro kraštais. Skirtingos spalvos nurodo skirtingą kraštą stiprinimo spektre

Ties stiprinimo spektro kraštais slenkstinė srovė padidėja, taip pat pasikeičia tiesinės dalies intervalas. Kaip matyti 5.9 paveiksle, ties kraštais bangos ilgis keičiasi ne taip, kaip jis kinta ties stiprinimo spektro viduriu (žr. 5.6 pav.). Ties stiprinimo kraštu veikia nestabili dėl gerokai padidinto jautrumo parazitiniams atspindžiams, vibracijoms, temperatūros pokyčiams.

Pastebėta, kad be įprasto bangos ilgio šuolio tarpmodinio atstumo dydžiu, matomas didesnis bangos ilgio pokytis ($\sim 0,26$ nm), kuris siejasi su pačiu SŠD. Šis nestabilumas gali pasireikšti ne tik bangos ilgio padidėjimu, bet ir sumažėjimu tokia pačia arba didesne verte. Panašus elgesys buvo pastebėtas ir kituose lazeryuose (5.10 pav.) Kadangi kitų dviejų lazerių SŠD buvo trumpesni, tai ir tarpmodiniai atstumai juose didesni, nei 2025 nm lazerio atveju. Šie šuoliai yra $\sim 0,5$ nm dydžio arba $\sim 0,8$ nm. Tokie atsirandantys nestabilumai parodo, kad ši naudojama sistema nėra optimali geram veikimui ir ateityje bus stengiamasi pašalinti trūkumus, lemiančius tokią veiką.

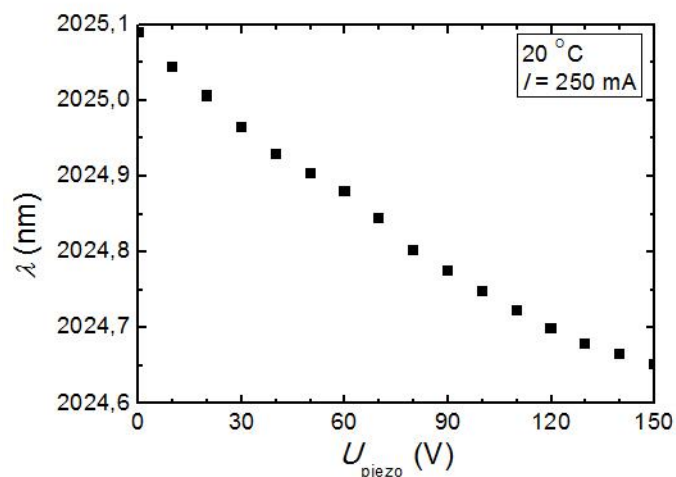
Neoptimizavus sistemos tokie nestabilumai gali įvykti ne tik kraštuose, bet ir centrinėje stiprinimo spektro dalyje. Taip yra todėl, kad keletas išorinio rezonatoriaus modų gali turėti panašų bendrą stiprinimą, todėl lazeris gali be vargo šokinėti tarp dviejų rezonatoriaus modų. Pakanka menkų pokyčių SŠD ar išoriniame rezonatoriuje, kad SŠD stiprinimo spektro profilio centrinis bangos ilgis persikeltų į gretimo piko vertę, taip sustiprindamas kitą išorinio rezonatoriaus modą. Tokie modų šuoliai stipriai riboja gerą ECDL veikimą, todėl jų reikia atsikratyti [23].



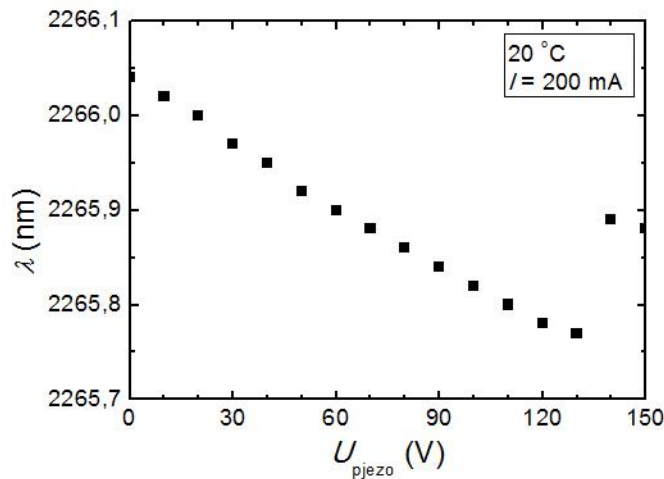
5.10 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2380 nm lazeryje ties SŠD stiprinimo spektro kraštais. Skirtingos spalvos nurodo skirtingą kraštą stiprinimo spektre

