

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Radiofizikos katedra

Tomas Dambrauskas

InGaAsP/InP lazerinių diodų triukšmų tyrimas

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – FIZIKINĖS TECHNOLOGIJOS IR JŲ VADYBA)

Darbo vadovas

prof. Jonas Matukas

Studentas

Tomas Dambrauskas

Recenzentas

dokt. Justinas Zdanevičius

Katedros vedėjas

prof. Jūras Banys

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas.....	3
1. Puslaidininkinis lazeris	4
1.1. Fabri – Pero modelis	4
1.2. Stiprinimas ir nuostoliai	5
2. InP dariniai	6
2.1. n – tipo ir p – tipo InP padėklai.....	7
2.2 Pusiau izolijuojantis InP.....	7
3. Lazerių triukšmai	7
3.1. Kvantinis triukšmas.....	8
3.2. Šiluminis triukšmas	10
3.3. $1/f$ triukšmas.....	11
3.4 Modų galios persiskirstymo ir modų šuolių triukšmai	12
4. Matavimų aparatūra ir metodai	14
4.1 Elektrinio ir optinio triukšmo matavimo metodika.....	15
5. Bandiniai	16
6. Tyrimo rezultatai	17
6.1. Lazerio spinduliuotės spektrai	17
6.2 Lazerių elektrinės ir optinės charakteristikos.....	21
6.3 Lazerinių diodų elektriniai ir optiniai triukšmai	24
6.4 Lazerių elektrinių ir optinių triukšmų koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės.....	33
7. Išvados	37
8. Literatūros sąrašas.....	38

Įvadas

Lazeris dar prieš kelis dešimtmečius atrodė įspūdingas ir turėjo nesuvokiamą bei mistinę prasmę. Šiuo metu tai yra eilinis įrenginys mūsų kasdieniniame gyvenime ir mes jį naudojame kiekviename žingsnyje – parduotuvių brūkšnių kodų skaitytuvai, CD-DVD grotuvai, lazeriniai spausdintuvai ir dar daugelis kitų. Pritaikymas kitose gyvenimo srityse aprėpia medicinos, pramonės, karo, mokslo, statybos sritis. Visoms šioms sritims svarbu, kad lazerių našumas sparčiai didėtų ir jų kaina būtų kuo prieinamesnė.

Dar prieš 100 metų Albertas Einšteinas perrašė Makso Planko spinduliavimo dėsnį, pasinaudodamas sugerties, spontaniško ir priverstinio spinduliavimo koeficientų sąvokomis. Tai buvo pirmoji užuomazga į lazerio veikimo principą. Antrasis didžiulis žingsnis buvo žengtas 1960 m. - pirmasis Rubino lazeris sukurtas Teodoro Maimano (Theodor Maiman). Nuo šių metų prasidėjo lazerių era ir kasmet buvo atliekami svarbūs atradimai bei kuriamos naujos technologijos. 1962 m. N. Holonyakas (Nick Holonyak) sukūrė pirmąjį puslaidininkinį lazerį, kuris spinduliavo matomojo spektro šviesą [1, 2].

Siekama, kad lazerių, kaip ir visų puslaidininkinių prietaisų, kokybė būtų kuo aukštesnė. Vienas iš būdų nustatyti įrenginio kokybę yra triukšmų arba fliktuacijų analizė. Fliktuacijos – tai atsitiktiniai mikroskopiniai dydžių nuokrypiai nuo jų vidutinės vertės. Pats triukšmas - tai daug informacijos turintis signalas. Kuo triukšmai didesni arba yra tam tikrų anomalijų – tuo bandinys gali turėti daugiau defektų.

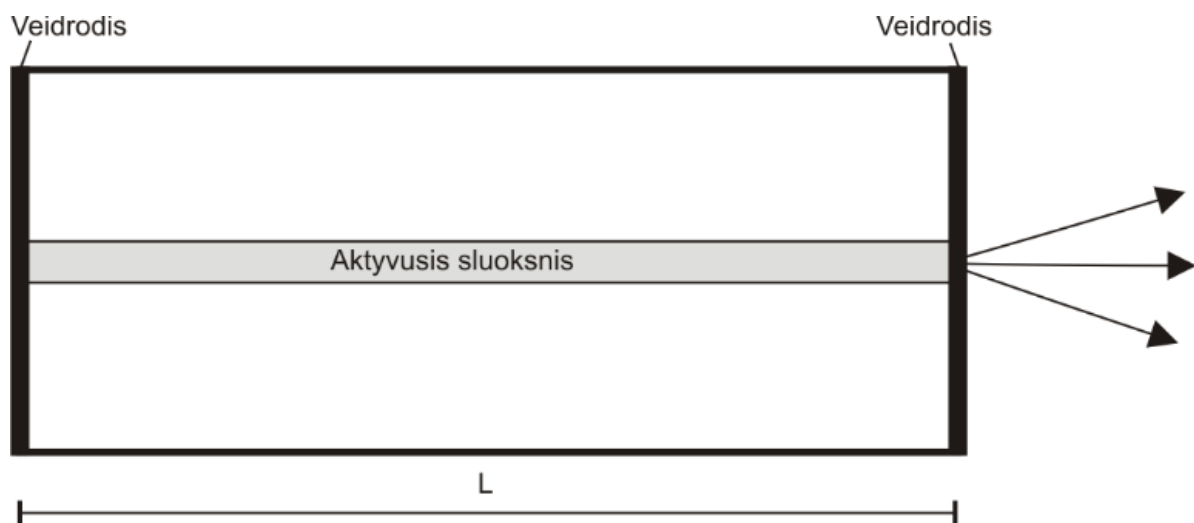
Šio darbo tikslas yra ištirti vienmodžio ir daugiamodžių lazerių voltamperines charakteristikas, jų spinduliuotės išėigas, analizuoti lazerių elektrinius ir optinius triukšmus bei abipusės koreliacijos koeficientą. Šis darbas yra kursinio darbo tęsinys, naudojama ta pati triukšmų tyrimo metodika, bet yra praplečiamos tyrimų apimtys – tiriama nauji lazeriai.

1. Puslaidininkinis lazeris

Vienas iš būdų perduoti informaciją optiniu būdu yra puslaidininkiniai lazeriai. Dėl savo mažo dydžio, galimybės parinkti norimą bangos ilgį bei didelio patikimumo šie lazeriai užkariavo informacijos perdavimo rinką. Su III – V grupės elementų junginiais galima pasiekti aukštesnį vidinį kvantinį našumą (krūvininkų rekombinacija aktyviojoje srityje išspinduliuojant fotoną) nei netiesioginio žadinimo lazeriais. Taipogi puslaidininkinis lazeris gali būti auginamas viename kristale su kitais, reikalingais optoelektronikos sistemos grandinei, elementais [3].

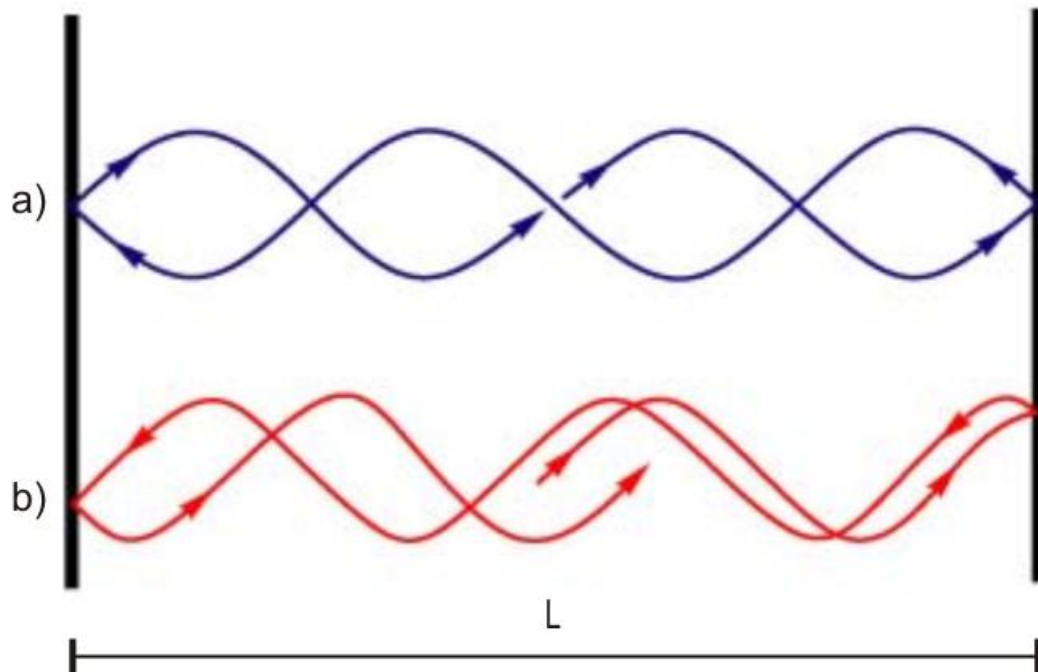
1.1. Fabri – Pero modelis

Puslaidininkinis lazeris yra tipinis pn sandūros darinys. Esminis skirtumas tarp šviesos diodų ir puslaidininkinių lazerių yra tas, kad pastarieji spinduliuoja koherentinę šviesą, kurią kuria priverstinis spinduliavimas, o šviesos dioduose šviesa yra skleidžiama dėl savaiminio relaksacinio spinduliavimo [4]. Koherentinė šviesa išgaunama Fabri – Pero rezonatoriuje. Aktyviojoje srityje, kurioje vyksta krūvininkų rekombinacija, iš abiejų pusių yra veidrodžiai. Šie veidrodžiai turi labai aukštą atspindžio koeficientą (virš 99 %) ir, įvykus rekombinacijai, fotonas, atsispindėdamas nuo veidrodžių, sukelia priverstinį kitų krūvininkų spinduliavimą (1 pav.). Tai vadinama teigiamu grįžtamoju ryšiu. Vienas iš veidrodžių turi šiek tiek mažesnę atspindžio koeficientą ir pro tą pusę yra išspinduliuojamas jau sustiprintas, koherentinės šviesos pluoštas [5].



1 pav. Supaprastinta Fabri – Pero lazerio konstrukcija.

Rezonatoriaus ilgis žymimas L raide (1 pav.). Šį kelią įveikia fotonas nuo vieno veidrodžio iki kito. Ši L ilgio atkarpa sudaro rezonatorių (2 pav.).



2 pav. Galima (a) ir negalima (b) modos Fabri – Pero rezonatoriuje.

Pirmiausia atkreipkime dėmesį į 2 pav. b) dalį. Į fotoną žiūrėkime kaip į elektromagnetinę bangą – rezonatoriuje tam tikro bangos ilgio fotonai negalės būti stiprinami, nes po fazės pokyčio nesudaro stovinti banga. 2 pav. a) dalyje susidaro stovinti banga, kurią Fabri- Pero rezonatorius stiprina. Tokių stovinčių bangų gali būti daug ir jos yra aprašomos formule:

$$m = \frac{2L}{\lambda}; \quad (1.1)$$

Šioje formulėje L yra rezonatoriaus ilgis, λ – stovinčios bangos ilgis, o m turi būti sveikas skaičius. Kaip matome, gali būti begalinis stovinčių bangų skaičius [6, 7].

1.2. Stiprinimas ir nuostoliai

Įsivaizduokime, kad osciliatoriaus sistema stiprina signalą ir turi grįžtamąjį ryšį. Kiekvieną kartą signalui grįžus į pradinę padėtį jis būna vis stipresnis. Toks stiprinimas vyksta tol, kol stiprinimas viršija vidinius nuostolius ir tada prasideda osciliacijos.

Lygiai taip pat viskas vyksta optinėje sistemoje. Iš pradžių vyksta spontaninė emisija. Išspinduliuoti fotonai patenka į rezonatorių, kur dėl priverstinės emisijos jų srautas yra sustiprinamas, o dėl veidrodžių turime grįžtamąjį ryšį. Pagrindinis tikslas yra toks, kad stiprinimas viršytų nuostolius. Nepamirškime, kad ne visi spontaninės emisijos metu atsiradę fotonai gali kurti lazerio spinduliuotę, nes jų bangos ilgis turi atitikti stovinčiąją bangą [8, 9].

Nuostoliai susidaro dėl kelių priežasčių: rezonatoriuje šviesa yra sugeriama apvaskaliniuose bei aktyviajame sluoksniuose, o veidrodžiai neatspindi šviesos 100%. Rezonatoriaus ilgis – L , veidrodžių atspindžio koeficientai R_1 ir R_2 . Vidinius nuostolius aprašome koeficientu α_i . Iš kitos pusės – tuo pačiu metu vyksta stiprinimas ir jis žymimas koeficientu g . Praėjus vienam periodui rezonatoriuje šviesos galia sumažėja $R_1 R_2 e^{-2\alpha_i L}$ kartų, o padidėja e^{2gL} kartų. Lazerinės generacijos sąlyga yra patenkinama kai stiprinimas viršija nuostolius [4]:

$$R_1 R_2 e^{2L(g-\alpha_i)} > 1. \quad (1.2)$$

2. InP dariniai

InP priklauso puslaidininkinių lydiniams iš III – V grupės elementų, iš kurių dažniausiai naudojamas yra GaAs dėl savo plataus pritaikymo tiek elektronikos, tiek optoelektronikos srityse. InP iš pradžių buvo daugiausiai naudojamas epitaksiniu būdu auginant $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ir $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ lydinis. Šios trijų ir keturių elementų lydinių struktūros yra puikiai tinkamos siekiant aptikti bei emituoti infraraudonosios srities šviesai. InP kristalų gardelės parametrai leidžia gauti minimalias šviesos skaidulų (esant $1.3 \mu\text{m}$ ir $1.55 \mu\text{m}$ bangos ilgiams) silpimo bei dispersijos charakteristikas [10, 11, 12].

Greito veikimo elektronikos prietaisai yra neatsiejami nuo šviesolaidinės optikos ir mobiliųjų komunikacijų. III – V grupių junginiai, tokie kaip GaAs ir InP, dėl didesnio elektronų judrio pasižymi daug spartesniu veikimu aukštuose dažniuose nei Si. Galimybė nusodinti daugialypius plonus įvairių sudėčių sluoksnius suteikia galimybę keisti medžiagos savybes prietaise. Įvairiatarpės sandūros, suformuotos tarp epitaksinių sluoksnių su skirtingomis energijos juostų struktūromis gali būti kombinuojamos, siekiant sukurti energijos juostų postūmius, potencialo duobes ir gardelės deformacijas. Gali būti sukuriamos ir kvantinės potencialo duobės, kuriose yra sulaikomi krūvininkai ir jų energija kvantuojama [10, 12].

