

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Dominykas Sauka

**Nd:YVO₄ KRISTALO STIPRINIMO JUOSTOS PLOČIO TYRIMAI
SKIRTINGOMS UŽKRATO PLUOŠTO POLIARIZACIJOMS**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas
Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentas

Dominykas Sauka

Leista ginti

2019-05-29

Darbo vadovas

dr. Aleksej Rodin

L. e. p. LTC vadovas

doc. dr. Rytis Butkus

Vilnius 2019

Turinys

1	Įvadas	3
2	Literatūros apžvalga	4
2.1	Aktyvatoriai.....	4
2.2	Retųjų žemių metalų jonai ir Nd	6
2.3	Nd:YVO ₄	7
2.4	Ti:S ir jų trūkumai	9
2.5	Yb:YAG ir jų trūkumai	13
2.6	Lazeriniai stiprintuvai	15
2.6.1	Nuostovios spinduliuotės stiprinimas.....	16
2.6.2	Šviesos impulsų stiprinimas	17
2.6.3	Spektrinio pralaidumo juosta lazeriniuose stiprintuvuose.....	18
2.6.4	Regeneraciniai ir daugialėkiai stiprintuvai.....	19
2.7	Modų sinchronizavimas	20
2.7.1	Sinchronizuotų modų impulsas	20
2.7.2	Aktyvusis modų sinchronizavimas.....	22
2.7.3	Pasyvusis modų sinchronizavimas	23
2.8	Neodimiu legiruotu vanadato kristalų galimybės tyrimams.....	24
3	Nd:YVO ₄ kristalo stiprinimo parametrų tyrimas	28
3.1	Eksperimento metodika.....	28
3.2	Eksperimento rezultatai.....	29
3.3	Rezultatų aptarimas	32
4	Išvados.....	33
5	Literatūros sąrašas	34
6	Santrauka.....	36
7	Summary	37

1 Įvadas

Neodimiu legiruoti vanadato kristalai yra efektyvi lazerinė terpė lempiniams ar diodu kaupinamais kietojo kūno lazeriams dėl gerų fizinių, optinių ir mechaninių savybių. Jie turi pranašumus prieš Nd:YAG ypač didelio pasikartojimo dažnio sinchronizuotų modų lazeriuose. Neodimiu legiruoti vanadato kristalai gali būti potencialiai panaudoti šiose srityse: naujų bangos ilgių generacija, spektriškai derinama spinduliuotė, dvispalvis lazerinis generavimas, galimybė THz spinduliuotės generavimui, galimybė sub-pikosekundinių impulsų generavimui. Nd:YVO₄ kristalų stiprinimo juostos pločio tyrimai yra naudingi siekiant itin trumpų – kelių pikosekundžių eilės išvadinių impulsų generacijos didelės vidutinės galios lazeriuose.

Šio eksperimentinio darbo tikslas - išmatuoti „c“ orientacijos Nd:YVO₄ kristalo stiprinimo juostos plotį skirtingoms stiprinamo pluošto poliarizacijoms.

Pagrindiniai darbo uždaviniai:

1. Eksperimentinės Nd:YVO₄ stiprintuvo schemos surinkimas ir derinimas.
2. Stiprinimo koeficiento priklausomybės nuo bangos ilgio esant skirtingoms poliarizacijoms matavimas.
3. Stiprinimo koeficientų ir juostos pločių palyginimas esant skirtingoms poliarizacijoms.

2 Literatūros apžvalga

Šiame skyriuje bus apžvelgiami bendrai aktyvatoriai, neodimis, Nd:YVO₄ savybės, taip pat panagrinėjami lazeriniai stiprintuvai, modų sinchronizavimas, bei galiausiai aptariamos neodimiu legiruotu vanadato kristalų galimybės tyrimams.

2.1 Aktyvatoriai

Kietojo kūno lazerių aktyvioji terpė yra sudaryta iš matricos ir joje vienalytiškai pasiskirsčiusių aktyvatoriaus jonų. Lazeriniai šuoliai vyksta tarp aktyvatoriaus jono lygmenų, todėl būtent aktyvatoriaus jonų energijos lygmenų sandara daugiausia sąlygoja kietojo kūno lazerių spinduliuotės parametrus. Elektroniniai šuoliai aktyviuosiuose centruose paprastai yra lydimi virpesinių šuolių. Elektroninių virpėjimo juostų pobūdis priklauso nuo centro pradinio ar galinio elektroninių lygmenų sąveikos su kristaline gardele. Dėl to gali atsirasti arba plačios (~0,1 eV eilės) sugerties ir spinduliavimo juostos, arba serija santykinai siaurų spektrinių linijų. Pirmasis atvejis atitinka stiprią centro sąveiką su gardele, antrasis – silpną. Esant ypač silpnai sąveikai, pirmame artinyje aktyvų centrą galima nagrinėti nepriklausomai nuo kristalinės gardelės. Tada vieną šuolį atitinka viena grynai elektroninės prigimties juosta [1].

Vadinasi, įterpus į kristalą įvairių priemaišų, kristalo skaidrumo juostoje gali atsirasti plačios elektroninės virpesių sugerties juostos, spektrinių linijų visuma (elektroninių virpesių serijos) ar atskiros spektrinės linijos. Specifiniai yra spektrai kristalų, kuriuose kaip priemaišos yra įterpti jonai su neužpildytomis vidinėmis orbitalėmis (tai pereinamųjų metalų 3d ir 4d orbitalės, retųjų žemės metalų 4f orbitalės ir transuraninių elementų 5d orbitalės). Šiuose jonuose (ypač su 4f neužpildyta orbitale) yra užpildytos išorinės orbitalės, todėl optiniai elektronai yra pakankamai gerai ekranuoti nuo sąveikos su kristaline gardele ir susidaro santykinai siaurų elektroninių spektrinių linijų sistema, primenanti spektrines linijas, kurias spinduliuoja atomai dujose. Ši linijų sistema susidaro dėl neužpildytos orbitalės elektronų šuolių tarp tos pačios konfigūracijos lygmenų. Kristalinės gardelės poveikis šiuo atveju pasireiškia dviem aspektais [1]:

- 1) vyksta jonų lygmenų skilimas nes nebelieka išsigimimo kristalo lauke (Štarko efektas);
- 2) laisvam jonui uždrausti dipoliniai šuoliai tarp to paties orbitinio kvantinio skaičiaus lygmenų, t.y. su $\Delta L = 0$ (pvz., 4f \rightarrow 4f), dabar tampa leidžiami.

Stebima spektrinių linijų sistema kinta priklausomai nuo priemaišinių jonų koncentracijos, tačiau ji išlieka net tuo atveju, kai nurodyti jonai yra jau ne priemaišos, o viena iš gardelės dedamųjų. Norint

gauti našų lazerio generavimą, į matricą įvedamas aktyvatoriaus jonas turi tenkinti tokius reikalavimus [1]:

1) Turėti metastabilų lygmenį su didele gyvavimo trukme ir siaura liuminescencijos linija. Kuo ilgesnė gyvavimo trukmė ir siauresnė liuminescencijos linija, tuo mažesnė reikiama kaupinimo galia. Norint gauti didelę kvantinę išeią, liuminescencijos linijų plotis ir jų skaičius turi būti minimalus.

2) Turėti plačią juostą arba didelį skaičių sugerties juostų, kad būtų galima sukurti metastabilių lygmenų užpildos apgražą. Kuo platesnė aktyvatoriaus sugerties juosta, tuo efektyviau panaudojama nekoherentinio kaupinimo šaltinio spinduliuotė. Kitas reikalavimas – po sužadinimo dauguma atomų dėl nespindulinių šuolių turi peršokti į metastabilų, o ne į pagrindinį lygmenį. Be to, pageidautina, kad kaupinimo spinduliuotės bangos ilgis nežymiai viršytų generuojamos spinduliuotės bangos ilgį. Kuo didesnis šis skirtumas, tuo didesnė sugertos energijos dalis virsta šilumos nuostoliais kristale.

3) Neturėti jokių sugerties linijų, išskyrus tas, kurios būtinos sužadinimui.