Kaip jau buvo minėta anksčiau, norint išvengti modų šuolių, reikia keisti išorinio rezonatoriaus parametrus. Šio eksperimento metu tai buvo atliekama panaudojus pjezo elementą, kuris suka gardelę apie tam tikrą sukimo tašką, kurio apskaičiavimas aprašytas 3.3 sk. Per pjezo elementą paleidus įtampą, dėl pjezoefekto pjezoelektrikas pradeda plėstis. Dėl mažo plėtimosi gardelė yra pasukama labai mažais kampais, todėl atsiranda galimybė labai tiksliai derinti sistemos bangos ilgį.

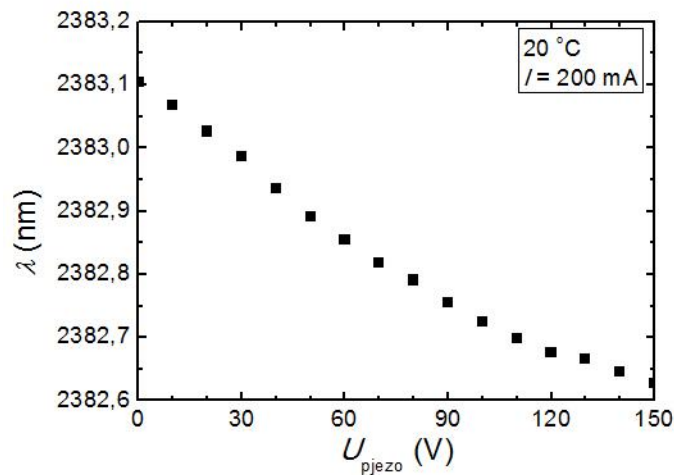
Bangos ilgio priklausomybės nuo pjezo elemento įtampos visose trijose sistemose pavaizduotos 5.11 – 5.13 paveiksluose.



5.11 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo pjezo elementu tekančios įtampos 2025 nm ECDL sistemoje, esant pastoviai maitinimo srovei



5.12 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo pjezo elementu tekančios įtampos 2250 nm ECDL sistemoje, esant pastoviai maitinimo srovei

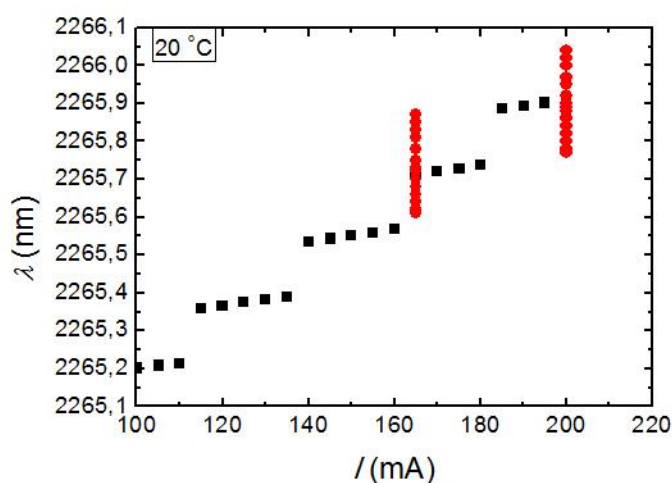


5.13 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo pjezo elementu tekančios įtampos 2380 nm ECDL sistemoje, esant pastoviai maitinimo srovei

Visose trijose ECDL sistemose pasireiškė skirtingas bangos ilgio pasikeitimas vienodame įtampų intervale. Nors pjezo elementai visais trimis atvejais buvo vienodi, tačiau skirtumą veikime lėmė faktas, kad visos detalės, ant kurių pritvirtinamos gardelės, yra skirtingos. Detalių skirtumą lėmė skirtinga sukimosi taško pozicija kiekvienos sistemos atveju. Tai reiškia, kad radiusas, kuriuo pjezo elementas veikia gardelę, yra nevienodas. Taip pat nebuvo galimybės nustatyti, kiek pjezo elementai išsiplėtė visame įtampos intervale, nes gamintojas pateikė pjezo elemento išsiplėtimą nesant apkrovos, todėl skirtingos detalės lėmė skirtingą gardelės pasukimo kampą. To rezultatas – nevienodas bangos ilgio derinimo diapazonas.