2.1. n – tipo ir p – tipo InP padėklai

N – tipo žemo EPD (angl. *etch pit density*) padėklai išgaunami legiruojant S arba Sn. N – tipo InP padėklai sudaro didžiąją rinkos dalį InP padėklų, naudojamų infraraudonosios srities emiterių ir detektorių gamybai (pavyzdžiui, lazeriams arba PIN diodams). Zn yra vienintelė komerciškai prieinama legiruojamoji priemaiša. Zn koncentracija paprastai būna virš 10^{19} cm^{-3} dėl ko atsiranda gardelės grūdinimo efektas, mažinantis dislokacijų skaičių medžiagoje [13, 14].

2.2 Pusiau izoliuojantis InP

InP legiruojant Fe, junginys įgauna taip vadinamųjų pusiau izoliuojančių savybių. Fe nekuria gardelės grūdinimo efekto, turi žemą segregacijos koeficientą ir ribotą tirpumą. Mažiausia Fe koncentracija, kurios reikia, siekiant sukurti pusiau izoliuojančių savybių, priklauso nuo junginio grynumo. Paprastai nelegiruotuose InP junginiuose naudojama 10^{-16} cm^{-3} Fe koncentracija.

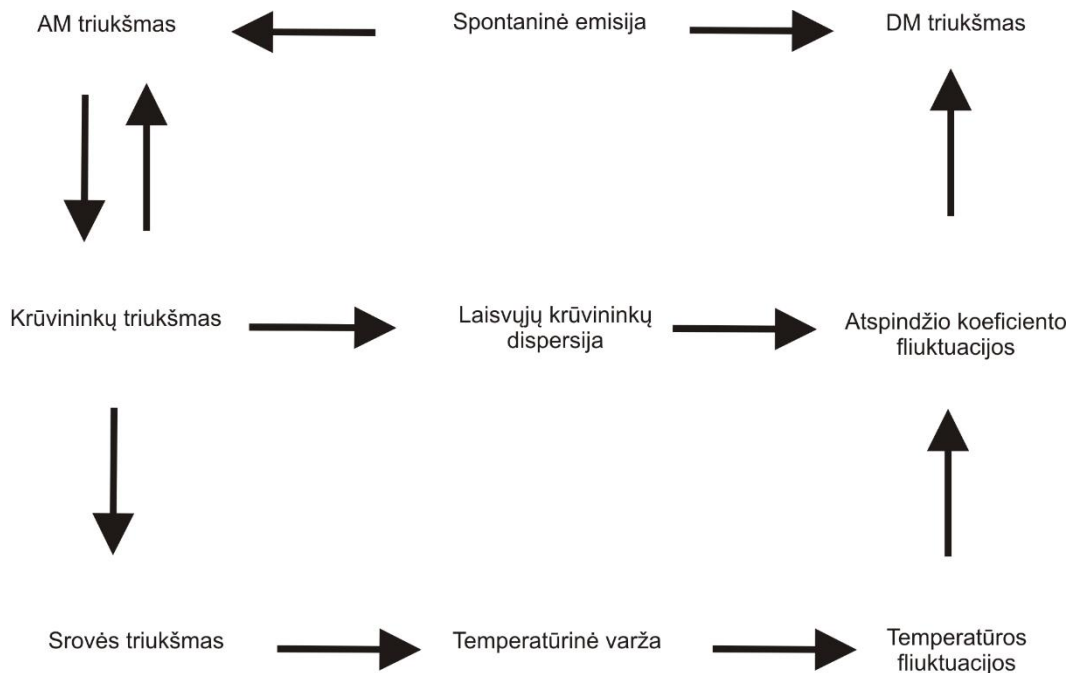
InP yra svarbi puslaidininkinė medžiaga, neatsiejama nuo šiuolaikinių greito veikimo ir aukšto efektyvumo prietaisų gamybos. Didėjant InP naudojimui elektros grandinėse ir prietaisuose, atsiranda 100 mm ir didesnio diametro plokštelių poreikis. Kadangi žaliavų kainos yra santykinai panašios, didžiausias dėmesys bus kreipiamas į kristalo auginimo procesų našumą. Belieka išsiaiškinti, kuris iš šiuo metu esamų auginimo metodų siūlo geriausią produktyvumo ir specifikacijų santykį vartotojų rinkai [11, 15].

3. Lazerių triukšmai

Lazerių triukšmas yra bendras įvairių fliktuacijų pavadinimas. Tai visuose lazeriuose sutinkamas reiškinys, kuris turi įtakos daugeliui taikymo sričių, tokių kaip fotonika, signalų perdavimas, atkuriant optinių diskų informaciją ir pan. Daugeliui inžinierių tai sukelia nemažai problemų, kadangi triukšmų beveik neįmanoma pašalinti arba sunku išsiaiškinti tikslią jų atsiradimo priežastį. Šiame darbe aptarsiu kelias pagrindines lazerinių diodų triukšmų rūšis: kvantinį, šiluminį, $1/f$, modų galios persiskirstymo, bei modų šuolio [4].

3.1. Kvantinis triukšmas

Moduliuotos amplitudės triukšmas (AM) ir moduliuto dažnio triukšmas (DM) yra kvantiniai triukšmai. Jie atsiranda dėl spontaninės emisijos laisvoje erdvėje su įvairiomis šviesos amplitudėmis, dažniais, fazės poslinkiais.



3 pav. Kvantinių triukšmų susidarymo schema.

3 pav. atvaizduoja kvantinių triukšmų susidarymo schemą. Be spontaninės emisijos DM triukšmas yra kuriamas ir dėl to pačio AM triukšmo. AM triukšmas kuria elektromagnetinės spinduliuotės amplitudės pokyčius. Tai moduluoja krūvininkų koncentraciją aktyviajame sluoksnyje ir yra kuriamos krūvininkų skaičiaus fliktuacijos. Dėl to, dėl laisvųjų krūvininkų plazmos dispersijos efekto, kinta ir atspindžio koeficientas, o dėl to ir DM triukšmas. Taipogi krūvininkų skaičiaus fliktuacijos kelia srovės triukšmą. Srovės fliktuacijos keičia atiduotą šilumą aktyviajame sluoksnyje. Dėl šių temperatūros fliktuacijų vėl kinta atspindžio koeficientas ir tai vėl keičia DM triukšmą. AM triukšmas taip pat kinta nuo krūvininkų triukšmo, kuris yra sukeliamas AM triukšmo [8].

Norint aprašyti AM triukšmą turime rasti sąryšį tarp amplitudės fliktuacijų $\delta(t)$ ir intensyvumo fliktuacijų. Šviesos išėja iš optinio rezonatoriaus per veidrodžius aprašoma taip:

$$\gamma = \frac{c}{n_r L} \ln \frac{1}{R} \quad (3.1)$$

šioje formulėje c šviesos greitis vakuume, n_r – medžiagos atspindžio koeficientas, L – rezonatoriaus ilgis ir R – atsispindėjusi galia nuo veidrodžių priimant sąlygą, kad abiejų veidrodžių atspindžio koeficientai yra lygūs.

Lazerio spinduliuotės elektrinis laukas žymimas E_n ; tada šviesos išėjimo galia P išreiškiama

$$P = \varepsilon E_n^2 V \gamma. \quad (3.2)$$

Naudojant vienmodį lazerį, galima parašyti E_n kaip funkciją nuo laiko:

$$E_n(t) = [A_0 + \delta(t)] e^{i[\omega_m t + \phi(t)]}, \quad (3.3)$$

kur A_0 vidutinė elektrinio lauko amplitudė, $\delta(t)$ – amplitudės nuokrypis nuo vidutinės elektrinio lauko amplitudės, $\phi(t)$ – momentinė fazė, o ω_m – lazerio spinduliuotės vidutinis kampinis dažnis.

Pasinaudojus (3.2) ir (3.3) formulėmis, vidutinė šviesos galia P_0 ir išėjimo galios fliktuacijos $\Delta P = P - P_0$ yra išreiškiamos taip:

$$P_0 = \varepsilon A_0^2 V \gamma, \quad \Delta P = 2\varepsilon A_0 \delta V \gamma. \quad (3.4)$$

Kadangi spektrinio tankio funkcija nuo amplitudės fliktuacijų $W_\delta(\Omega)$ išreiškiama formule

$$\begin{aligned} W_\delta(\Omega) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta(t + \tau) \delta(t) \rangle e^{-i\Omega\tau} d\tau \\ &= \frac{W}{4\pi\omega_m^2(\Omega^2 + \omega_1^2)}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

ir koeficientas W , kuris yra susietas su spontanine emisija užrašomas:

$$W = \frac{\hbar\omega_m^3 E_{cv}}{\varepsilon V}, \quad (3.6)$$

V – modos tūris, ε – dielektrinė konstanta, o E_{cv} – spontaninėje emisijoje sugeneruotų fotonų skaičius per laiko momentą. Pasinaudoję (3.1), (3.4), (3.5) ir (3.6) formulėmis galima išreikšti spektrinio tankio funkciją $W_{\Delta P}(\Omega)$, kuri priklauso nuo šviesos išėjimo galios fliktuacijų ΔP :

$$W_{\Delta P}(\Omega) = \frac{\hbar\omega_m c E_{cv} P_0 \ln(1/R)}{\pi(\Omega^2 + \omega_1^2) n_r L}. \quad (3.7)$$

Nagrinėjant DM triukšmą, reikia aprašyti α parametą. α parametras aprašomas kaip linijos išplitimo faktorius. Jis parodo spektro linijos išplitimą dėl injekuojamųjų krūvininkų tankio kitimo.

$$\alpha = \frac{\left(\frac{\partial n_r}{\partial n}\right)}{\left(\frac{\partial g}{\partial n}\right)}; \quad (3.8)$$

čia n_r – lūžio rodiklis, n – krūvininkų tankis ir g – šviesos stiprinimo koeficientas.

Spektrinio tankio $W_{\Delta\omega}(\Omega)$ funkcija nuo kampinio dažnio fliktuacijų $\Delta\omega(t)$ aprašoma taip:

$$\begin{aligned} W_{\Delta\omega}(\Omega) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \Delta\omega(t + \tau) \Delta\omega(t) \rangle e^{-i\Omega\tau} d\tau \\ &= \frac{W}{4\pi\omega_m^2 A_0^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 \omega_1^2}{\Omega^2 + \omega_1^2} \right). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Turint (3.1), (3.4), (3.6) ir (3.9) formules galime aprašyti dažnio fliktacijų spektrą (DM triukšmą) [4, 8]:

$$W_{\Delta\omega}(\Omega) = \frac{\hbar\omega_m c E_{cv} \ln(1/R)}{4\pi P_0 n_r L} \left(1 + \frac{\alpha^2 \omega_1^2}{\Omega^2 + \omega_1^2} \right). \quad (3.10)$$

3.2. Šiluminis triukšmas

Vienatarpiuose puslaidininkiuose triukšmai stebimi net netekant elektros srovei bandiniu. Taip atsitinka dėl krūvininkų Brauno judėjimo ir neidealios puslaidininkio struktūros. Šios fliktacijos pasireiškia visuose varžų turinčiuose elementuose. Ryšį tarp įtampos ir srovės triukšmų intensyvumo ir laidininko varžos išreiškia Naikvisto formulės:

$$S_U = 4k_B TR, \quad (3.11)$$

$$S_I = 4k_B T \frac{1}{R}, \quad (3.12)$$

čia, S_U ir S_I – įtampos ir srovės fliktuacijų spektriniai tankiai, k_B – Bolcmano konstanta, T – temperatūra, prie kurios atliekami matavimai, R – elemento varža. Šios formulės galioja visiems dažniams, kurie mažesni nei $\frac{kT}{h} \approx 6 \cdot 10^{12}$ Hz. Bendru atveju šiluminio triukšmo galios spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio išreiškiama taip:

$$S_P(f) = \frac{hf}{e^{kT} - 1}. \quad (3.13)$$

Iš šių formulių matome, jog šiluminis triukšmas nepriklauso nuo varžo medžiagos, o tik nuo jo vertės ir temperatūros. Varžai didėjant, įtampos triukšmo intensyvumas irgi didėja.

Šiluminiai triukšmai dažnai naudojami triukšmų matavimo prietaisų kalibravimui dėl griežtai apibrėžtos intensyvumo vertės [16, 17]

3.3. $1/f$ triukšmas

Žemadažnis arba $1/f$ triukšmas – tai atsitiktiniai elektros srovės ar įtampos svyravimai, atsirandantys dėl medžiagos elektrinio laidžio arba elektroninių prietaisų parametrų nepastovumo. Šių fliktuacijų spektras yra atvirkščiai proporcingas dažniui plačiame diapazone. $1/f$ triukšmas yra tiesiogiai siejamas su bandinio kokybe ir jo didėjimas visada apibūdina bet kokio pobūdžio defektų daugėjimą [16, 17].

Yra daugybė $1/f$ triukšmų modelių ir aiškinimų, bet visų teorijų pagrindas remiasi tuo, kad per medžiagą tekant nuolatinei elektros srovei stebimas triukšmas, kurio galios fliktuacijų spektrinis tankis atvirkščiai proporcingas suminiam judriųjų krūvininkų skaičiui tiriamajame bandinyje ir proporcingas tekančios srovės kvadratui:

$$\frac{S_U}{U^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_R}{R^2} \sim \frac{1}{N}. \quad (3.14)$$

Matome, kad galios fliuktuacijų spektrinis tankis atvirkščiai proporcingas krūvininkų skaičiui medžiagoje. Vienatarpiuose puslaidininkuose $1/f$ triukšmą galime aprašyti naudodami parametą α :

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha}{fN'} \quad (3.15)$$

kur S_R – triukšmo spektrinis tankis varžoje R , N – bendras laisvųjų krūvininkų skaičius, f - dažnis, parametras α daugeliu atvejų apytiksliai lygus $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. $1/f$ triukšmo spektras kartais gali būti aproksimuojamas laipsnine funkcija $1/f^\gamma$. γ daugeliu atveju įgyja vertes 0.9 – 1.2 [16, 17].