4) Siekiant sumažinti generacijos slenkstį ir kaupinimo energiją, perspektyvesnė yra keturlygmenė lazerinė sistema. Jos apatinis lygmuo, į kurį vyksta lazerinis šuolis, turi būti aukščiau už pagrindinį per $\sim 8 kT$ (k – Bolcmano konstanta, T – temperatūra). Be to, apatinio lygmens gyvavimo trukmė esamoms sąlygomis turi būti minimali.

Iš kietojo kūno lazerinių medžiagų šiuos reikalavimus geriausiai tenkina dielektriniai kristalai, arba stiklai, papildyti nedideliu kiekiu pereinamųjų arba retųjų žemių (lantanoidų arba aktinoidų) elementų jonų. Iš pereinamųjų metalų kietojo kūno lazerinėse medžiagose buvo įvesti šie jonai: Ti^{4+} , Ti^{3+} , Cr^{4+} , V^{3+} , Ti^{2+} , Mn^{5+} , Cr^{3+} , V^{2+} , Mn^{3+} , Cr^{2+} , Fe^{3+} , Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{3+} , Co^{2+} , Ni^{3+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} , Cu^{+} . Tačiau šiuo metu svarbiausi yra Ti^{3+} , Cr^{4+} , Cr^{3+} , Co^{2+} , Ni^{2+} . Iš retųjų žemės metalų (lantanoidų) kietojo kūno lazerinių medžiagų aktyvatoriai yra trivalenčiai Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Pm^{3+} , Sm^{3+} , Eu^{3+} , Gd^{3+} , Tb^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} ir divalenčiai Eu^{2+} , Yb^{2+} , Sm^{2+} , Tm^{2+} jonai. Iš aktinoidų tik U^{3+} jonas buvo įterptas į CaF_2 matricą, nes kiti aktinoidai yra radioaktyvūs [1].

Taigi pagal aktyvatorių kietojo kūno lazeriai gali būti suskirstyti į dvi dideles grupes: pereinamųjų metalų ir lantanoidų. Šių grupių lazerių spektroskopinės ir veikos charakteristikos yra visiškai skirtingos. Pereinamųjų metalų lazeriai turi aktyvius jonus, priklausančius ketvirtajai periodinės lentelės eilei, tuo tarpu lantanoidų eilės lazeriai turi aktyvius jonus, priklausančius šeštajai periodinės lentelės eilei. Nors šių grupių lazeriai turi daug bendrų savybių, tačiau spektrinės sugerties ir spinduliavimo charakteristikos, kartu generuojamos spinduliuotės derinimas labai skiriasi. Pereinamųjų metalų lazeriai paprastai yra

derinami santykiškai plačioje spektro srityje, o lantanoidų grupės lazerių derinimo sritis yra santykiškai ribota. Pereinamųjų metalų kietojo kūno lazerių derinimas yra pagrindinis jų privalumas ir sąlygotas pereinamųjų metalų aktyvių atomų sąveikos su lazerinės medžiagos kristaliniu lauku. Pereinamųjų metalų lazeriuose generacijos procese dalyvauja 3d elektronai, o lantanoidų lazeriuose – 4f elektronai. Dėl elektroninės konfigūracijos ypatumų 3d elektronai stipriai sąveikauja su lazerinės medžiagos kristaliniu lauku, tuo tarpu 4f elektronai – ne. Būtent dėl stiprios aktyvių jonų elektronų sąveikos su kristaliniu lauku spinduliavimo linijos išplinta, kartu atsiranda spektrinio derinimo galimybė. Pereinamųjų metalų grupės lazerių spektrinio derinimo sritis gali sudaryti pakankamai didelę centrinio bangos ilgio dalį. Pavyzdžiui, $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, lazeryje derinimo srities ir bangos ilgio esant maksimaliam stiprinimui santykis yra 0,5 [1].

Ilga lazerinio viršutinio lygmens gyvavimo trukmė – bendra daugumos kietojo kūno lazerių charakteristika – leidžia šiuose lazeriuose realizuoti įvairius laikinius režimus nuo pavienių impulsų su labai didele energija iki nuolatinės veikos. Viršutinio lygmens gyvavimo trukmė kietojo kūno lazerinėse medžiagose gali siekti keletą milisekundžių, kai daugumos kitų lazerinių medžiagų yra nanosekundžių eilės. Dėl ilgos kietojo kūno lazerinių medžiagų viršutinio lygmens gyvavimo trukmės, naudojant ilgus optinius impulsus, galima sukurti šių lygmenų užpildos apgrąžą [1].

2.2 Retųjų žemių metalų jonai ir Nd

Retųjų žemių metalų jonai intensyviai fluorescencijos linijas turi beveik kiekvienoje kietakūnių terpių regimos ir artimos infraraudonojo spektro srities dalyje ir todėl yra pagrindiniai kietojo kūno lazerinių terpių aktyvatoriai. Šios fluorescencijos linijos išlieka siauros ir veikiant stipriems vidiniams kristalų laukams. Tai sąlygota tuo, kad optiškai aktyvi orbitalė 4f, tarp kurios lygmenų vyksta optiniai šuoliai, nuo kitų matricos gardelės jonų lauko poveikio yra ekranuota užpildytomis 5s ir 5d orbitalėmis [1].

Retųjų žemės metalų jonai lazerinėse terpėse dažniausiai būna trivalenčiai. Kai kristale susidaro trivalenčiai jonai, atomas joniniams ryšiams sudaryti praranda du 6s orbitalės elektronus ir vieną elektroną iš 5d orbitalės, jei ji yra, arba vieną elektroną iš 4f orbitalės. Pavyzdžiui, Nd^{3+} turi 4f orbitalėje 3 elektronus, nes trivalentis jonas netenka dviejų 6s orbitalės elektronų ir vieno 4f orbitalės elektrono [1].

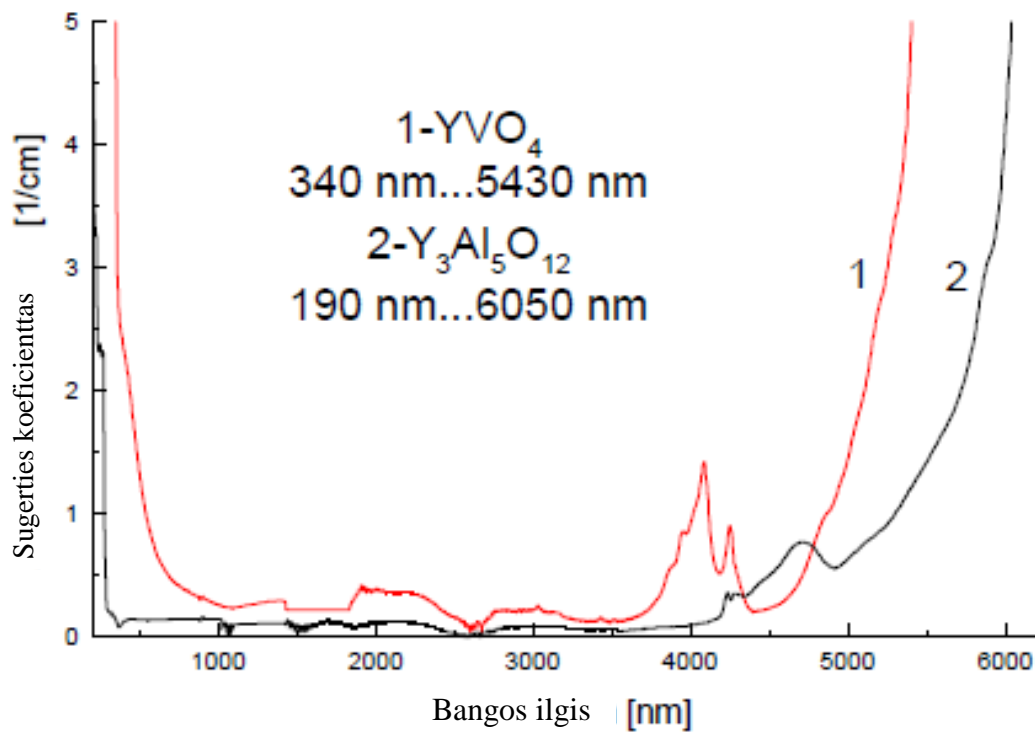
Nd^{3+} buvo pirmas ir lieka svarbiausias aktyvatorius iš trivalenčių retųjų žemės metalų. Priverstinis spinduliavimas su šiuo jonu buvo gautas įvedus jį į daugiau kaip 40 matricių. Su Nd^{3+} gaunama spinduliavimo galia yra didžiausia iš visų keturlygmenių lazerinių terpių. Nd^{3+} jono priverstinis spinduliavimas stebimas 0,94, 1,06 ir 1,35 μm srityse [1].