2025 nm ECDL sistemoje bangos ilgis pasikeitė $\sim 0,44$ nm per visą įtampos kitimo intervalą. 2250 nm ECDL sistemoje pasikeitė $\sim 0,27$ nm, o 2380 nm sistemoje – $\sim 0,48$ nm per visą pjezo elemento įtampos kitimo intervalą. 5.12 paveiksle matomas modų šuolis ties 140 V. Šis modų šuolis atsiranda dėl nestabilumo sistemoje, apie kurį jau buvo kalbėta anksčiau, kai bangos ilgiai gali šokinėti tarp dviejų verčių esant menkiems išorinio rezonatoriaus ar SŠD pokyčiams. Buvo pastebėta, kad toje pačioje 2250 nm sistemoje modų šuolis įvyko ties mažesne pjezo elemento įtampa, esant mažesnėms srovėms.

Kaip galima suprasti, pjezo elementu derinant bangos ilgį, jo pokytis yra pakankamai didelis, kad padengtų bangos ilgio tarpą, kuris atsiranda dėl modų šuolių (5.6 – 5.8 pav.). Kaip atrodo bangos ilgio tarpo užpildymas pavaizduota 5.14 paveiksle.

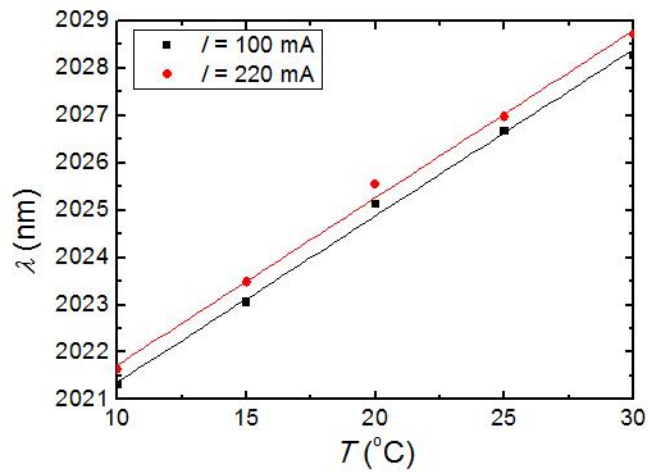


5.14 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės 2250 nm ECDL sistemoje su bangos ilgio tarpų užpildymu derinant bangos ilgį pjezo elementu

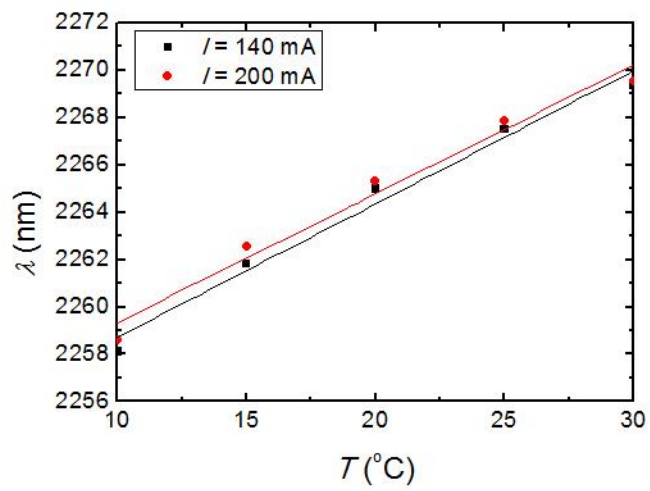
Trečia priemonė derinti dangos ilgį yra lazerio temperatūra. Bangos ilgio priklausomybės nuo temperatūros pavaizduotos 5.15 ir 5.16 paveiksluose. 2025 nm ECDL sistemoje buvo pasiektas $\sim 0,35$ nm/K bangos ilgio derinimas, o 2250 nm ECDL sistemoje buvo pasiektas $\sim 0,55$ nm/K bangos ilgio derinimas.

Lazerio temperatūros kontrolė reikalinga stabiliam lazerio veikimui palaikyti, nes menkos temperatūros fliuktuacijos lazeryje daro poveikį jo stabiliam veikimui. Taip pat nuo lazerio temperatūros priklauso lazerinės generacijos slenkstis ir maksimali optinė lazerio galia.

Panaudotas ECDL dizainas yra neoptimalus stabiliam veikimui ir ateityje bus siekiama jį pagerinti.