3.4 Modų galios persiskirstymo ir modų šuolių triukšmai

Modų galios persiskirstymo triukšmai yra stebimi, kai yra parenkama išilginė moda daugiamodžiam lazeryje. Daugiamodžiuose lazeryuose, pavyzdžiui, Fabri-Pero lazeryje, veikiant impulsine veika, arba stiprinimo valdymo lazeriniuose dariniuose suminis triukšmas yra palyginamas su vienmodžio lazerio kuriamais triukšmais. Kitą vertus, triukšmas, kurį kuria kiekviena išilginė moda daugiamodžiuose lazeryuose, yra daug didesnis nei vienmodžiuose. Dėl šios priežasties, modų galios persiskirstymo triukšmai kelia didžiules problemas modų parinkimo sistemose kaip šviesolaidinės komunikacijos sistemose.

Modų galios persiskirstymo triukšmas atsiranda dėl to, kad optinis stiprinimas tenkantis kiekvienai modai yra atsitiktinis. Norint šį triukšmą pašalinti, vienintelė išeitis yra pasirinkti vienmodį lazerį.

Modų šuolių triukšmai būdingi vienmodžiams arba keletą modų turinčiuose lazeryuose kai išilginė moda šoka į kitas modas. Šie triukšmai labai žymiai priklauso nuo temperatūros arba injekcinės srovės. Modų šuolių metu įvairios osciliacijos pasikartoja tarp dviejų modų ir triukšmas tuo metu didėja. Triukšmų spektras modų šuolių metu tampa Lorenciano tipo ir yra aprašomas Lorencio formule:

$$L(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{(x-x_0)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma\right)^2}, \quad (3.16)$$

čia Γ – parametras, apibūdinantis smailės plotį, x_0 – smailės centrinė vertė.

Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad vykstant modų šuolių triukšmams taipogi yra stebimi ir modų galios persiskirstymo triukšmai.

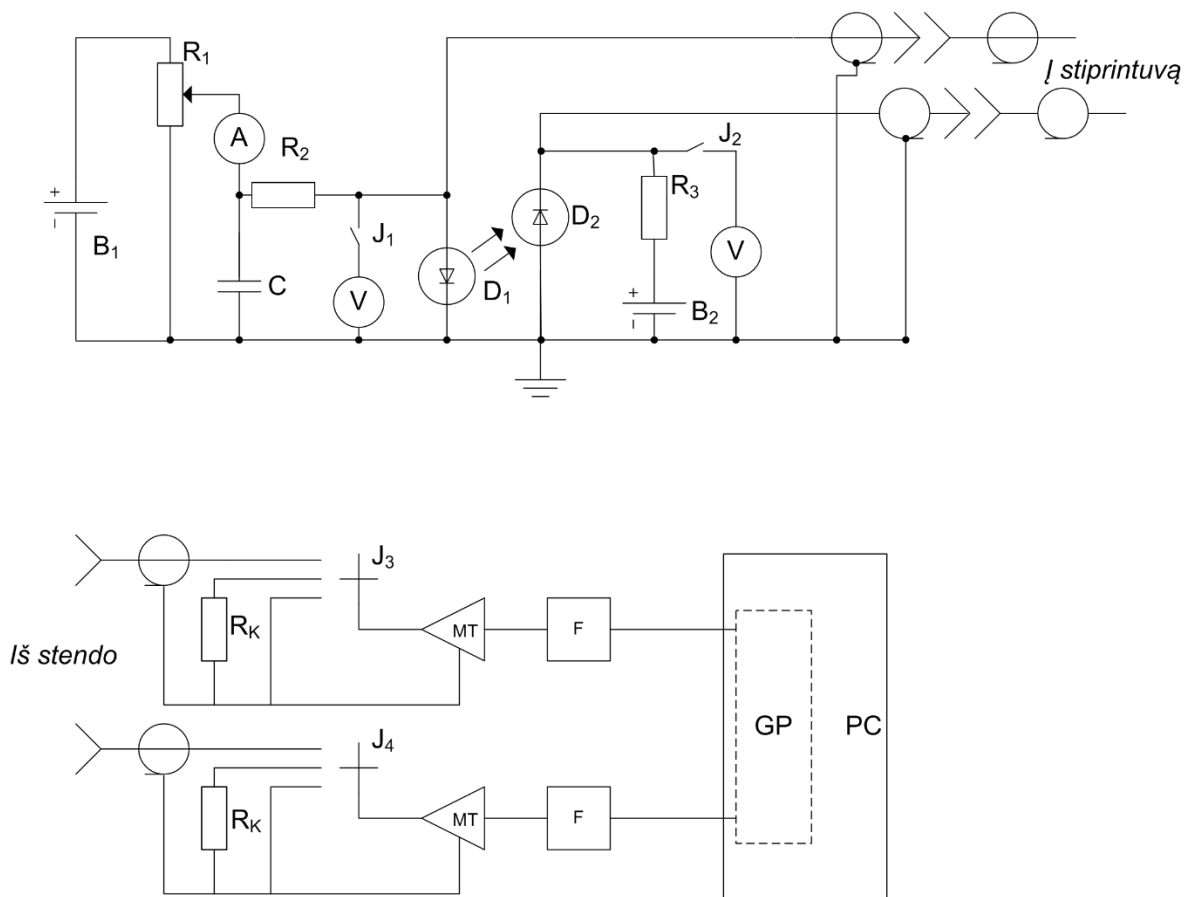
Praktikoje, pavyzdžiui, video arba kompaktiniuose diskuose, naudojamos daugiamodinės operacijos. Nors jų triukšmų lygis yra aukštesnis, bet jis yra stabilus kintant temperatūrai arba injekcinei srovei [4, 8, 18].

4. Matavimų aparatūra ir metodai

Šiam tyrimui atlikti buvo naudojamas jau pagamintas stendas su prie jo prijungtais dviejų kanalų mažatriukšmiais stiprintuvais, filtrų sistemomis ir personaliniu kompiuteriu (4 pav). Šioje sistemoje jungiami mano tiriamieji lazeriai ir fotodiodas. Lazeris yra būtina statomas ant radiatoriaus, kad būtų geras šilumos nuvedimas ir tikslūs rezultatai.

Spektrui matuoti lazeriai buvo įstatomi į standą, kuriame, sraigčių pagalba, suvedama spinduliuotė į šviesolaidį. Kitas šviesolaidžio galas jungiamas į skaitmeninį spektrometrą Advantest Q8343 ir su šios aparatūros pagalba galime tiksliai nustatyti lazerio spinduliuotės spektrą.

Voltamperinės charakteristikos ištirtos naudojant Agilent Technologies B1500A puslaidininkinių prietaisų analizatorių. Šis prietaisas gali išmatuoti voltamperines charakteristikas tekant labai mažoms srovėms (nuo 10 nA).



4 pav. Lazerinių diodų įtampos ir spinduliuotės galios fliktuacijų matavimų stendo schema [19].

Šioje schemoje D_1 – lazerinis diodas, D_2 – fotodiodas, R_1 – potenciometras, R_2 ir R_3 – lazerinio diodo ir fotodiodo apkrovos varžos, J_1 ir J_2 – atitinkamai lazerinio diodo ir fotodiodo grandinės jungikliai, J_3 ir J_4 – jungikliai, galintys perjungti į matavimo, trumpo jungimo arba etaloninės varžos režimus, B_1 ir B_2 – maitinimo šaltiniai, C – kondensatorius, R_K – etaloninės varžos, MT – mažatriukšmiai stiprintuvai, F – filtrų sistemos, GP – garso plokštė, PC – personalinis kompiuteris.

Srovės stipris keičiamas nuo 5 μA iki 250 mA arba 150 mA, priklausomai nuo naudojamo lazerio.

4.1 Elektrinio ir optinio triukšmų matavimo metodika

Elektriniai ir optiniai triukšmai yra išskaičiuojami lyginant su žinomos vertės etaloninių varžų triukšmu. Stende yra jungiklis, kuris gali perjungti matavimo stendo režimą į trumpo jungimo arba kalibravimo varžos režimus. Tada, naudojantis (4.1) ir (4.2) formulėmis išskaičiuojami elektriniai ir optiniai triukšmai. Lazerinio diodo įtampos fliktuacijų spektrinio tankio formulė:

$$S_{U_{el}}(f) = 4k_B T R_{K1} \frac{S_{el}(f) - S_{tj1}(f)}{S_{K1}(f) - S_{tj1}(f)}, \quad (4.1)$$

o lazerinio diodo spinduliuotės galios fliktacijų spektrinis tankis:

$$S_{U_{opt}}(f) = 4k_B T R_{K2} \frac{S_{opt}(f) - S_{tj2}(f)}{S_{K2}(f) - S_{tj2}(f)}, \quad (4.2)$$

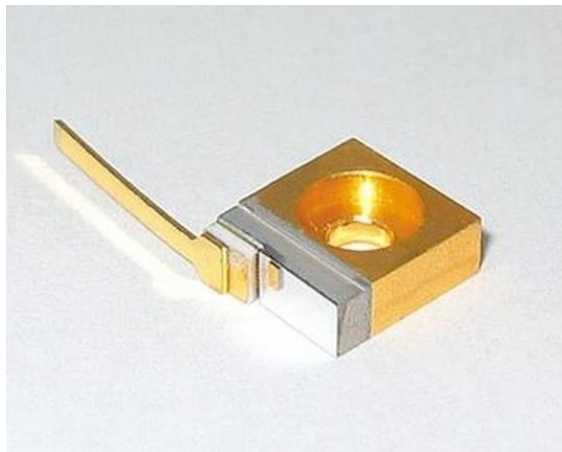
k_B – Bolcmano konstanta, T – absoliučioji temperatūra, $S_{el}(f)$ ir $S_{opt}(f)$ – išmatuoti lazerio įtampos ir spinduliuotės galios fliktacijų spektriniai tankiai, $S_{tj1}(f)$ ir $S_{tj2}(f)$ – matavimų sistemų triukšmai, $S_{K1}(f)$ ir $S_{K2}(f)$ – etaloninių varžų įtampos fliktuacijų spektrinis tankis

5. Bandiniai

Tyrimams atlikti buvo naudojami skirtingo kanalo ilgio ir barjero aukščio Bookham firmos daugiamodžiai lazeriai iš InGaAsP/InP medžiagų. Taipogi palyginimui ištirtas vienas vienmodis Bookham lazeris.

Daugiamodžiai lazeriai parinkti su skirtingais 250 μm , 500 μm ir 1000 μm kanalo ilgiais, kurių, atitinkamai, barjero aukščiai yra 1,18 eV, 1,24 eV ir 1,18 eV. Pagal lazerių kodus, nuo šiol šie bandiniai bus vadinami B1-593, B3-591 ir B5-593. Jie yra Fabri-Pero rezonatoriaus lazeriai, kurių visų bangos ilgis yra 1300 nm. Jų aktyviuosiuose sluoksniuose yra 10 kvantinių duobių.

Vienmodis lazeris yra Bookham firmos Fabri-Pero lazeris iš InGaAsP/InP medžiagų. Šis lazeris yra paskirstytojo grįžtamojo ryšio (*angl.* DFB - distributed feedback) lazeris, o jo bangos ilgis 1500 nm. Lazerio aktyviajame sluoksnyje yra 6 kvantinės duobės.

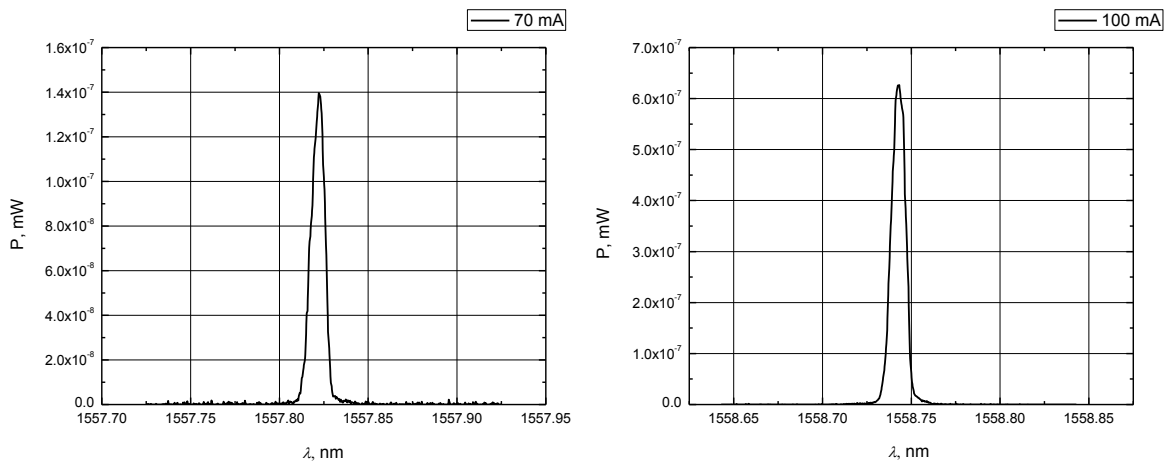


5 pav. Bookham vienmodis Fabri-Pero DFB 1500 nm puslaidininkinis lazeris.

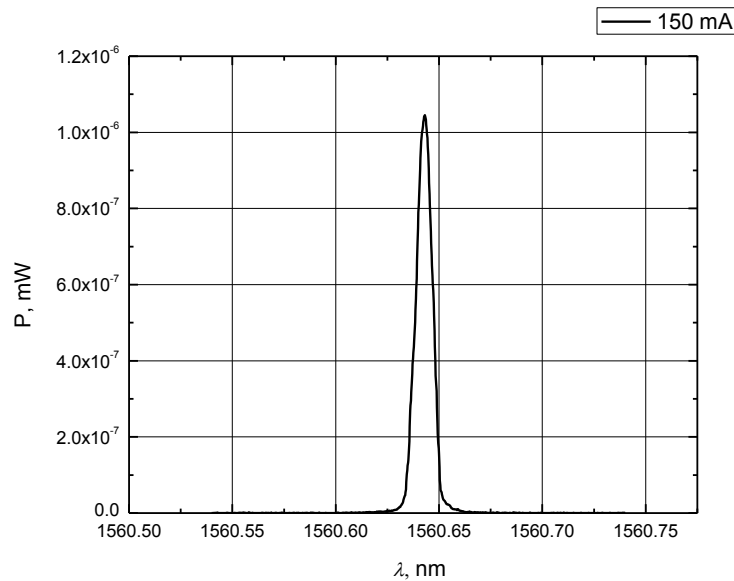
6. Tyrimo rezultatai

6.1. Lazerio spinduliuotės spektrai

6 pav. ir 7 pav. yra pavaizduoti vienmodžio DFB lazerio spinduliuotės spektrai. Šie grafikai pateikti esant skirtingoms srovės stiprio vertėms. Kaip matome, didinant srovės stiprį, bangos ilgis slenkasi į ilgesniųjų bangų pusę.