Neodimiu legiruotos lazerinės medžiagos bei spinduliavimo bangos ilgiai (nm) yra ILF:Nd (1047; 1053), stiklas (silikatinis):Nd (1062), stiklas (fosfatinis):Nd (1054), GSGG:Nd (1061), GSAG:Nd (1061), IAG:Nd (1064; 1318), IOA:Nd (1079), LBE:Nd (1070; 1079; 1336) [1].

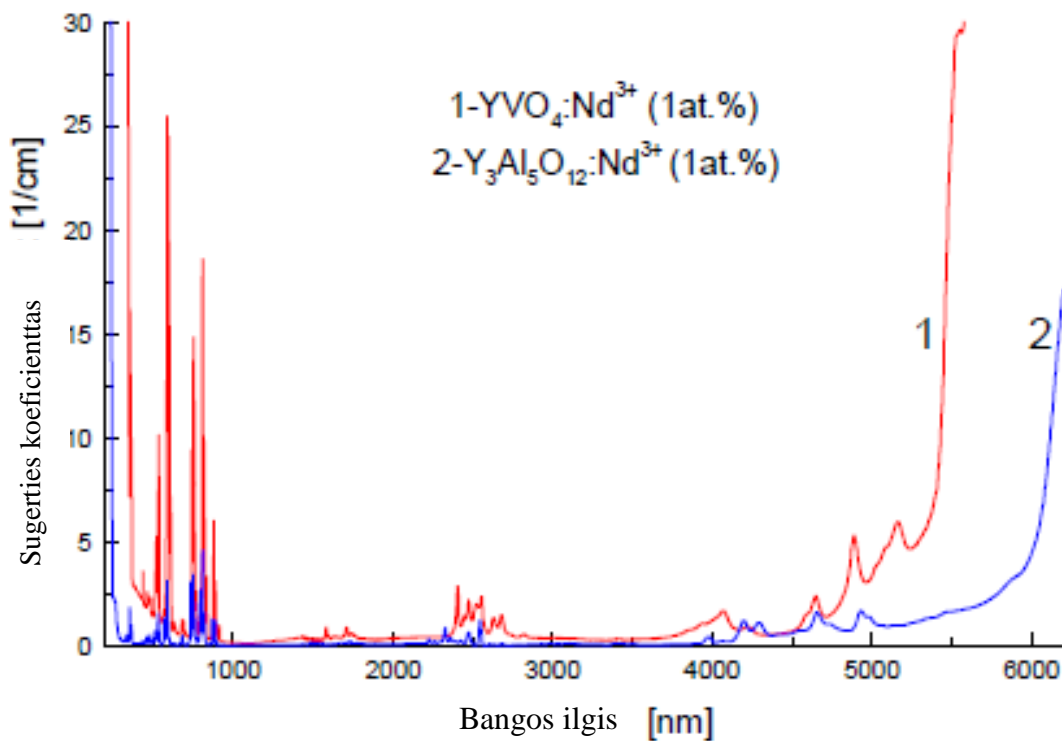
2.3 Nd:YVO₄

Neodimio itrio vanadatas pasižymi šiomis savybėmis [2]:

cheminė formulė	Nd ³⁺ :YVO ₄
kristalinė struktūra	keturkampė
šiluminis laidumas	≈ 5 W / (m K) (gali būti ir 9 – 12)
šiluminis plėtimosi koeficientas	11 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (c kryptis) 4.4 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ (a kryptis)
pralaidumo juosta	0.3 – 2.5 μm
dvigubas šviesos lūžis	teigiamas vienašis
lūžio rodiklis 1064 nm	2.17 c poliarizacijai (e rodiklis) 1.96 o rodiklis
lūžio rodiklio priklausomybė nuo temperatūros	3 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ c kryptyje 8.5 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹ a kryptyje
Nd tankis 1 % legiravime	1.24 × 10 ²⁰ cm ⁻³
fluorescencijos trukmė	90 μs
sugerties skerspjūvis, 808 nm	60 × 10 ⁻²⁰ cm ² (c poliarizacija)
emisijos skerspjūvis, 1064 nm	114 × 10 ⁻²⁰ cm ² (c poliarizacija)
stiprinimo juosta	1 nm



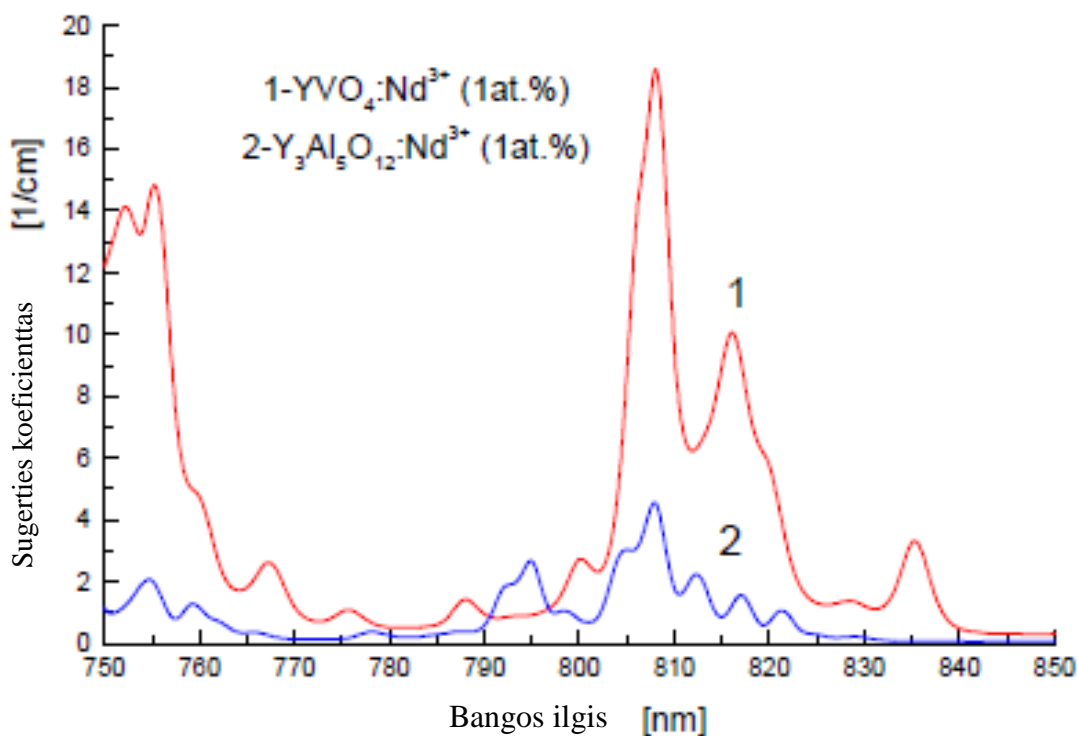
1 pav. YVO₄ ir YAG grynų kristalų sugertis. Adaptuota pagal [24]



2 pav. Nd jonais legiruotų YVO₄ ir YAG kristalų sugertis. Adaptuota pagal [24]

1 ir 2 pav. pavaizduota grynų ir Nd jonais legiruočių YVO₄ ir YAG kristalų sugertis. Kaip galima matyti, fundamentali sugerties riba yra pasislinkusi maždaug 50 nm į ilgų bangų pusę, o gardelės sugertis prasideda maždaug 500 nm arčiau YVO₄ kristalams, palyginus su YAG. [24]

Nd:YVO₄ kristalo sugertis yra didesnė negu Nd:YAG kristalo tam pačiam legiravimui (1at.%). Tai aiškiai matosi 3 pav., kur pavaizduota šių kristalų sugertis 750-850 nm (lazerinių diodų kaupinimui). Bangos ilgiui $\lambda = 808$ nm YVO₄ ir YAG sugerties santykis siekia iki 4. [24]