5.15 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo lazerio temperatūros 2025 nm ECDL sistemoje



5.16 pav. Bangos ilgio priklausomybė nuo lazerio temperatūros 2250 nm ECDL sistemoje

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Surinktos ir suderintos trys diodinio lazerio su išoriniu rezonatoriumi (ECDL) sistemos, kaip stiprinimo terpę panaudojant superluminescencinius šviesos diodus (SŠD).
2. 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų maksimali optinė galia (16,9 mW ir 20,65 mW) 3-4 kartus viršijo atskiro SŠD maksimalią optinę galią, dėl sumažinto jautrumo nespindulinei Ožė rekombinacijai.
3. Sistemų 0,65 nm, 0,97 nm ir 1,45 nm bangos ilgio derinimo diapazonai yra pakankami dujų jutiklių pritaikymui.
4. Visi trys ECDL veikė nuolatinės veikos režimu kambario temperatūroje, vienmodžiu režimu ir jų šoninių modų slopinimo santykis viršija > 30 dB.
5. Pasiękti $\sim 0,35$ nm/K ir $\sim 0,55$ nm/K bangos ilgio derinimai atitinkamai 2025 nm ir 2250 nm ECDL sistemose.

Literatūra

- [1] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, ir T. W. Hänsch, „A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics“, *Opt. Commun.*, t. 117, nr. 5–6, p. 541–549, birž. 1995.
- [2] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E. A. Cohen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, A. Fayt, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J.-M. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R. J. Le Roy, G. Li, D. A. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V Naumenko, A. V Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, A. Perrin, E. R. Polovtseva, C. Richard, M. A. H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, V. G. Tyuterev, ir G. Wagner, „The HITRAN2012 molecular spectroscopic database“, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, t. 130, p. 4–50, lapkr. 2013.
- [3] I. Šimonytė, E. Dvinelis, R. Songaila, A. Trinkūnas, ir M. Greibus, „High-power CW GaSb type-I gain chips as single-frequency sources for widely-tunable spectroscopy in the mid-infrared“.
- [4] K. Vizbaras, E. Dvinelis, M. Greibus, ir R. Songaila, „High power continuous-wave GaSb-based superluminescent diodes as gain chips for widely tunable laser spectroscopy in the 1.95 – 2.45 μm wavelength range“, t. 011103, p. 2–6, 2015.
- [5] D. Feezell, D. A. Buell, ir L. A. Coldren, „InP-based 1.3-1.6-μm VCSELs with selectively etched tunnel-junction apertures on a wavelength flexible platform“, *Photonics Technology Letters, IEEE*, t. 17, nr. 10. p. 2017–2019, 2005.
- [6] R. Diehl, *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [7] J. Buus, M.-C. Amann, ir D. J. Blumenthal, *Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources*, 2nd, Secon. 2005.
- [8] P. W. Epperlein, *Semiconductor Laser Engineering, Reliability and Diagnostics: A Practical Approach to High Power and Single Mode Devices*. John Wiley & Sons, 2013.
- [9] S. Pralgauskaitė, *Optoelektronikos įtaisai telekomunikacijų sistemose (mokymosi priemonė)*. 2010.
- [10] C. Ye, „Tunable External Cavity Diode Lasers“. p. 262, 2004.
- [11] „https://en.wikipedia.org/wiki/Diffraction_efficiency Tikrinta 2016-01-19“.
- [12] „<https://www.thorlabs.com/tutorials.cfm?tabID=0ca9a8bd-2332-48f8-b01a-7f8bf0c03d4e> Tikrinta 2016-01-19“.
- [13] „<https://www.thorlabs.com/tutorials.cfm?tabID=f7dfa931-5afa-441b-8176-292d8735b143> tikrinta 2016-01-19“.
- [14] K. S. Mobarhan, „Test and Characterization of Laser Diodes: Determination of Principal Parameters“, *Newport Appl. Note*.
- [15] A. Bachman, „Antimonide Based Vertical cavity surface emitting lasers. Ph.D dissertation“, Walter Schottky Institut, Munich, 2010.
- [16] M. B. Wootten, J. Tan, Y. J. Chien, J. T. Olesberg, ir J. P. Prineas, „Broadband 2.4 μm superluminescent GaInAsSb/AlGaAsSb quantum well diodes for optical sensing of biomolecules“, *Semicond. Sci. Technol.*, t. 29, nr. 11, p. 115014, 2014.
- [17] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, ir L. W. Stulz, „Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode“, *Quantum Electronics, IEEE Journal of*,