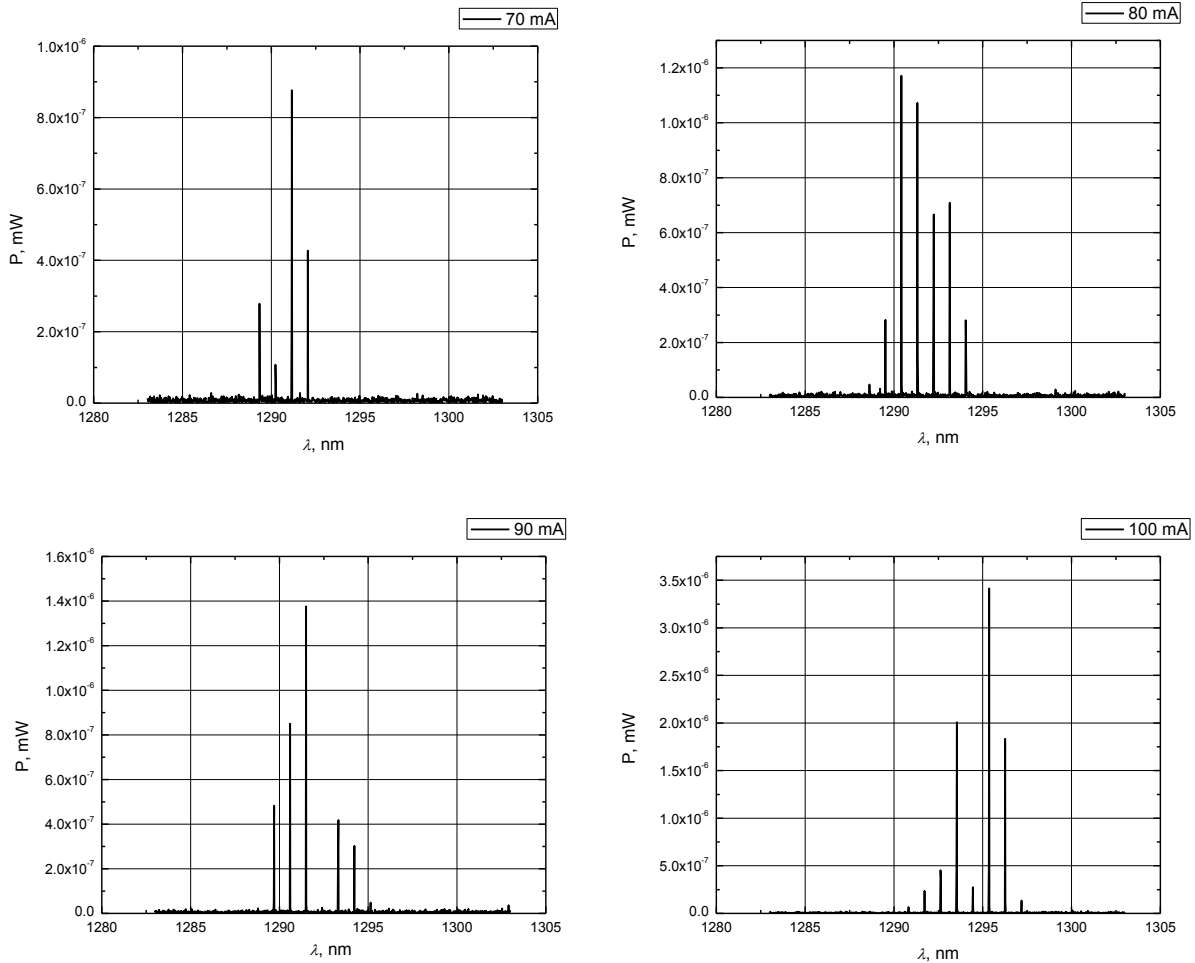


6 pav. Vienmodžio lazerio spinduliuotės spektras tekant 70 mA (kairėje) ir 100 mA (dešinėje) srovei.



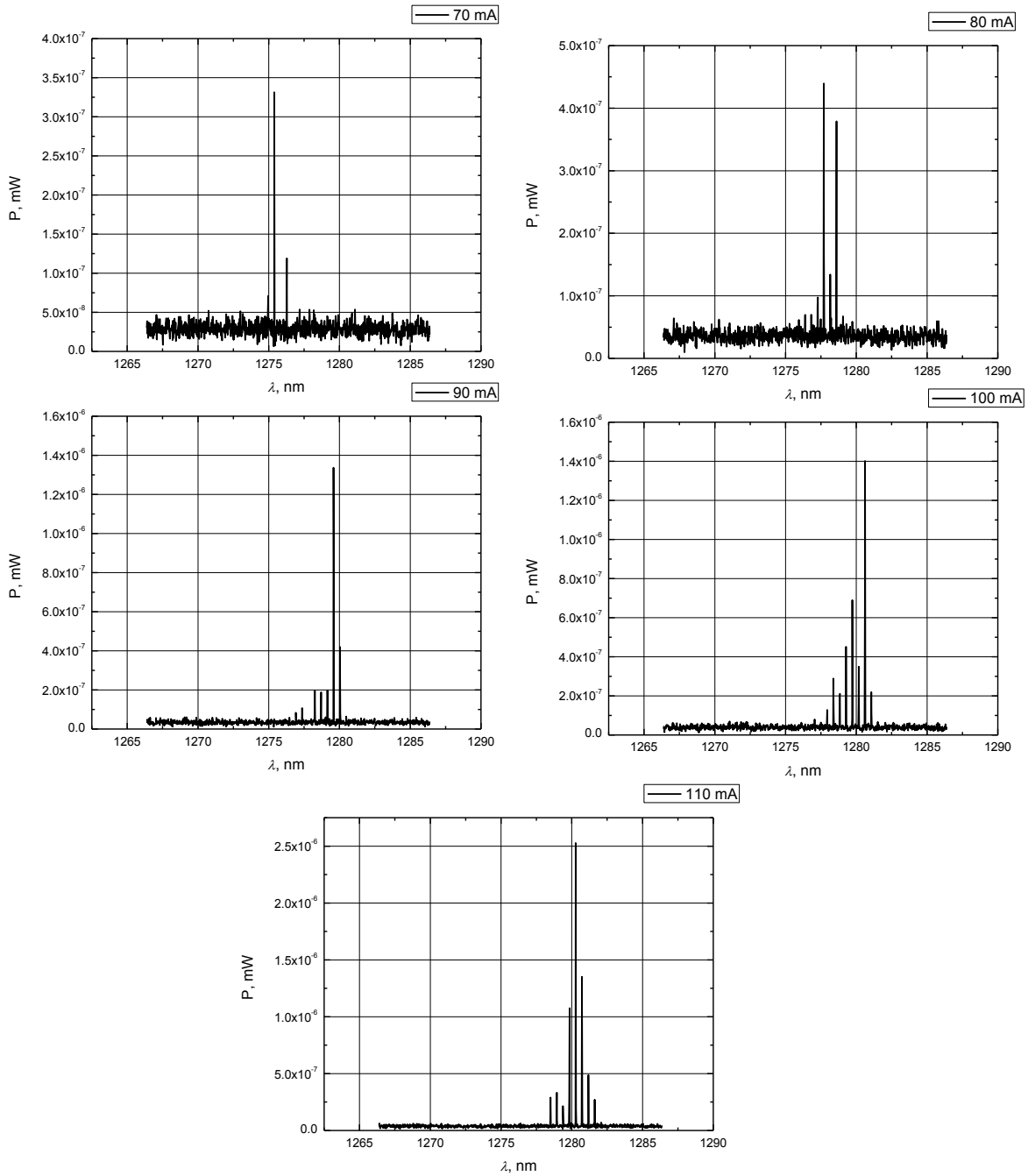
7 pav. Vienmodžio lazerio spinduliuotės spektras tekant 150 mA srovei.

Bangos ilgis padidinus srovę nuo 70 mA iki 150 mA pakito beveik per 3 nm. Tai galima paaikinti tuo kad didėjant sandūros temperatūrai kinta draudžiamųjų energijų tarpas, todėl bangos ilgis kinta. Taipogi didėjant sandūros temperatūrai kinta rezonatoriaus parametrai kurie gali turėti įtakos centrinio bangos ilgio pokyčiui.



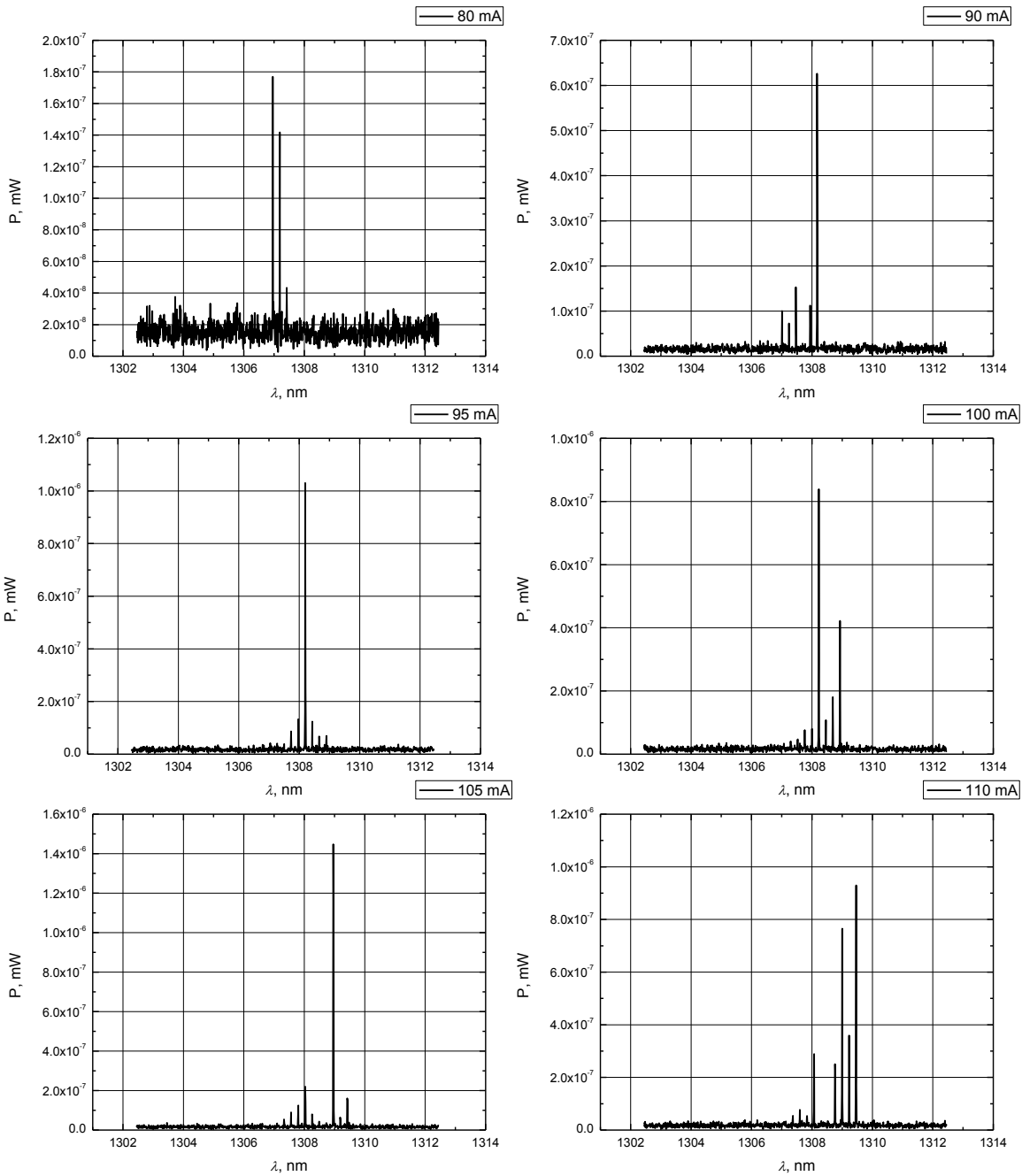
8 pav. Daugiamodžio B1-593 Fabri – Pero lazerio spinduliuotės spektras srovei kintant nuo 70 iki 100 mA.

8 pav. matome, kad keičiant srovę nuo 70 mA iki 100 mA vyraujančios modos neturime – kiekvieną kartą vyrauja vis kita moda. Visame šiame srovių intervale centrinis bangos ilgis pakito nuo 1291 nm iki 1295 nm.



9 pav. Daugiamodžio B3-591 Fabry-Pero lazerio spinduliuotės spektras srovei kintant nuo 70 iki 110 mA.

9 paveiksle matomas gan didelis 5 nm centrinio bangos ilgio poslinkis į ilgesniųjų bangų pusę padidinus srovės stiprį nuo 70 mA iki 110 mA.

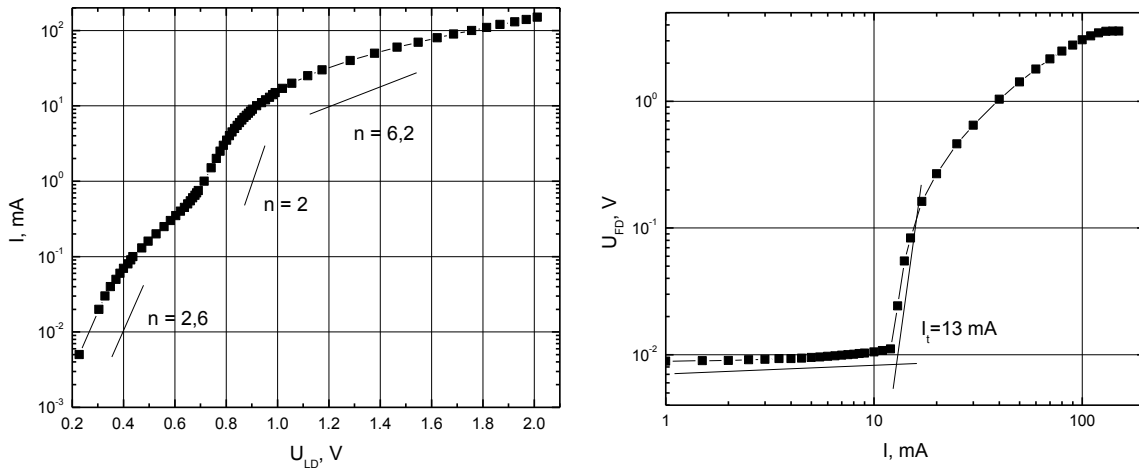


10 pav. Daugiamodžio B5-593 Fabri-Pero lazerio spinduliuotės spektras srovei kintant nuo 80 iki 110 mA.