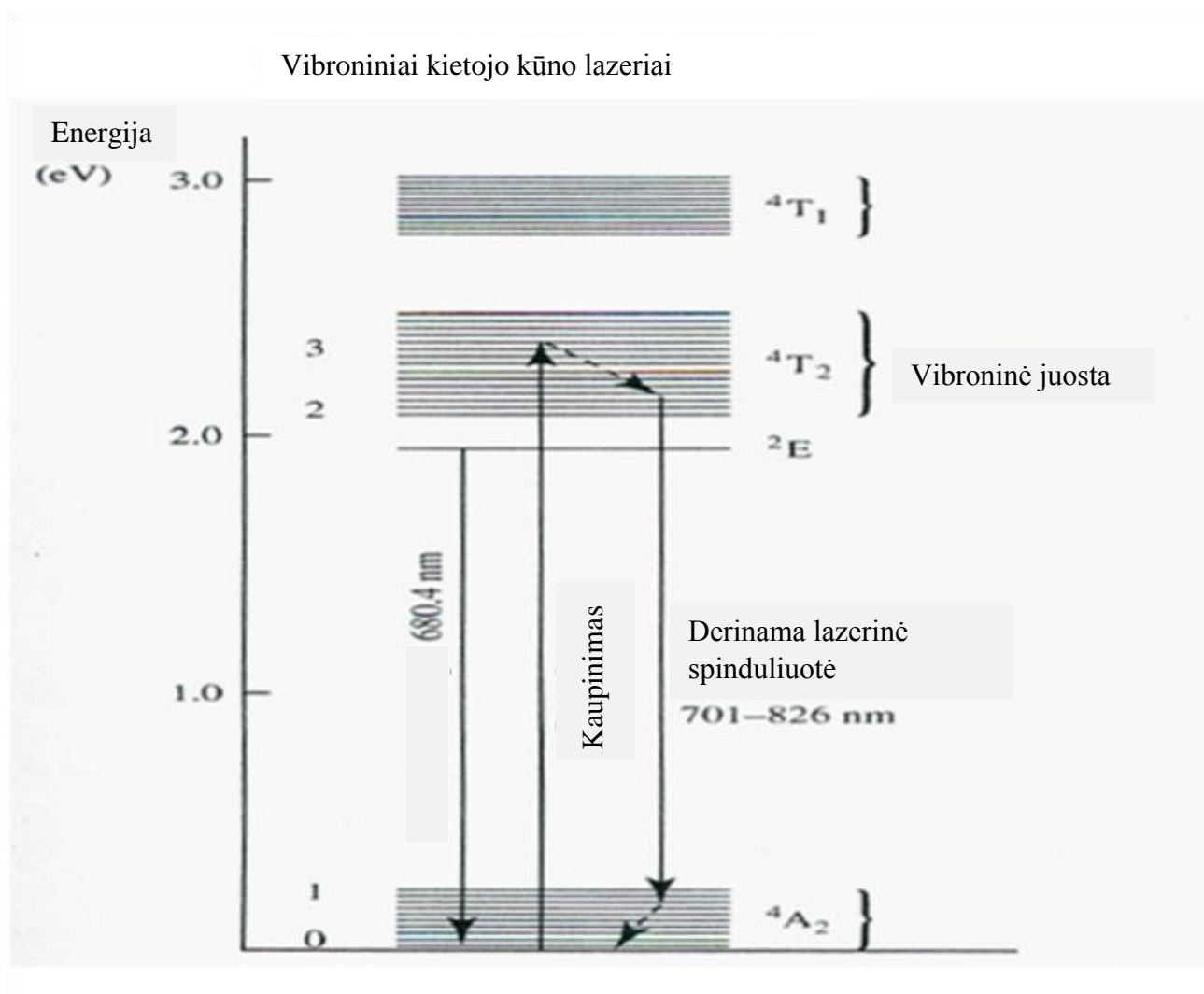
3 pav. Kristalų sugertis diodinių lazerių kaupinimo srityje. Adaptuota pagal [24]

2.4 Ti:S ir jų trūkumai

Pereinamųjų metalų jonų, įterptų į kietojo kūno medžiagas, sužadintų relaksacijos sparta yra didesnė, palyginti su retųjų žemių jonais. Sugertis iš sužadintų būsenų yra generavimą ribojantis veiksnys daugelyje kietojo kūno lazerių su pereinamaisiais metalais. Šis reiškinys sumažina lazerio veikimo efektyvumą, jei į sugerties iš sužadintos būsenos juostą patenka lazerio ar kaupinimo bangos ilgis. Sugertis iš sužadintų lygmenų svarbi jonams, turintiems 3d²-3d¹⁰ elektronų konfigūracijas, nes šie jonai turi daug sužadintų lygmenų. Išimtis yra tik Ti³⁺, jonas turintis vieną elektroną 3d orbitaleje. Dėl sugerties iš sužadintų būsenų, dauguma lazerių, kurių generavimas grindžiamas šuoliais tarp skirtingų elektroninių virpėjimo būsenų, gali generuoti tik dalyje stiprinimo juostos. Be to, yra cheminės priežastys: dauguma pereinamųjų metalų jonų yra daugiavalenčiai. Pavyzdžiui Ti gali būti kaip Ti⁴⁺, Ti³⁺ ar Ti²⁺. Lazerinis

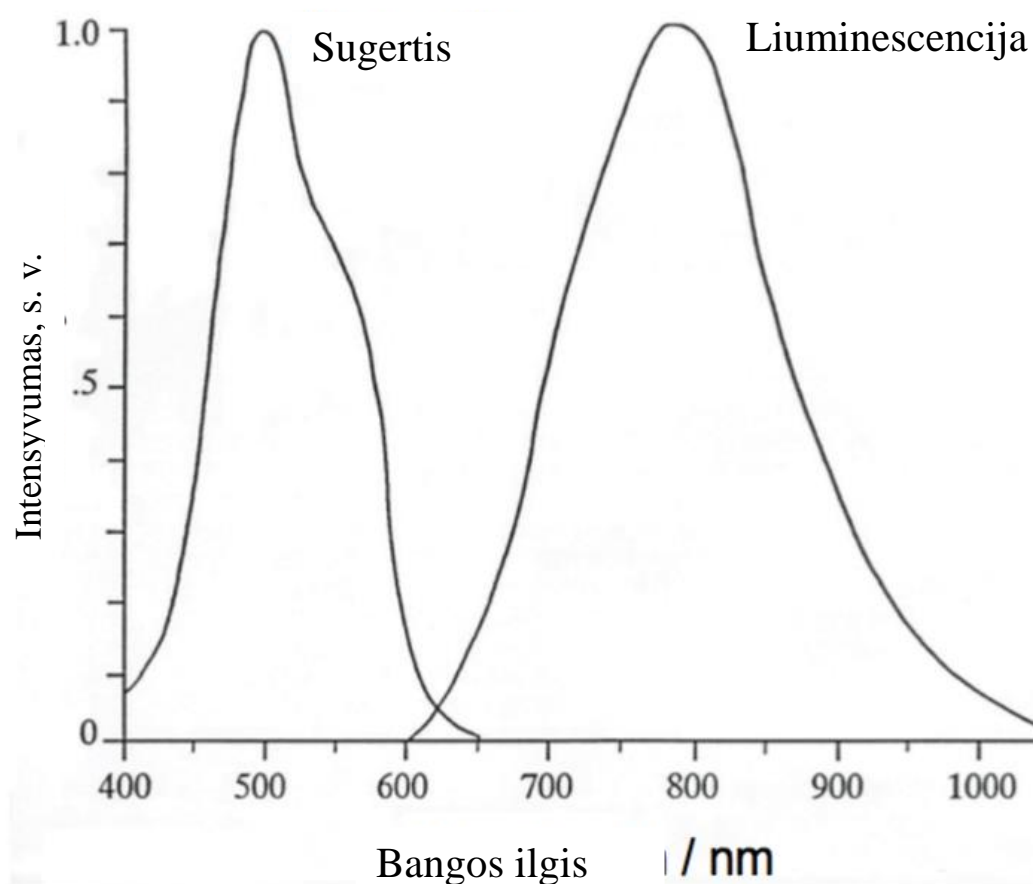
jonas Ti^{3+} gali būti oksiduotas iki Ti^{4+} , kuris yra optiškai inertiškas. Lazerinėje medžiagoje $Al_2O_3:Ti^{3+}$ norint gauti dominuojančius jonus Ti^{3+} , reikia specialios auginimo procedūros. [11]