- t. 19, nr. 4. p. 493–495, 1983.
- [18] W. Hong ir O. J. Painter, „Design and Characterization of a Littrow Configuration External Cavity Diode Laser“, p. 1–9, 2004.
 - [19] T. Documentation, „Principles of Mode-Hop Free Wavelength Tuning Grating Laser“.
 - [20] F. Traptilisa, „Characterization and Development of an Extended Cavity Tunable Laser Diode“, 2014.
 - [21] G. Bauer ir W. Richter, *Optical characterization of epitaxial semiconductor layers*. 1996.
 - [22] „https://en.wikipedia.org/wiki/Fourier_transform_infrared_spectroscopy Tikrinta 2016-01-17“ .
 - [23] S. D. Saliba, M. Junker, L. D. Turner, ir R. E. Scholten, „Mode stability of external cavity diode lasers“, 2009.
 - [24] L. Andrulionis, „*Didelės galios GaInAs/AlGaAs/GaAs lazerinių diodų statinių charakteristikų tyrimas*“, Mokslo tiriamasis darbas, Vilniaus universitetas, 2015

Santrauka

Pagrindinis šio darbo tikslas yra surinkti ir suderinti tris ECDL sistemas, panaudojant 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgių GaSb superliuminescencinius šviesos diodus, ir išmatuoti joms būdingas charakteristikas. Lazerio su išoriniu rezonatoriumi (angl. External Cavity Diode Laser – ECDL) sistema gali būti plačiai pritaikoma įvairiuose spektroskopiniuose matavimuose, dujų bei skysčių jutikliuose, telekomunikacijose, atstumo nustatymo sistemose dėl savo plataus bangos ilgio derinimo ruožo, siauro spektrinio pločio. ECDL sistema buvo sukonstruota panaudojant Littrow konfigūraciją. Išmatuotų ECDL išėjimo optinės galios siekė iki 21,46 mW, 16,9 mW ir 20,65 mW atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgių sistemoms. Buvo pastebėta, kad maksimali ECDL galia 2250 nm ir 2380 nm lazeriuose viršijo atskirų SŠD galias keliskart. Taip nutinka dėl vyraujančios Ožė rekombinacijos atskirame SŠD. Lazerinės sistemos veikė nuolatinės veikos režime ir jų pademonstruotas šoninių modų slopinimo santykis viršijo 30 dB. Spektriniai matavimai atskleidė bangos ilgio derinimo galimybes. Buvo pasiektas 0,19 nm 170 mA intervale 2025 nm lazeryje, per 0,7 nm 100 mA intervale 2250 nm lazeryje ir per 0,97 nm 200 mA intervale 2380 nm lazeryje derinimas maitinimo srove per visą veikimo ruožą. Atliekant bangos ilgio derinimą pjezo elementu 2025 nm ECDL sistemoje bangos ilgis pasikeitė ~ 0,44 nm per visą įtampos kitimo intervalą. 2250 nm ECDL sistemoje pasikeitė ~ 0,27 nm, o 2380 nm sistemoje – ~ 0,48 nm per visą pjezo elemento įtampos kitimo intervalą. Temperatūrinio derinimo metu 2025 nm ECDL sistemoje buvo pasiektas ~ 0,35 nm/K bangos ilgio derinimas, o 2250 nm ECDL sistemoje buvo pasiektas ~ 0,55 nm/K bangos ilgio derinimas.

Summary

GaSb Tunable Diode Laser Based on External Cavity Configuration

The main objective of this research is to construct three external cavity diode laser (ECDL) systems using 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm superluminescent diode lasers (SLD) as a gain medium and measure main characteristics. ECDL can be widely used in various spectroscopic applications, gas and liquid sensing, telecommunications, light detection and ranging systems due to its wide tuning range and narrow linewidth. Littrow configuration was used to build ECDL system. Measured maximum output powers reached values up to 21.46 mW, 16.9 mW and 20.65 mW for 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm ECDLs, respectively. 2250 nm and 2380 nm ECDLs exceeded maximum power of a standalone SLDs multiple times. This happens because Auger recombination dominates in a standalone SLD. ECDL demonstrated continuous wave (CW) regime and side-mode suppression ratio of more than 30 dB. Spectral measurements revealed tuning opportunities. Spectral tuning of ~ 0.44 nm, ~ 0.27 nm and ~ 0.48 nm was achieved in specific interval of injection current in 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm, respectively. Fine wavelength tuning of ~ 0.44 nm, ~ 0.27 nm, ~ 0.48 nm using PZT was achieved for 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm, respectively. Thermal tuning of ~ 0.35 nm/K and ~ 0.55 nm/K was achieved for 2025 nm and 2250 nm ECDLs, respectively.