B5 – 593 lazerio centrinis bangos ilgis taipogi slenkasi į ilgesniųjų bangų pusę. Poslinkis nežymus – tik 2 nm. Visų daugiamodžių lazerių centrinio bangos ilgio poslinkis rodo, kad sandūros temperatūrai didėjant kinta draudžiamųjų energijų tarpas bei vis kintantis atspindžio lūžio rodiklis padeda vyrauti vis kitai modai.

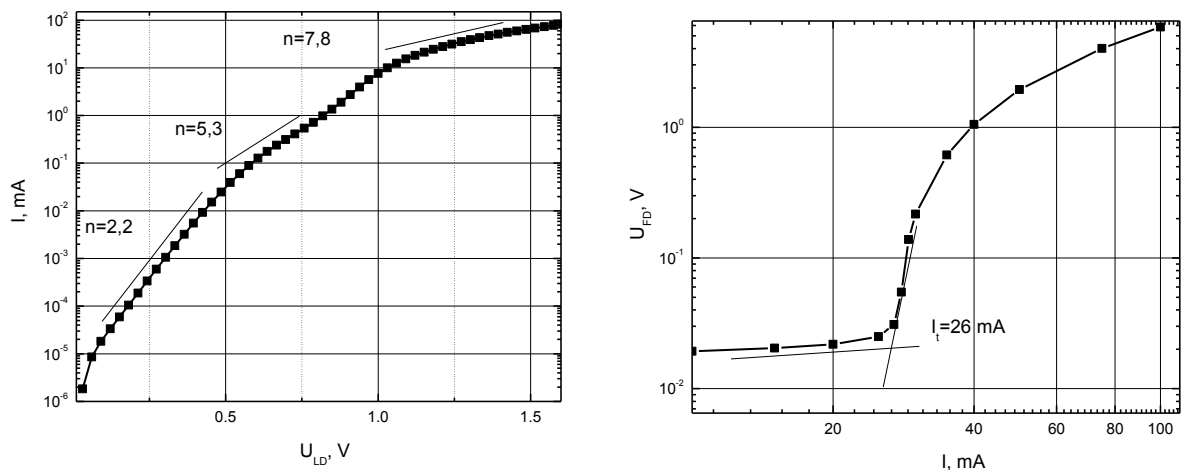
6.2 Lazerių elektrinės ir optinės charakteristikos

Kaip matome, pateiktoje vienmodžio lazerio voltamperinėje charakteristikoje, neidealumo koeficientas 11 pav. kairėje pasiekia didžiausią vertę ties 10 mA.



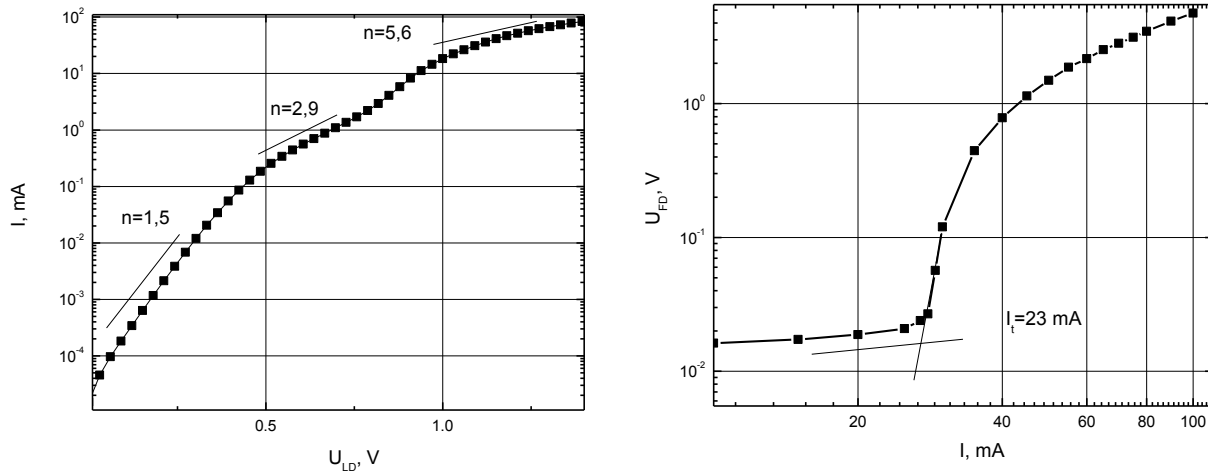
11 pav. Vienmodžio lazerio voltamperinė charakteristika (kairėje) ir fotodiodo įtampos priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės stiprio vertės (dešinėje).

11 pav. dešinėje pateiktas spinduliuotės išėigos grafikas. Nustatyta slenkstinė srovė - 13 mA.



12 pav. Daugiamodžio B1-593 lazerio voltamperinė charakteristika (kairėje) ir fotodiodo įtampos priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės stiprio vertės (dešinėje).

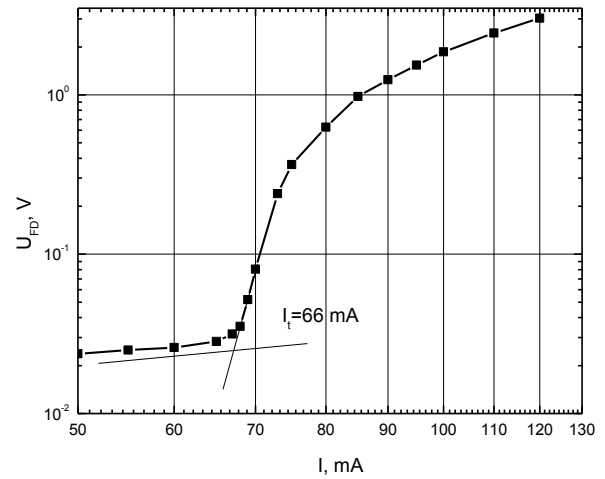
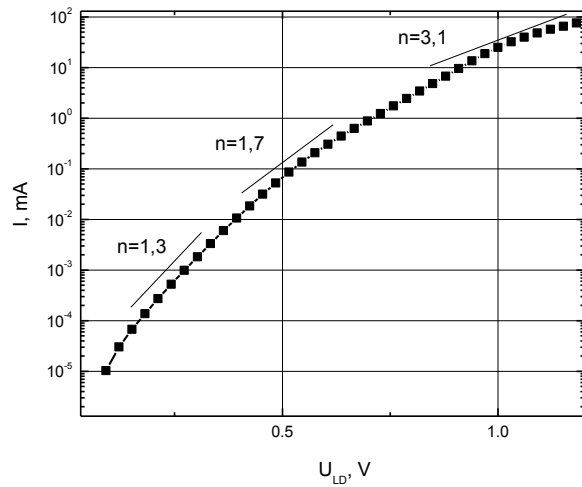
B1-593 lazerio voltamperinėje charakteristikoje (12 pav. kairėje) matome, kad neidealumo koeficientas vis didėja didėjant bandiniu tekančiai srovės stiprio vertei. Didžiausia vertė – 7,8 - yra pasiekama ties 10 mA. 12 pav. dešinėje pusėje iš pateikto spinduliuotės išėigos grafiko buvo nustatyta slenkstinė srovė, kuri yra 26 mA.



13 pav. Daugiamodžio B3-591 lazerio voltamperinė charakteristika (kairėje) ir fotodiodo įtampos priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės stiprio vertės (dešinėje).

Daugiamodžio B3-591 lazerio voltamperinės charakteristikos neidealumo koeficientas palyginus mažesnis nei B1-593. Neidealumo koeficiento didžiausia vertė pasiekama ties 30 mA. Mažiausia koeficiento vertė 1,5 būna pastovi iki 0,1 mA. Šio lazerio apskaičiuota slenkstinė srovė iš spinduliuotės išėigos grafiko – 23 mA.

14 pav. pavaizduotos daugiamodžio B5-593 puslaidininkinio lazerio elektrinės ir optinės charakteristikos. Voltamperinėje charakteristikoje (kairėje) matome, kad neidealumo koeficientas šiame lazeriniame diode buvo mažiausias – kito nuo 1,3 iki 3,1. Dešinėje pavaizduotoje fotodiodo įtampos priklausomybėje nuo srovės matome, kad slenkstinė srovė aukščiausia iš visų lazerinių diodų – 66 mA [19].

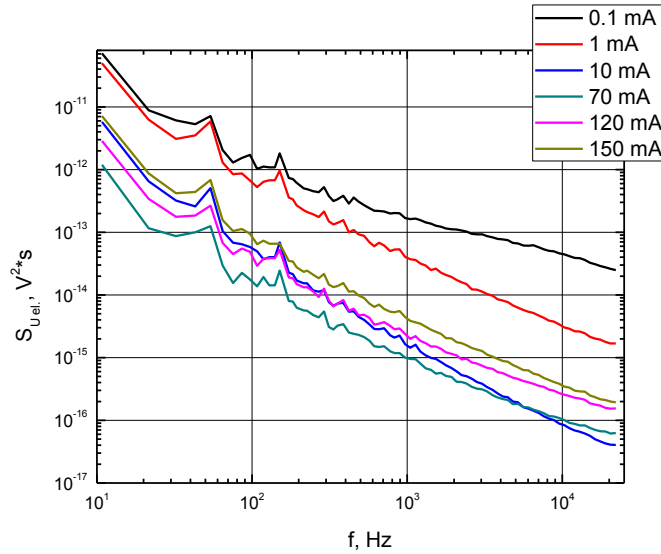


14 pav. Daugiamodžio B5-593 lazerio voltamperinė charakteristika (kairėje) ir fotodiodo įtampos priklausomybė nuo lazeriniu diodu tekančios srovės stiprio vertės (dešinėje).

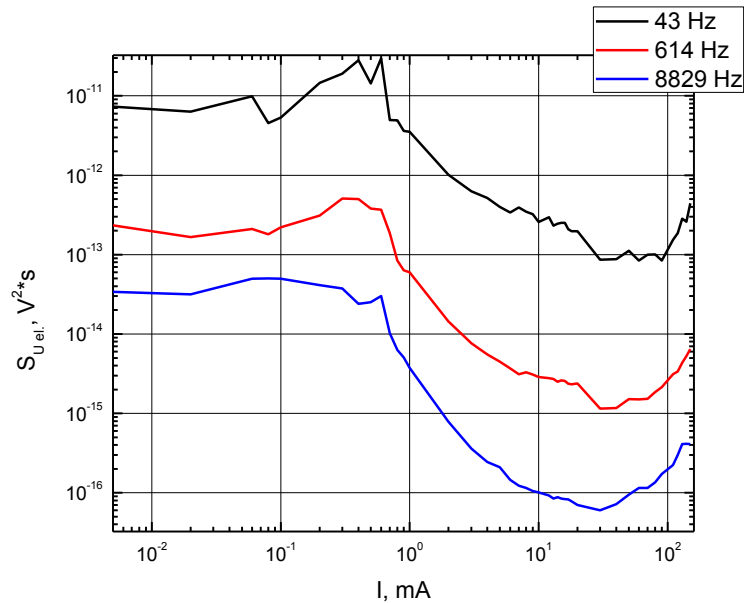
Neidealumo faktorius, kurio vertė yra mažesnė už 2, reiškia, kad krūvininkai generuojami nuskurdintoje p-n sandūros srityje, o kur n gerokai viršija 2, koeficientas neturi tiksliai apibrėžtos fizikinės prasmės ir naudojamas kaip empirinis parametras. Šiais atvejais prie mažų srovių ($<0,1 \text{ mA}$) aktyviajame sluoksnyje pasireiškia defektų įtaka – srovė teka jų suformuotais papildomais kanalais. Viršijus 10 mA srovę atsirandantį nuokrypį nuo teorinės kreivės, kurią aprašo Schotky formulė, sąlygoja lazerinio diodo nuosekioji varža [20].

6.3 Lazerinių diodų elektriniai ir optiniai triukšmai

15 pav. pavaizduoti elektriniai vienmodžio lazerio triukšmai. Triukšmai turi $1/f$ ir $1/f'$ polinkį visame dažnių intervale. Tai susiję su defektų skaičiumi kristale. Kuo jų tankis didesnis, tuo dažnesni elektronų patekimai į pagavos centrus. Dažniui didėjant, krūvininkai nespėja iš šių pagavos centrų išsilaisvinti, dėl ko sumažėja laisvųjų krūvininkų kiekis kristale, o kartu ir triukšmų spektrinis tankis [20].

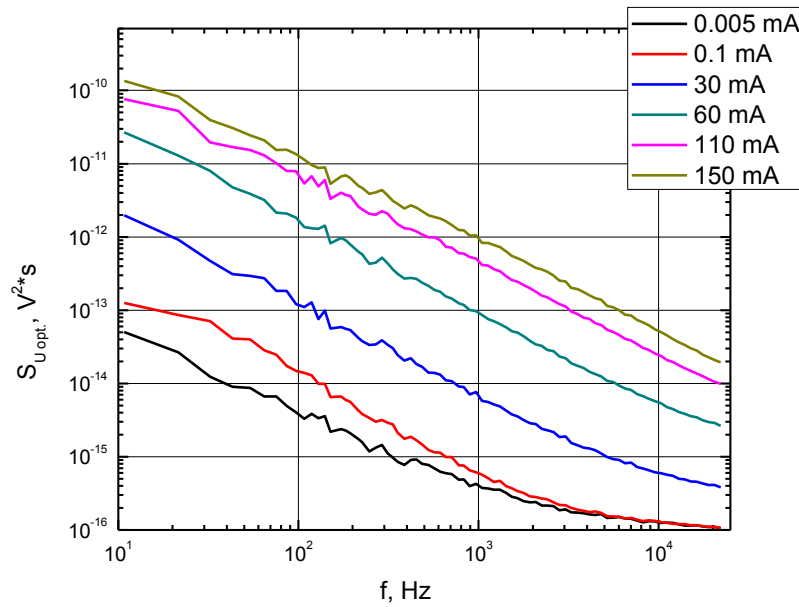


15 pav. Vienmodžio lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

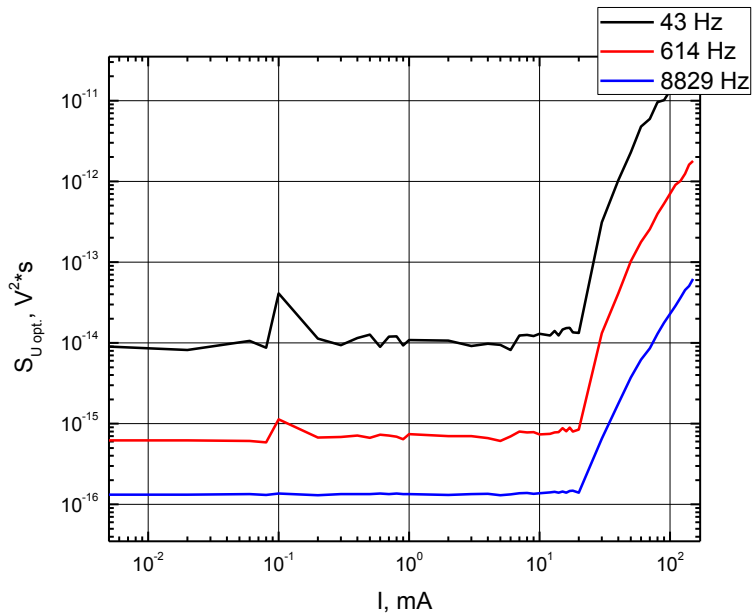


16 pav. Vienmodžio lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams.