Paprasčiausias pereinamųjų metalų jonas yra Ti^{3+} , turintis tik vieną optiškai aktyvų 3d joną. Jie stengiasi sudaryti oktaedrų kompleksus, kuriuose laisvo elektrono 2D būseną suskyla į 2E ir 2T_2 būsenas, energiškai atskirtas per 10 Dg. 2T_2 pagrindinė būseną trigoninės simetrijos kristalo lauke suskyla į 2A_1 ir 2E būsenas (jos žymimos pagal C_{3v} grupės simetrijos elementus); sukinio ir orbitos sąveika toliau suskaido 2E būseną į C ir $2\hat{A}$ būsenas (C_{3v} dvigubos grupės simetrijos elementai), palikdama $2\hat{A}$ kaip pagrindinę būseną. Al_2O_3 kristalo lygmuo C (2E) yra $37,8\text{ cm}^{-1}$, o lygmuo C (2A_1) – 108 cm^{-1} aukščiau už lygmenį $2\hat{A}$. Sužadintos 2E būsenos skylimas yra daug didesnis negu pagrindinio sukinio ir orbitos sąveiką bei Jano ir Telerio efektą. Energijos lygmenų sandara buvo pavaizduota 4 pav.



4 pav. Vibroninių lazerių energijos lygmenų diagrama. Adaptuota pagal [17]

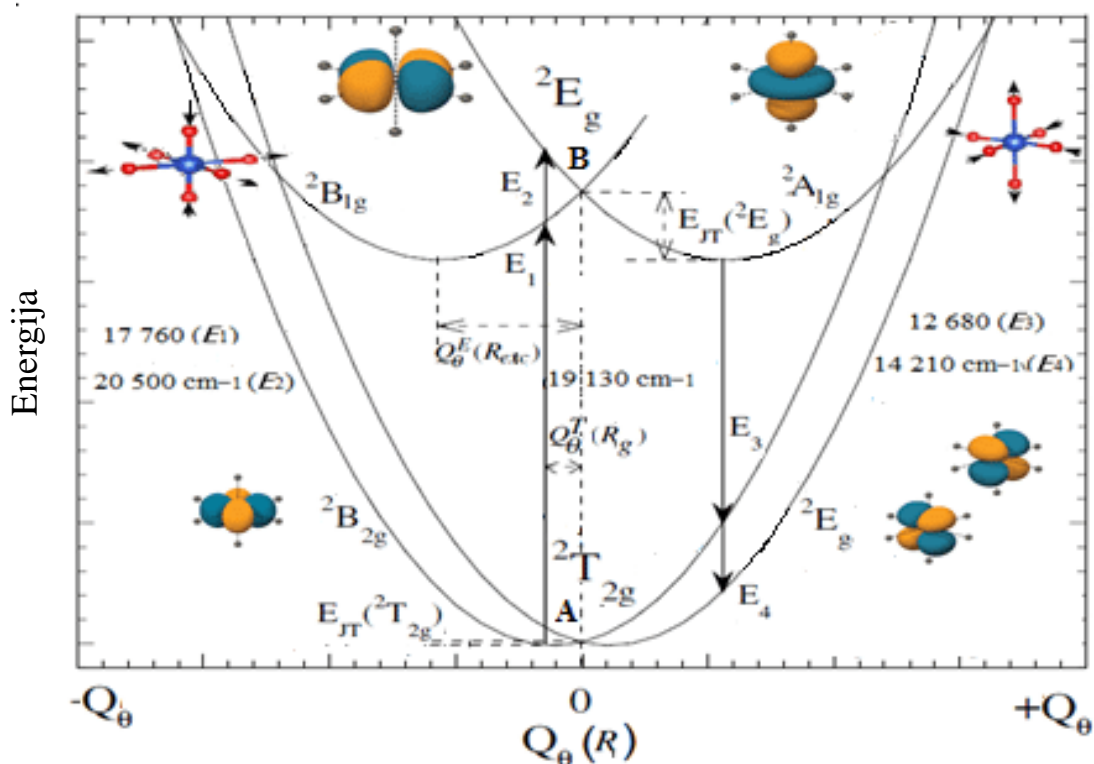
$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ optiniai sugerties ir liuminescencijos spektrai pavaizduoti 2 pav. ${}^2\text{T}_2 \rightarrow {}^2\text{E}$ sugertis ties 20000 cm^{-1} susideda iš dviejų plačių juostų, perstumtų per $\sim 2500 \text{ cm}^{-1}$. [11]



5 pav. Ti:S sugerties ir liuminescencijos spektrai. Adaptuota pagal [18]

Liuminescencija stebima tik iš žemesnio sužadinto lygmens, jos smailė yra ties 14000 cm^{-1} . Šios juostos yra neatskiriamos ir susijusios su viršutinio ${}^2\text{E}$ lygmens skilimu į du dėl Jano ir Telerio efekto. Plati liuminescencijos juosta, sąlygota stipraus elektroninių ir virpėjimo būsenų ryšio, sudaro puikias sąlygas lazerio bangos ilgio derinimui. Pagrindinės būsenos skilimas į tris lygmenis stebimas tik žemos temperatūros liuminescencijos spektre, kai virpesinio spektro juosta trumpųjų bangų krašte turi tris nedideles smailes. Temperatūrai kylant, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ spektroskopinės savybės labai kinta. Pirmiausia fluorescencijos trukmė sparčiai mažėja didinant temperatūrą virš 300 K . Tuo pačiu ir integrinis emisijos intensyvumas mažėja. Tai susiję su kvantinio efektyvumo, kuris prie labai žemų temperatūrų yra artimas vienetui, mažėjimu dėl nespindulinės relaksacijos tikimybės didėjimo esant temperatūrai, aukštesnei už 200 K . Didėjant temperatūrai liuminescencijos juostos didėja. Remiantis 6 pav. pateiktu konfigūracinės koordinatės modeliu, galima paaiškinti $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ spektroskopines savybes. $3d^1$ konfigūracija sukuria

elektrono energijos lygmenis, kurie stipriai surišti su kristalo gardelės ir dėl to sužadintos būsenos potencialo parabolės minimumas, palyginus su pagrindinės būsenos minimumu, yra stipriai pastumtas. Dėl to stebimas didelis Stokso poslinkis tarp sugerties ir emisijos juostų. Ir pagrindinis, ir sužadintas elektroniniai lygmenys yra išsigimę, todėl įskaičius stiprią elektroninių būsenų sąveiką su gardelės virpesiais, išsigimę lygmenys atsiskiria dėl Jano ir Telerio efekto. Todėl dvi išreikštos sugerties juostos yra susiję su šuoliais iš pagrindinės būsenos potencialinio minimumo į dvi būsenos 2E dedamąsias su paslinktais energijos minimumais, palyginti su pagrindinės būsenos minimumu. Pagrindinės būsenos skilimas yra per mažas, kad veiktų sugerties šuolius. Liuminescencija yra susijusi su šuoliais iš žemiausių virpėjimo lygmenų, priklausančių metastabilioms būsenoms, esančioms cilindrinės simetrijos potencialo duobės dugne. [1]



6 pav. Ti^{3+} jono energetiniai lygmenys. Adaptuota pagal [19]

Pagrindinė būseną, įskaičius visus skilimus, susideda iš trijų paraboloidų su jų minimumais, todėl bendru atveju čia nėra cilindrinės simetrijos ir dėl to emisijos juosta yra labai plati. Liuminescencija stebima tik iš žemesnio sužadinto lygmens, nes kita būsenos 2E dedamoji, atsiradusi dėl Jano ir Telerio efekto, yra su taip paslinkta koordinate, kad kertasi su pagrindinio lygmens potencialo paviršiumi ir šio lygmens tuštinimas daugiausia vyksta dėl nespinduliuojamųjų šuolių. [1]