16 pav. matome, kad elektriniai triukšmai yra pastovūs iki 0,5 mA, o nuo 0,5 mA iki 30 mA jų vertė vis mažėja. Nuo 30 mA elektrinių triukšmų lygis vėl pradeda kilti.



17 pav. Vienmodžio lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

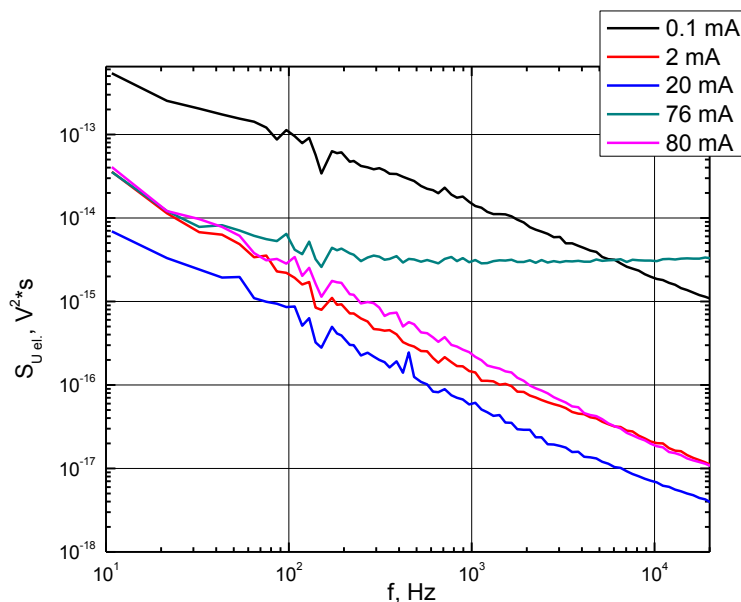


18 pav. Vienmodžio lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams.

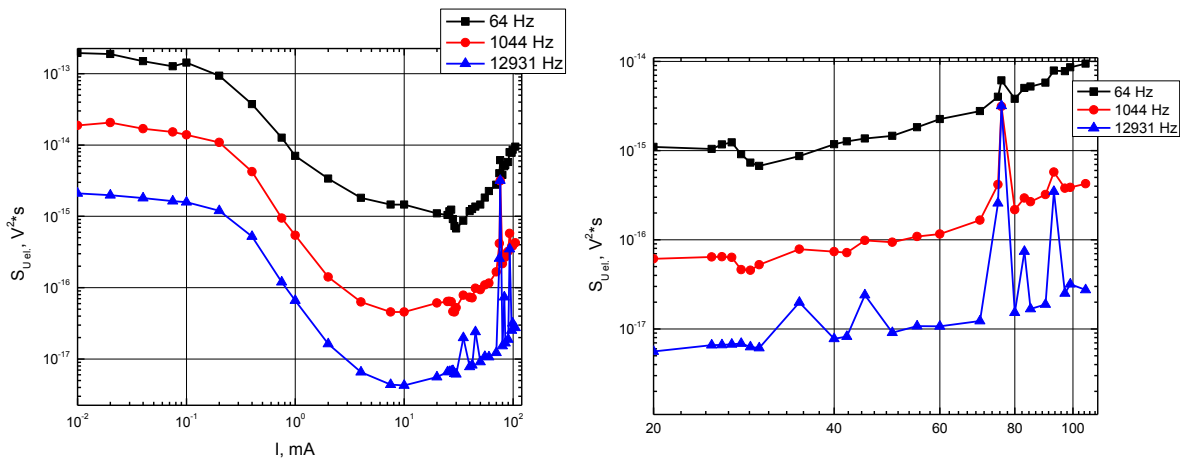
Iš 17 pav. matome, kad optiniai triukšmai beveik visame dažnių bei srovių intervale yra $1/f'$ polinkio, bet viršijus 2 kHz prie mažų srovių (< 0,1 mA) stebimas perėjimas į šiluminį fotodiodo triukšmą.

Optinių triukšmų lygis beveik visame srovių intervale yra pastovus, tik pasiekus slenkstinę srovę (~20 mA) jų lygis stipriai pradeda kilti (18 pav.).

19 pav. ir 20 pav. pateikti B1-593 lazerio elektrinių triukšmų charakteristikos.

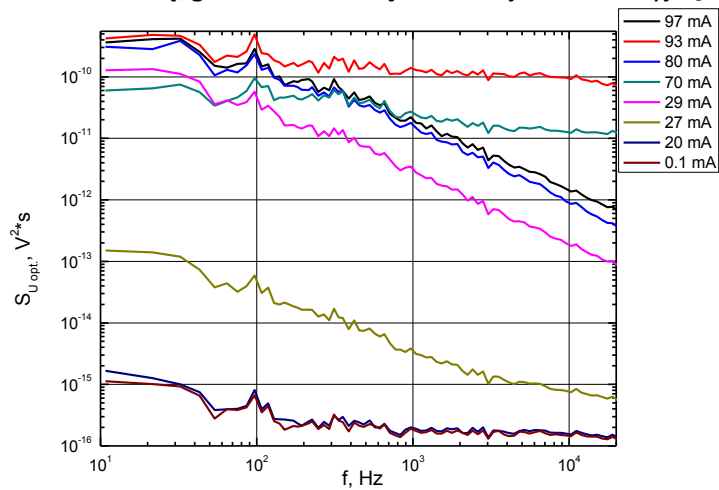


19 pav. B1-593 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

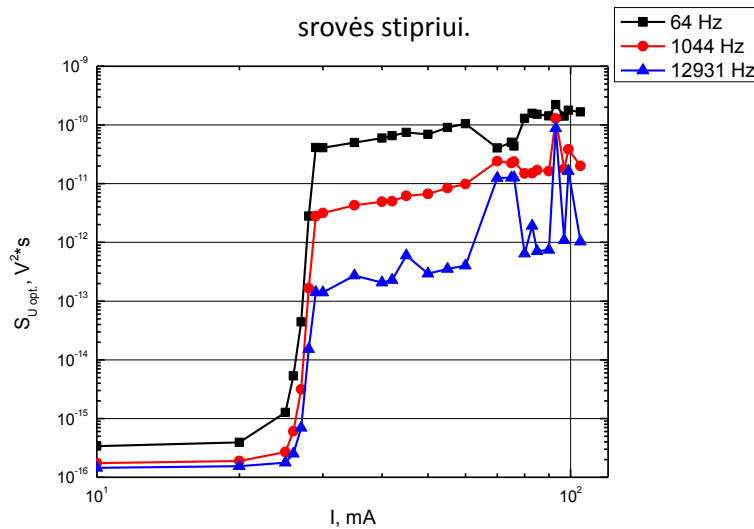


20 pav. B1-593 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams (kairėje) bei patikslinta atkarpa nuo 20 iki 106 mA (dešinėje).

Iš pateiktų B1-593 elektrinių triukšmų charakteristikų matome, kad triukšmų polinkis visame dažnių intervale nuo 10 Hz iki 20 kHz yra $1/f$ ir $1/f^{\gamma}$ polinkio išskyrus atvejį, kai yra pasiekama 76 mA srovės stiprio vertė. Šis spektro pasikeitimas parodo, kad vyksta modų šuolių triukšmai. Iš 20 pav. dešinėje esančio grafiko, matome, kad visus šiuos triukšmus puikiai galime matyti kaip smailes elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybėje nuo srovės. Ryškiausias pasikeitimas matomas aukštų dažnių srityje, nes balto triukšmo lygis yra viršijamas arba yra lygus $1/f$ triukšmui žemuose dažniuose. Matome, kad žemuose dažniuose lazeriniuose dioduose pasireiškia $1/f$ triukšmas, aukštesniuose pereinantį į $1/f^{\gamma}$ formos triukšmą. Tai aiškinama krūvininkų generacijos – rekombinacijos procesais, pasireiškiančiais generacijos – rekombinacijos centruose su įvairiomis relaksacijos trukmėmis. Šie centrai, suformuoti prietaiso struktūros netobulumų, gali būti išsidėstę bet kurioje diodo srityje [21].

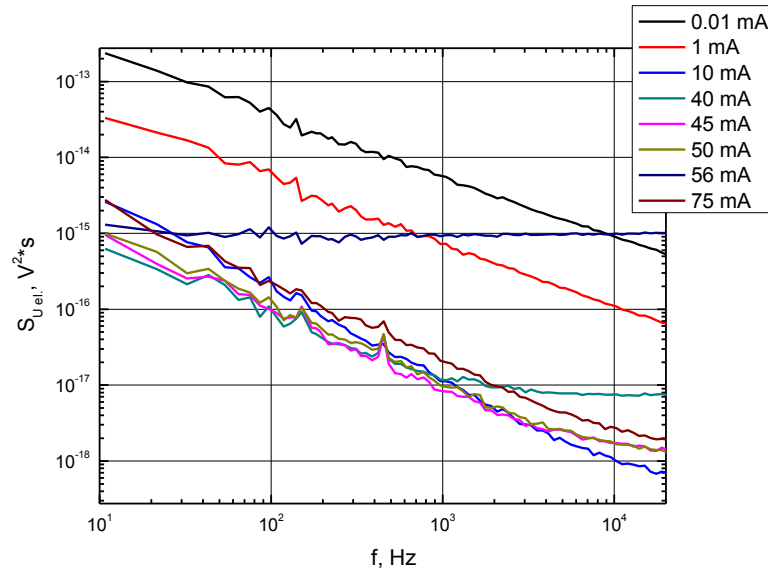


21 pav. B1-593 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

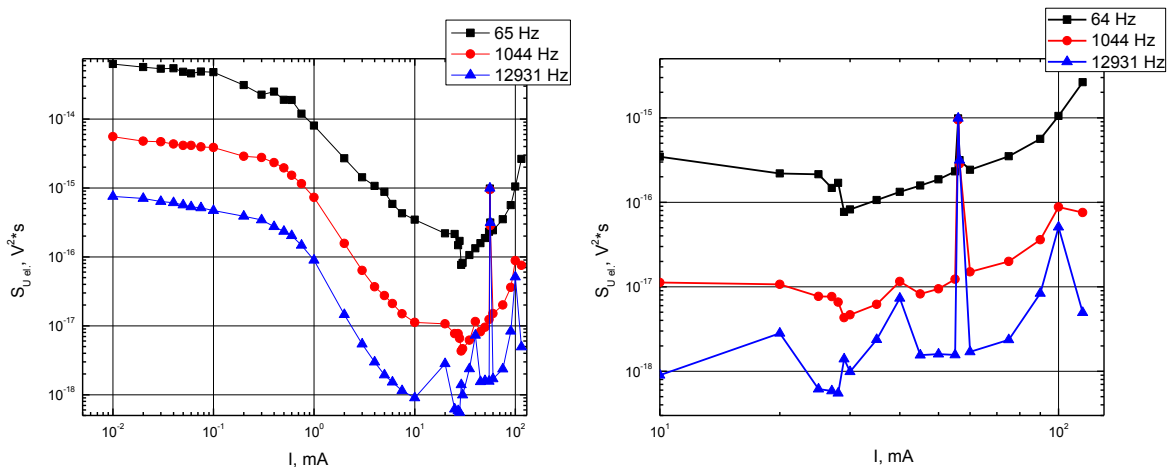


22 pav. B1-593 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams.

Stebint optinį triukšmą matome, kad tekant mažoms srovėms (iki slenkstinės) optinių triukšmų pobūdis yra $1/f$ žemuose dažniuose ir šiluminio triukšmo pobūdžio aukštuose dažniuose (21 pav.). Lazeriui pradėjus šviesti optinio triukšmo lygis stipriai pakyla ir yra stebimas $1/f$ triukšmas visame dažnių intervale. Taipogi yra matomi modų šuolių triukšmai – jie šiame lazeryje buvo matomi ties 45 mA, 70 mA, 76 mA, 83 mA ir 99 mA srovės stiprio vertėmis.(22 pav.).