Ti^{3+} legiravimo koncentracija turi būti pakankamai maža (0,15 % arba 0,25 %), nes kitu atveju neįmanoma gera kristalo kokybė. Dėl ribotos kaupinimo sugerties galimas kristalo dydis turi neviršyti

kelis milimetrus. Taip pat kaupinimo taško dydis yra mažas. Dėl šių priežasčių yra reikalingas didelis kaupinimo ryškis. [20]

Kaupinti titano – safyro lazerį galima daugeliu bangų ilgiu, tačiau jie visi yra maždaug žalios šviesos srityje (sugerties maksimumas yra apie 490 nm). Šioje srityje nėra galimų galingų lazerinių diodų. Daugumoje atvejų, naudojami keli vatai kaupinimo galios, kartais iki 20 W. Iš pradžių Ti:S lazeriai buvo kaupinami su 514 nm argono lazeriais, kurie yra galingi, bet neefektyvūs, brangūs naudoti ir užimantys daug vietos. Dabar yra kitokie žali lazeriai ir neretai naudojami dvigubo dažnio kietojo kūno lazeriai, kurie yra neodimiu legiruoti. Tada bangos ilgis yra 532 nm, tad sugerties efektyvumas yra mažesnis, palyginus su 514 nm lazeriais. Tiesioginis diodinis kaupinimas mažesnių bangos ilgių srityje, pavyzdžiui 455 nm su GaN lazeriniais diodais, irgi įmanomas, tačiau šiuo atveju yra ne tik sumažinta kaupinimo sugertis, bet ir atsiranda nuostoliai, kurie dar labiau pablogina lazerio veikimą. [21].

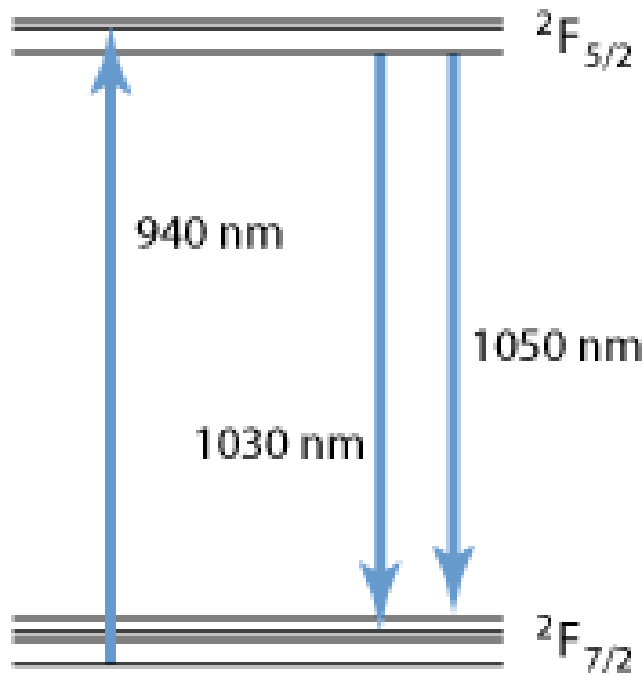
2.5 Yb:YAG ir jų trūkumai

Yb³⁺ priskiriamas trilygmenėms lazerinėms sistemoms, bet turintis mažiausią sugerto ir išspinduliuoto kvanto skirtumą, tapo svarbiu aktyvatoriumi kuriant diodiniais lazeriais kaupinamus didelės galios bei ultratrumpų impulsų tūrinius ir šviesolaidinius kietojo kūno lazerius. [1]

Trivalenčių retųjų žemių jonų išoriniai elektronai suformuoja pilną inertinių dujų apvalkalą su dviem 5s ir šešiais 5p elektronais. Šis apvalkalas yra optiškai neaktyvus. Trivalentis Yb³⁺ turi tryliką 4f orbitalės elektronų. Kol 4f orbitalė nėra pilnai užpildyta keturiolika elektronų, tol 4f lygmenys nėra pilnai užpildyti ir šioje orbitalėje jau esantys elektronai dėl šviesos sugerties gali peršokti į aukštesnius lygmenis. Ryškios šios grupės jonų sugerties ir spinduliavimo linijos sąlygotos tuo, kad šuoliuose dalyvaujantys elektronai yra ksenono apvalkale ir todėl su išoriniais jonais sąveikauja tik silpnai. Dėl tos pačios priežasties gaunama didelė fluorescencijos išeiga, kuri gali būti beveik lygi 100 %. [1]

Iterbiu legiruoti lazeriniai kristalai turi įvairių savybių, kurių nemažai skiriasi nuo kitų, pavyzdžiui, neodimiu legiruoti kristalų. [22]

Jie turi labai paprastą elektroninių lygmenų struktūrą, tik su viena sužadinta būseną ²F_{5/2}, kuri yra lengvai pasiekama nuo pagrindinės būsenos ²F_{7/2}. Būseną pasiekama su artimąja infraraudona spinduliuote arba regima šviesa. Kaupinimas ir stiprinimas yra dėl skirtingų polygmenų pagrindinės ir sužadintos būsenos perėjimų (pavaizduota 7 pav). Polygmenys vakuume būtų energiška išsigimę, tačiau išsigimimą panaikina kristalinės gardelės elektrinis laukas.

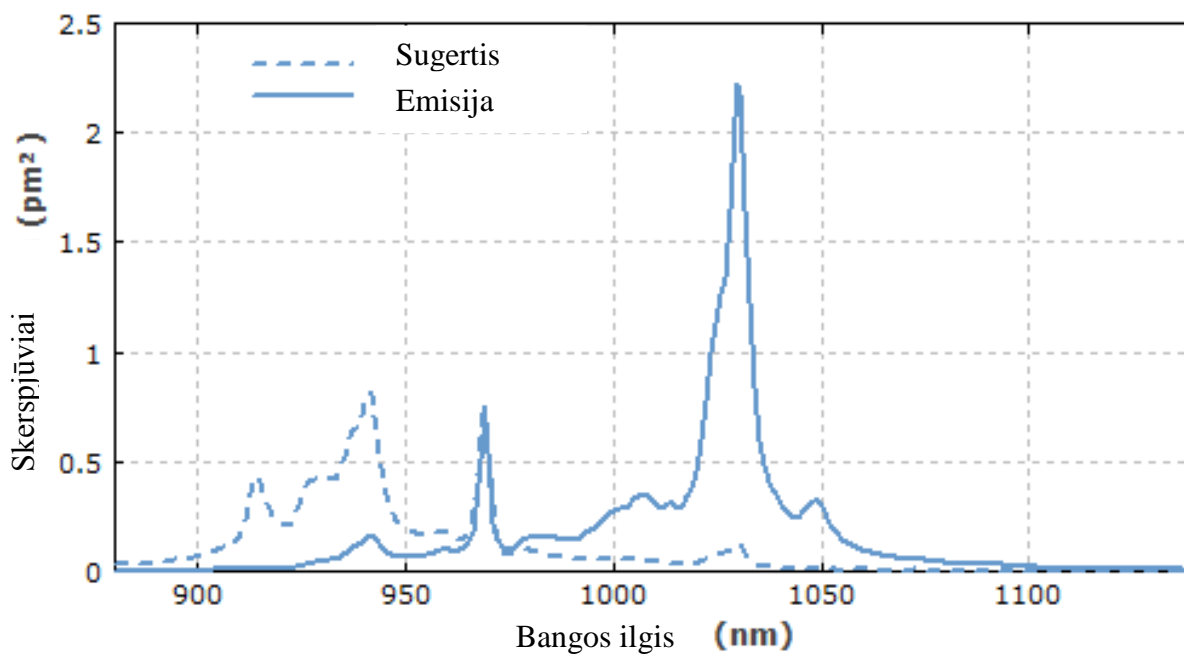


7 pav. Yb^{3+} energetiniai lygmenys. [22]

Kvantinis defektas yra labai mažas, todėl įmanoma gauti labai didelio našumo lazerius, sumažinant šiluminius reiškinius didelės galios lazeriuose. Tačiau atsiranda problemų dėl kvazitrilygmenės sistemos savybių. Taip pat paprasta elektroninė struktūra panaikina sužadintos būsenos sugertį ir kitus gesinimo procesus.

Stiprinimo juosta yra pakankamai didelė, palyginus neodimio kristalus. Tai leidžia naudoti lazerius plačioje bangų srityje arba generuojant ultratrumpus impulsus modų sinchronizuotuose lazeriuose. Aukštesnės būsenos gyvavimo trukmės yra nemažos (apie 1 - 2 ms), kas yra labai tinkama kokybės moduliacijai.

Mažas kvantinis defektas taip pat turi nenorimą pasekmę: didelį kvazitrilygmenį požymį, ypač trumpuose bangos ilgiuose. Dėl to tokie lazeriai turi būti valdomi su dideliais kaupinimo intensyvumais, tad yra sunku panaudoti šiuos lazerius labai efektyviai. Taip pat yra problemų rezonatoriams, kur yra skersgalinis kaupinimas: rezonatoriaus veidrodis, skirtas kaupinimo spinduliui pernešti į kristalą, privalo turėti gerą atspindžio koeficientą lazerio bangos ilgiuje ir didelį perdavimą tik vos trumpesniame kaupinimo bangos ilgiuje. Tokie dichroiniai veidrodžiai labai artimams bangoms ilgiams yra sunkiai pagaminami.



8 pav. Yb:YAG sugerties ir emisijos spektrai. Adaptuota pagal [23]

8 pav. pavaizduota Yb:YAG sugerties ir spinduliuotės skerspjūviai. Šioje medžiagoje sugerties ir spinduliuotės maksimumai yra mažesni, nei stikle. Pagrindinė spinduliuotė yra apie 1030 nm, tačiau yra ir mažesnis maksimumas 1050 nm bangos ilgyje, kuris irgi gali būti panaudotas lazeryje.

2.6 Lazeriniai stiprintuvai

Daugeliu atveju lazerio galia (ar spinduliuotės intensyvumas) nėra pakankama konkreitiems taikymams. Todėl atsiranda poreikis stiprinti lazerio spinduliuotę papildomai. Tokie stiprinimo elementai (lazeriniai stiprintuvai) yra statomi už išvadinio veidrodžio. Į juos nukreipiama užkrato lazerio spinduliuotė ar jos dalis [1].

Optiniu stiprintuvu vadiname prietaisą, kuris stiprina optinio ruožo spinduliuotę. Tad stiprintuvo išvade generuojama galia yra didesnė nei patenkanti į įvadą. Paprastai į optinį stiprintuvą įvedamas Gauso spindulių pluoštas laisvoje erdvėje arba iš šviesolaidžio. Jei stiprinimo terpėje optiniu kaupinimu sudaroma užpildos apgrąža, optinis stiprinimas vyksta dėl priverstinio spinduliavimo. Šiuo atveju, spinduliuojant sužadintiems atomams, jonams ar molekulėms, juose sukauptą energiją papildo (sustiprina) optinio lauko modas [1].

Stiprinimas dėl priverstinio spinduliavimo nėra vienintelis stiprinimo būdas. Kiti būdai: tribangės ir keturbangės parametrinės sąveikos, netiesinės Ramano ir Brijueno sklaidos, koherentinė sąveika, kai stiprinimas vyksta nesant užpildos apgrąžos [1].

2.6.1 Nuostovios spinduliuotės stiprinimas

Lazerinio stiprintuvo išvadinės spinduliuotės galią nagrinėsime atsižvelgdami į stiprinimo sotinimo efektą, kuris atsiranda dėl to, kad apgražos užpilda $\Delta N = N_2/g_2 - N_1/g_1$ kinta veikiamo sklindančios aktyvioje terpėje spinduliuotės ir riboja lazerinio stiprintuvo galią. Tiesinio, t.y. būdingo mažiems signalams, stiprinimo etape paskirstytą stiprinimo koeficientą apgražtos rezonansinės sugerties linijos centre žymėsime α_0 , dimensija $[\text{cm}^{-1}]$. Nerezonansinių paskirstytų spinduliuotės nuostolių koeficientas žymimas β . Kai $g_1 = g_2$, spinduliuotės priaugui sklindant lazerine terpe su vienalytiškai išplitusia linija, galime užrašyti tokią lygtį [1]:

$$\frac{dI}{dz} = \alpha(I)I - \beta I = \frac{\alpha_0 I}{(1 + I/I_s)} - \beta I. \quad (1)$$

Suintegravus gaunama

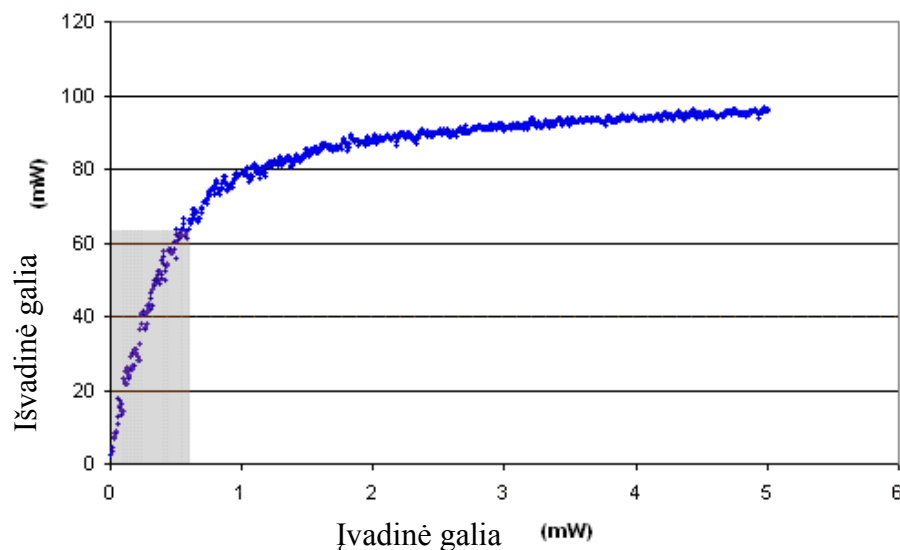
$$(\alpha_0 - \beta)L = \ln \frac{I}{I_0} - \frac{\alpha_0}{\beta} \frac{\alpha_0 - \beta(1 + I/I_s)}{\alpha_0 - \beta(1 + I_0/I_s)}. \quad (2)$$

Kai $I_0, I \ll I_s$ ir $\beta I / (\alpha_0 - \beta), \beta I_0 / (\alpha_0 - \beta) \ll I_s$, išvadinės spinduliuotės intensyvumas auga eksponentiškai. Kai efektyvus terpės stiprinimas $G = I/I_0$, lygtis yra tokia:

$$\frac{I_0}{I_s} = \frac{\ln[G^{-1} \exp(\alpha_0 L)]}{G-1} \equiv \frac{\ln[G^{-1} G_0]}{G-1}. \quad (3)$$

Esant dideliems stiprinimams $I = I_s \ln[G^{-1} G_0]$. Tuo tarpu stiprinant didelės galios signalą intensyvumas auga tiesiškai: $I \sim I_0 + \alpha_0 L I_s$ [1].

Ilgame stiprintuve su nuostoliais, kai $\beta L \gg 1$, išvadinio signalo vertė pasiekia maksimumą $I_{max} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_s$ [1].



9 pav. Išvadinės spinduliuotės priklausomybė nuo įvadinės. Adaptuota pagal [3]

Išvadinės spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo įvadinės spinduliuotės yra 9 pav [3]. Iš čia galima įžvelgti 3 sritis – tiesinio stiprinimo, netiesinio ir galiausiai soties.

Taigi bėgančios bangos stiprintuve išvadinės spinduliuotės intensyvumas priklauso nuo sotinančiojo intensyvumo, paskirstytų stiprinimo ir nuostolių koeficientų. Pilnosios soties atveju spinduliuotės, sklindančios stiprintuvu, intensyvumo vertė nusistovi, kai visa vienetinio ilgio atkarpoje sugerta spinduliuotės dalis yra išsklaidoma toje pačioje atkarpoje dėl nerezonansinių nuostolių. Spinduliuotei sklindant išilgai stiprintuvo ir nusistovėjus sugertos ir išsklaidytos energijų balansui, stiprinimas toliau neauga [1].