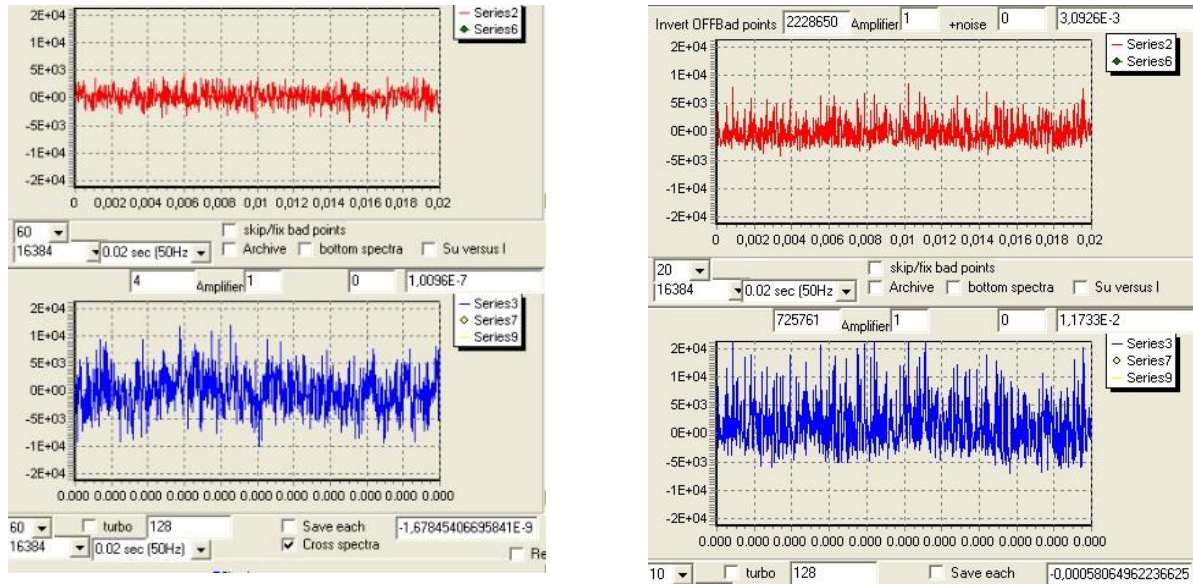


23 pav. B3-591 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

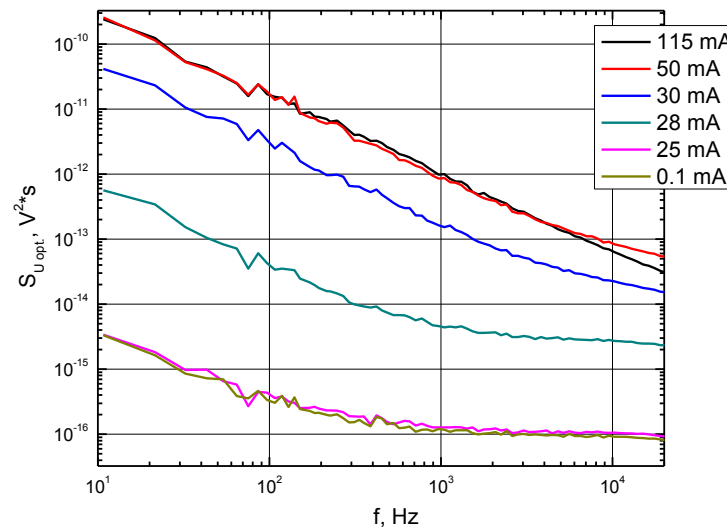


24 pav. B3-591 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams (kairėje) bei patikslinta atkarpa nuo 10 iki 115 mA (dešinėje).

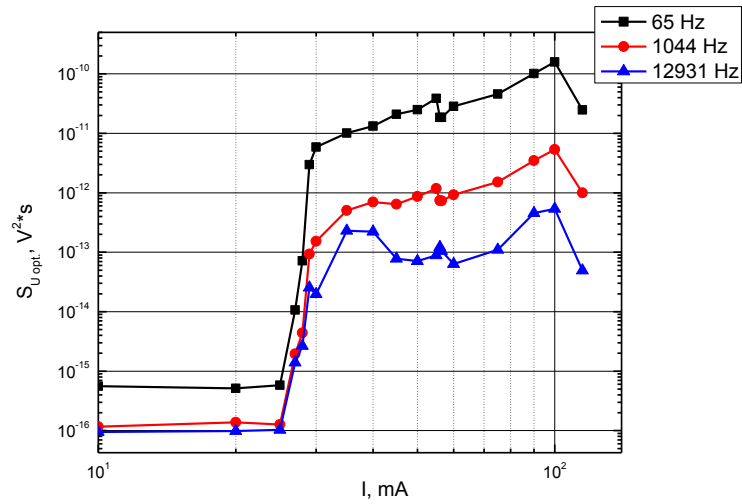
B3-591 lazeriniame diode ryškiausi modų šuolių triukšmai buvo stebimi ties 40 mA, 56 mA ir 100 mA. Bendras triukšmų pobūdis yra $1/f$ ir $1/f^2$ polinkio visame dažnių intervale ir yra panašaus dydžio palyginant su B1-593 puslaidininkiniu lazeriu. 25 pav. pavaizduotas skirtumas tarp įprastinio (kairėje) ir modų šuolių (dešinėje) metu esančių oscilografu atvaizduojamų signalų.



25 pav. Triukšmų analizatoriaus programos langas „Oscilloscope“ režime esant įprastiniam signalui (kairėje) ir modų šuolių metu esančiam signalui (dešinėje).



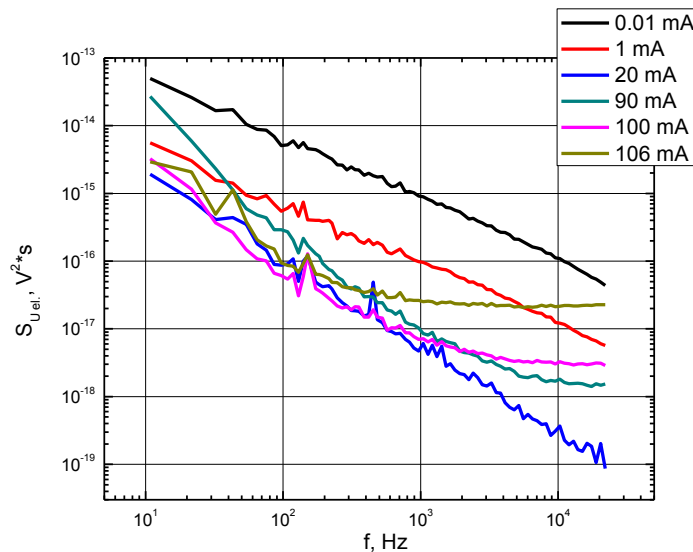
26 pav. B3-591 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.



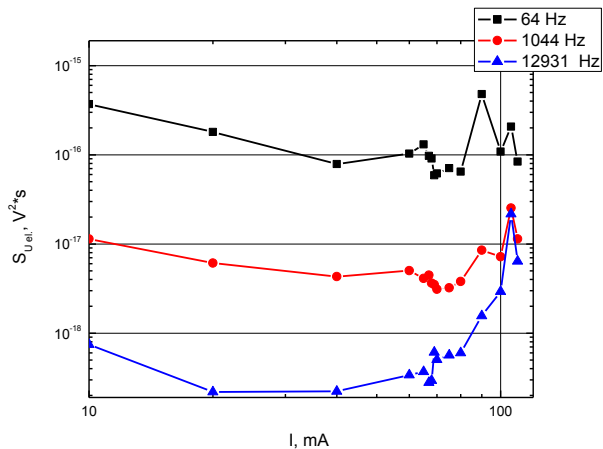
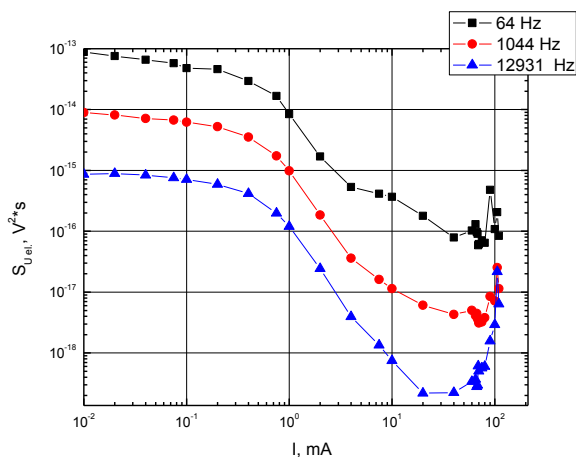
27 pav. B3-591 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams.

Optinio triukšmo charakteristika panaši į kitas – iki slenkstinės srovės žemuose dažniuose yra matomi $1/f$, o aukštesniuose savieji fotodiodo triukšmai. Pasiekus šią srovę triukšmo lygis sparčiai kyla ir galiausiai patampa $1/f$ ir $1/f'$ polinkio triukšmais.

28 pav. ir 29 pav. pateiktos B5-593 lazerinio diodo elektrinio triukšmo charakteristikos.

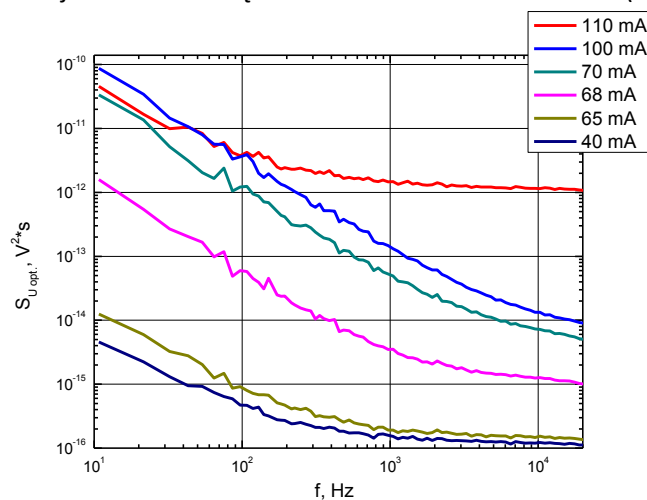


28 pav. B5-593 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

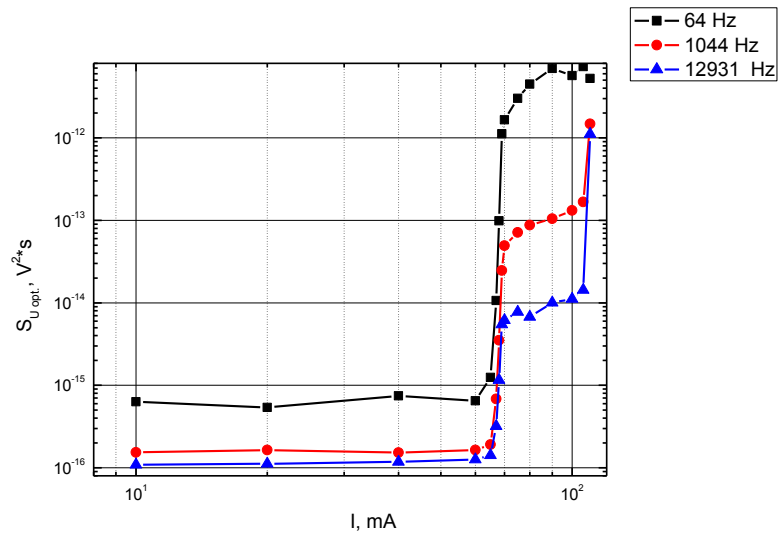


29 pav. B5-593 lazerio elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trims skirtingiems dažniams (kairėje) bei patikslinta atkarpa nuo 10 iki 110 mA (dešinėje)

Elektriniai triukšmai vėlgi visame dažnių ir srovių intervale iki 90 mA buvo $1/f$ ir $1/f'$ polinkio. Viršijus 90 mA srovės stiprio vertę buvo stebima sritis, kurioje vyko daug modų šuolių triukšmų. Bendras triukšmų lygis taipogi mažėja visame srovių intervale iki slenksstinės srovės (29 pav. kairėje).



30 pav. B5-593 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio, tekant skirtingam srovės stipriui.

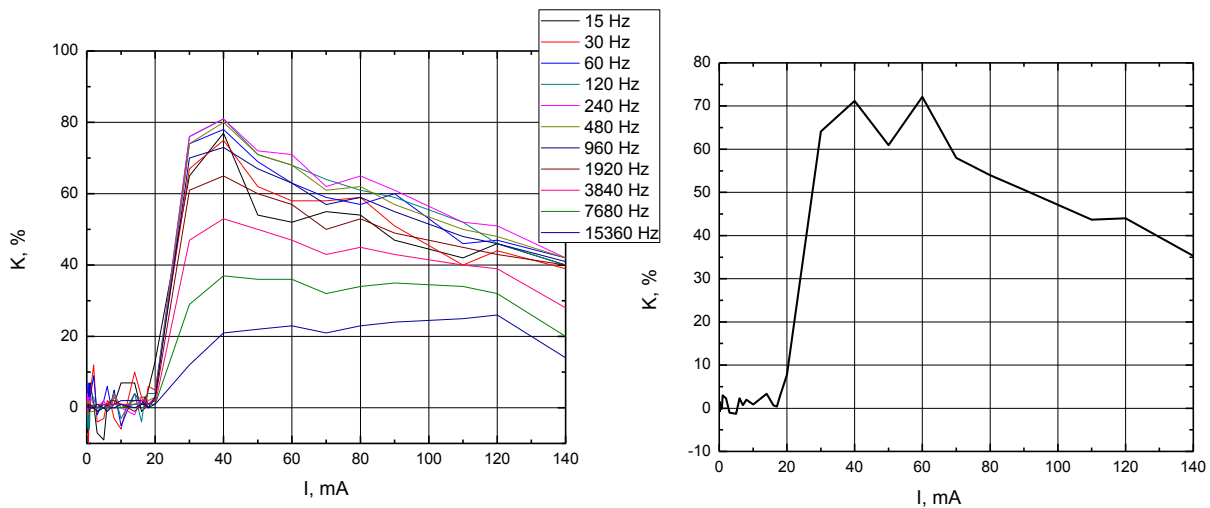


31 pav. B5-593 lazerio optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybė nuo srovės, esant trimis skirtingiems dažniams.

Aukštuose dažniuose puikiai matomas modų šuolių triukšmas ties 110 mA. Aiškiai matoma jau ir 30 pav., kad ties 110 mA srovės verte triukšmo pobūdis iš $1/f$ ir kvantinio triukšmo superpozicijos pereina į baltą triukšmą ir, aukštuose dažniuose, viršija kitus triukšmus net per porą eilių.

6.4 Lazerių elektrinių ir optinių triukšmų koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės

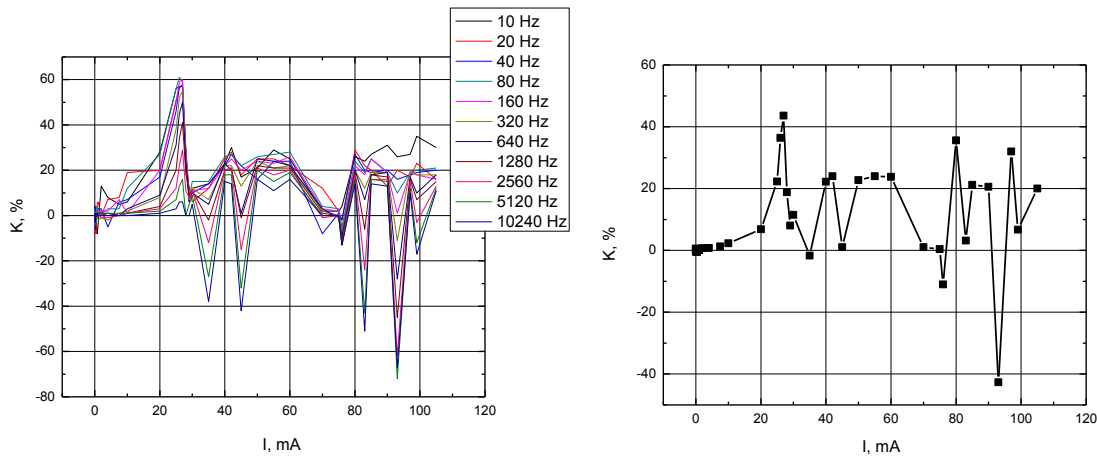
Iširtas abipusės koreliacijos koeficientas. 32 pav. pavaizduoti vienmodžio lazerio abipusės koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės stiprio esant skirtingiems dažnių intervalų centriniams dažniams f_c ir suvidurkintos visame dažnių intervale vidutinės koreliacijos priklausomybė nuo srovės stiprio.



32 pav. Vienmodžio lazerio optinių ir elektrinių triukšmų tarpusavio koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės stiprio, esant skirtingiems centriniams dažniams (kairėje) ir optinių ir elektrinių triukšmų visame dažnių intervale koreliacijos priklausomybė nuo srovės stiprio (dešinėje).

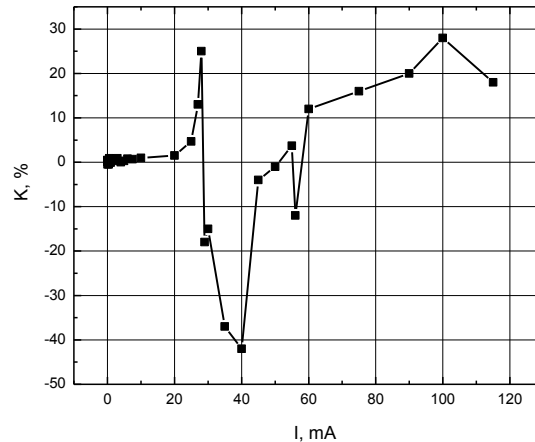
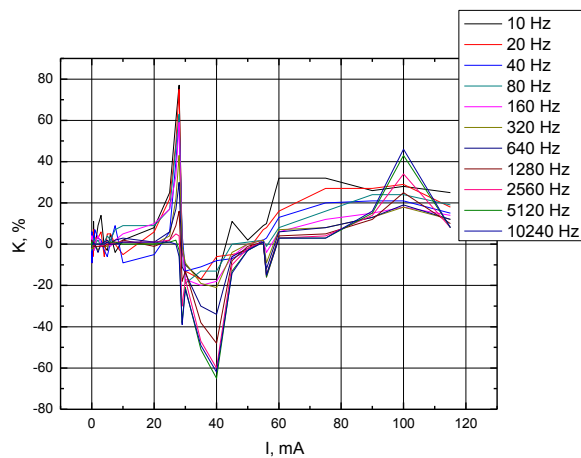
Iš 32 pav. kairiojo grafiko matome, kad prie žemų dažnių koreliacijos koeficientas yra didžiausias. Taip yra dėl to, kad ir elektriniame ir optiniame triukšme žemuose dažniuose vyrauja $1/f$ ir $1/f'$ polinkis, o didėjant dažniui optinis triukšmas įgauna kvantinio triukšmo pobūdį.

Iš 32 pav. dešinėje esančio grafiko matome, kad intervale nuo 0,005 mA iki 20 mA koreliacijos koeficientas yra apie 0. Taip yra dėl to, kad optinis triukšmas prie mažų srovių yra balto triukšmo pobūdžio ir tai nekoreliuoja su elektriniais $1/f$ pobūdžio triukšmais. Ties 30 mA optinis triukšmas stipriai didėja ir yra $1/f$ pobūdžio, todėl puikiai koreliuoja su elektriniais triukšmais.



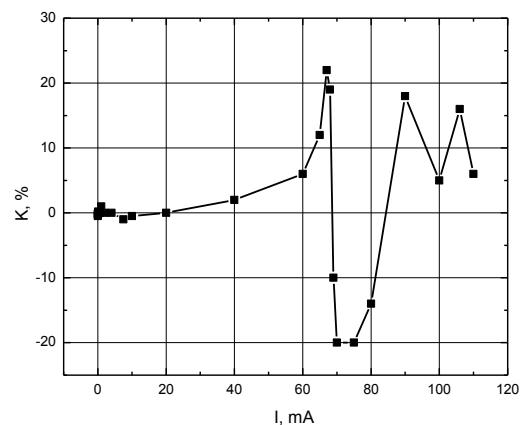
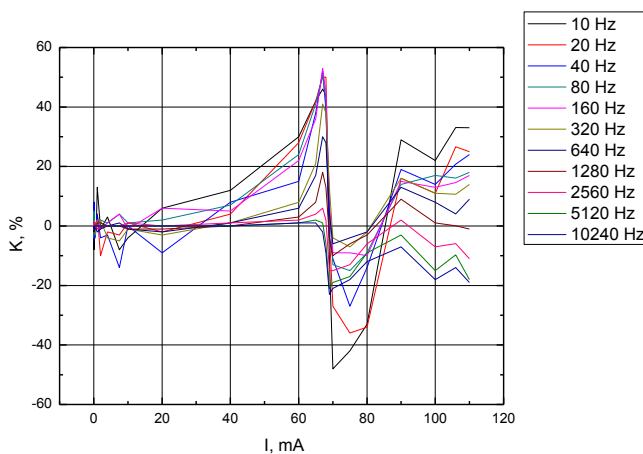
33 pav. B1-593 lazerio optinių ir elektrinių triukšmų tarpusavio koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės stiprio, esant skirtingiems centriniams dažniams (kairėje) ir optinių ir elektrinių triukšmų visame dažnių intervale koreliacijos priklausomybė nuo srovės stiprio (dešinėje).

Iš 33 pav. kairėje esančio grafiko galima apibendrinti visą darbo analizę. Žvelgiant į pirmąją smailę matome, kad didžiausia koreliacija pasiekama žemiausiuose dažniuose, nes prie slenkstinės srovės vertės optinis triukšmas pradeda stipriai kilti ir įgauna $1/f$ polinkį ir tai puikiai koreliuoja su $1/f$ polinkio elektriniais triukšmais. Aukštuose dažniuose su elektriniais $1/f$ triukšmais nekoreliuoja optinių kvantinių ir šiluminių triukšmų superpozicija. Žvelgiant į tolimesnes smailės mes matome, kad didžiausia koreliacijos koeficiento vertė yra pasiekama esant aukštiems dažniams. Taip yra dėl to, kad modų šuolių metu stipriai išauga optiniai triukšmai aukštuose dažniuose. 33 pav. dešinėje matoma visa ta pati informacija ir į visus staigius koreliacijos koeficiento vertės pasikeitimus reikia žvelgti kaip į srovių vertes, kuriose vyksta modų šuolių triukšmai.



34 pav. B3-591 lazerio optinių ir elektrinių triukšmų tarpusavio koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės stiprio, esant skirtingiems centriniams dažniams (kairėje) ir optinių ir elektrinių triukšmų visame dažnių intervale koreliacijos priklausomybė nuo srovės stiprio (dešinėje).

34 pav. visa analizė yra tokia pati išskyrus ties 100 mA srovės verte. Šiuo atveju modos šuolio metu koreliacijos koeficientas įgauna teigiamas vertes. Taip gali atsitikti dėl to, kad fotonai, sukurti dėl rekombinuojančių krūvininkų aktyviojoje ir neaktyviojoje srityse gali būti vienodų fazių.



35 pav. B5-593 lazerio optinių ir elektrinių triukšmų tarpusavio koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo srovės stiprio, esant skirtingiems centriniams dažniams (kairėje) ir optinių ir elektrinių triukšmų visame dažnių intervale koreliacijos priklausomybė nuo srovės stiprio (dešinėje).

35 pav. pirmoji smailė susidaro dėl vis stiprėjančių ir $1/f$ pobūdį įgaunančių optinių triukšmų prie slenkstinės srovės. Iškart po smailės seka didelė neigiamos koreliacijos smailė. Neigiamos K vertės atsiranda tuomet, kai rekombinacija diodo apvaskaliniuose sluoksniuose yra didesnė nei aktyviojoje srityje. Tai galima paaiškinti žemadažnį triukšmą išskaidant į atskirus sandus: $u_{el\ \dot{z}d}(t) = u_{el\ \dot{z}d(+)}(t) + u_{el\ \dot{z}d(-)}(t) + u_{el\ \dot{z}d(0)}(t)$. $u_{el\ \dot{z}d(+)}(t)$ žymi atsitiktinių procesų sukeltus potencialo barjero fliktuacijas ir krūvininkų padidėjusį srautą į kvantinę duobę. Šis narys aprašo teigiamą koreliacijos koeficiento sandą. $u_{el\ \dot{z}d(-)}(t)$ – neigiamasis koreliacijos koeficiento sandas, kuris apibūdina defektų sukeltus vyksmus aktyviojoje srityje, kurie sukelia nuotėkio srovės ir nespindulinę rekombinaciją. Dėl šių procesų sumažėja spindulinė rekombinacija aktyviojoje srityje. $u_{el\ \dot{z}d(0)}(t)$ yra susijusi su atsitiktiniais procesais defektuose už aktyviosios šviesos diodo srities ir koreliacijos koeficientui įtakos nedaro [23].

7. Išvados

1. Iš voltamperinių charakteristikų neidealumo koeficientų verčių prie mažų srovės stiprio verčių (iki 0,1 mA) galime spręsti apie bandinio defektingumą.
2. Nustatyta, kad lazerių elektrinis triukšmas visame tirtame dažnių intervale yra $1/f$ ir $1/f'$ pobūdžio.
3. Lazerių optiniai triukšmai tirtame dažnių intervale yra $1/f$, $1/f'$ ir kvantinių triukšmų superpozicija.
4. Modų šuolių triukšmų metu triukšmų lygis pakyla ir matome Lorenciano tipo triukšmus.
5. Iš lazerių abipusės koreliacijos grafikų galime nustatyti slenkstinės srovės vertę ir modų šuolių triukšmų srovių vertes.

8. Literatūros sąrašas

- [1] I. T. Sorokina, K.L. Vodopyanov, *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [2] O. G. Okhotnicov, *Semiconductor Disk Lasers*, Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, 2010.
- [3] Shiraz, H. Ghafouri, *The principles of Semiconductor Laser Diodes and Amplifiers*, London: Imperial College press, 2003.
- [4] V. Palenskis, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, *Lazeriniai diodai*, Vilnius: Vilnius Universitetas, 2000.
- [5] Jr., Peter S. Zory, *Quantum Well Lasers*, London: Academic Press, Inc, 1993.
- [6] W. T. Silfast, *Laser Fundamentals*, Edinburgh: Cambridge University Press, 2004.
- [7] P. Das, *Lasers and Optical Engineering*, New York: Springer-Verlag New York Inc, 1991.
- [8] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers*, New York: Springer-Verlag New York, 2004.
- [9] W. W. Chow, S. W. Koch, *Semiconductor - Laser Fundamentals*, Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999.
- [10] H. Temkin, T. Tanbun, and R. A. Logan, „Strained InGaAs/InP quantum well lasers,“ *Appl. Phys. Lett.*, t. 56, nr. 1210, 1990.
- [11] P. Capper, *Bulk Crystal Growth*, West Sussex: John Wiley and Sons, Ltd, 2005.
- [12] Z. Wang, „Room-temperature InP distributed feedback laser array directly grown on silicon,“ *Nature Photonics*, t. 9, pp. 837-842, 2015.
- [13] K. Nakahara, „1.3- μm InGaAsP-InP n-type modulation-doped strained multiquantum-well lasers,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, t. 3, nr. 2, pp. 166-172, 1997.
- [14] K.-i. T. Yoshinori Nakano, „1.5 μm InGaAsP/InP BH Lasers on p-Type InP Substrates,“ *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 19, nr. 10, 1980.
- [15] T. Matsuoka, Y. Suzuki, Y. Noguchi, H. Nagai, „GaInAsP/InP DH laser on semi-insulating InP substrate with terrace structure,“ *The Institution of Electrical Engineers*, t. 18, nr. 9, p. 359 – 361, 1982.
- [16] V. Palenskis, *Fliktuacijos elektroninėse sistemose*, Vilnius, 1998.
- [17] A. Ambrozy, *Electronic noise*, New York: McGraw-Hill, 1982.
- [18] S. Pralgauskaitė, *Optoelektronikos įtaisai telekomunikacijų sistemose*, Vilnius, 2010.

- [19] J. Zdanevičius, „Didelės galios nitridinių šviesos diodų elektrinių ir optinių triukšmų spektroskopija,“ p. 11, 2011.
- [20] G. T. Edmundas Kuokštis, Plačiatarpių puslaidininkių technologija ir prietaiai, Vilnius: UAB "Biznio mašinų kompanija", 2008.
- [21] J. Park, Non-ideal characteristic analysis of GaN-based light-emitting diode using current-voltage (I-V) and low-frequency noise experiment., IEEE Xplore, 2011.
- [22] B. Šaulys, J. Matukas, V. Palenskis, S. Pralgauskaitė and G. Kulikauskas, Light Emitting diode degradation and Low-Frequency noise characteristics, Vilnius: IEEE, 2010.
- [23] Vilius Palenskis, Jonas Matukas, Sandra Pralgauskaitė, „Light-emitting diode quality investigation via low-frequency noise characteristics,“ *Solid-State Electronics*, t. 54, pp. 781-786, 2010.

Noise analysis of InGaAsP/InP laser diodes

Summary

Lasers nowadays are used in various applications. Therefore evaluation of electrical and optical characteristics is the most responsive way to test laser diode's quality.

The purpose of this work was to test electrical and optical characteristics, electrical and optical noise, correlation coefficient, analyse the results and compare it with theoretical approaches. Four laser diodes were tested: one InGaAsP/InP single-mode distributed feedback laser and three multi-mode InGaAsP/InP laser diodes with different band gaps and cavity lengths.

All lasers have $1/f$ type spectrum of electrical noise except the current values when the mode hopping noise is occurring in multi-mode lasers. At those current values the noise spectrum is Lorentzian type. Optical noise of the lasers are a superposition of $1/f$ type noise and shot noise except, also, the current values when the mode hopping noise is occurring in multi-mode lasers. The spectrum of the multi-mode lasers noise once again became Lorentzian type.

The correlation coefficient between electrical and optical noise was also different on single-mode and multi-mode lasers. The single-mode laser correlation coefficient reached the peak at the threshold current and afterwards was always reducing the value of the correlation coefficient. On the other hand the multi-mode lasers had a lot of peaks and all except the first peak shows the mode hopping noise current values.

This experiment shows us that electrical and optical noise analysis is the most responsive way to test the quality of the laser diodes.