Lazeriniai stiprintuvai yra naudojami tiek eksponentiniam labai silpnų signalų stiprinimui, nekeičiant šių laukų gaubtinės formos, tiek ir suteikiant papildomą energijos kiekį itin galingiems šviesos pluoštams. Tam, kad šviesos lauko užkratas patirtų eksponentinį augimą, jo intensyvumas I_0 tenkina sąlygą $I_0 \exp(\alpha_0 L) < I_s$, [1] (4)

kuri užtikrina, kad lauko intensyvumas nepasiekia sotinio vertės stiprinančioje terpėje, kurios ilgis yra L . Esant eksponentiniam stiprinimui viršutinė lauko intensyvumo riba stiprintuvo įvade yra

$$I_0 < \frac{h\nu_{21}}{\sigma_{21}\tau_s} \exp(-\alpha_0 L). \quad [1] \quad (5)$$

2.6.2 Šviesos impulsų stiprinimas

Užrašant (4) ir (5) lygtis buvo padaryta prielaida, kad stiprinamoji spinduliuotė yra artima nuostoviai. Tokia prielaida priimtina, jei viršutinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmė yra ilgesnė už stiprinamo impulso trukmę. Tačiau daugeliu atveju tenka stiprinti itin trumpus impulsus, kai teisinga yra priešinga sąlyga. Tada užpildos apgražos kitimo dėl priverstinio spinduliuavimo balansinė lygtis yra [1]

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -\frac{2\sigma_{21}}{nh\nu_{21}} \Delta N I. \quad (6)$$

Jos sprendimas yra:

$$I(z, t) = \frac{I(t-\frac{z}{c})}{1 - \left\{ 1 - \exp(\alpha_0 z) \exp\left[-\frac{2\sigma_{21}}{h\nu_{21}} \int_{-\infty}^{t-\frac{z}{c}} I_0(t') dt' \right] \right\}}. \quad (7)$$

Energijos srautas laiko momentu t yra

$$F(t) = \int_{-\infty}^t I(t) dt. \quad (8)$$

Šiam atvejui energijos srautas aprašomas tokia formule:

$$F = F_s \ln \left\{ 1 + \exp(\alpha_0 L) \left[\exp\left(\frac{F_0}{F_s}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (9)$$

F_0 yra pilnasis energijos srautas stiprintuvo įvade. Iš čia galima gauti Franco – Nodviko formulę:

$$G = \frac{F_s}{F_0} \ln \left\{ 1 + G_0 \left[\exp\left(\frac{F_0}{F_s}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (10)$$

Ši formulė nusako stiprinimą po vieno lėkio aktyvioje terpėje. Kai $F_0 \ll F_s$, tai

$$F = F_0 \exp(\alpha_0 L), \quad (11)$$

tad $G = G_0$. Matome, kad silpno šviesos impulso stiprinimas vyksta analogiškai nuostovaus lauko eksponentiniam galios srauto augimui $I = I_0 \exp(\alpha_0 L)$. Tuo tarpu jei $F_0 \gg F_s$, tai

$$F = F_0 + \alpha_0 L F_s \quad (12)$$

Taigi, kai stiprinamo šviesos pluošto energijos srautas žymiai viršija sotinančią vertę, jo tolesnis augimas tampa tiesinis. Vadinasi, kaip ir nagrinėtu galios srauto stiprinimo nuostoviu atveju (viršijus sotį), kai nėra nuostolių: $I(z) = I_0 + \alpha_0 I_s z$. Vis dėlto akivaizdu, kad didėjant intensyvumui, didėja ir medžiagoje dėl tiesinių nuostolių išsklaidoma energijos dalis. Galima parodyti, kad stiprinant impulsiniu režimu, t. y. kai būdingosios trukmės yra mažesnės už stiprintuvo aktyvios aplinkos užpildos relaksacijos trukmes, stipraus signalo atveju pasiekus sotį, impulsas gali būti sustiprintas iki maksimalaus energijos srauto [1]

$$F_{max} = \frac{\alpha_0}{\beta} F_s. \quad (13)$$

Be to, kai $F > F_s$, kinta stiprinamo impulso forma: priekinis frontas statėja, o galinis – tampa lėkštesniu [1].

2.6.3 Spektrinio pralaidumo juosta lazeriniuose stiprintuvuose

Juostos plotis yra aprašomas formule [1]:

$$\Delta v = \Delta v_1 (\ln 2)^{1/2} (\ln G_0 + \ln \beta L - \ln 2)^{-1/2}, \quad (14)$$

čia $G_0 = G(v_0) = \exp[(\alpha_0 - \beta)L]$ – grynasis stiprinimo linijos centre koeficientas, $\tilde{L} = \exp(\beta L)$ – nuostolių koeficientas. Ši formulė teisinga tik tada, kai $G_0 > 2$. Matome, kad augant užpildos apgrąžai, t. y. didinant stiprinimo koeficientą, pralaidumo juostos plotis mažėja [1].

Bėgančios bangos režimu šis siaurinimas mažas, tačiau esant dideliems stiprinimams siaurinimas gali būti didelis dėl stiprios stiprinimo koeficiento priklausomybės nuo dažnio. Esant dideliems L (dideliems G_0), gali būti stiprinama tik centrinė dedamoji [1].

Sinchronizuotų modų lazeriuose dėl šio efekto (stiprinimo juostos siaurėjimo) ilgėja spektriškai ribotų generuojamų impulsų trukmė ir daugeliu atveju tampa rimta kliūtimi, neleidžiančia pasiekti trumpiausių galimų (įvertinamų kaip atvirkštinis stiprinimo juostos plotis) trukmių. Lazeriuose su aktyvia modų sinchronizacija impulsinė trukmė sąlygojama balanso tarp impulso plėtros dėl stiprinimo juostos siaurėjimo ir jo spūdos aktyviu modulatoriumi [1].

Į optinio stiprintuvo spektrinio pralaidumo juostos siaurėjimą svarbu atsižvelgti stiprinant itin mažos trukmės impulsus. Regeneraciniame arba dveigiame stiprintuve stiprinant kelių optinių ciklų

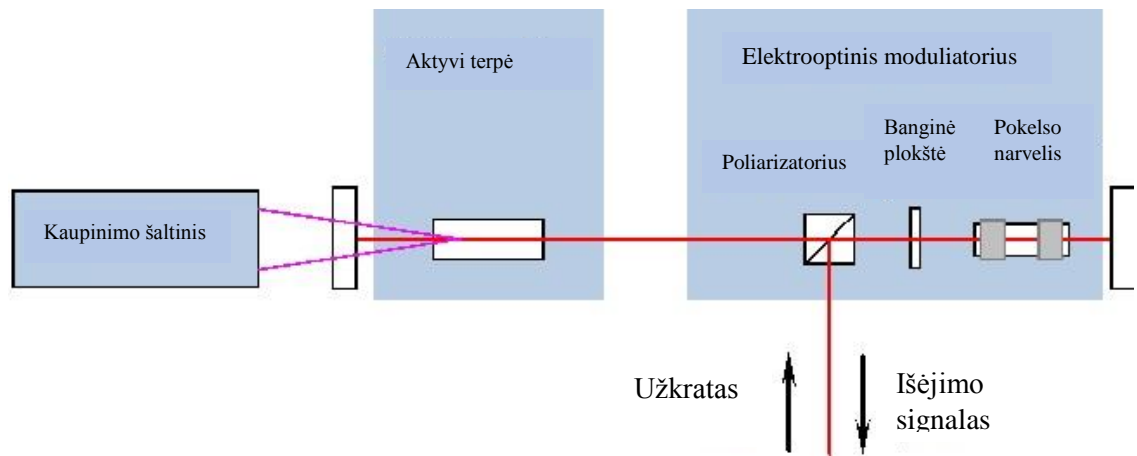
trukmės impulsus, net ir turint itin plačią stiprinimo juostą, rezonatoriuje statomi optiniai filtrai su didesniais nuostoliais jos centre. Taip siekiama kompensuoti juostos siaurėjimą ir išlyginti stiprinimą plačioje spektro srityje [1].

2.6.4 Regeneraciniai ir daugialėkiai stiprintuvai

Tiesinis vienalėkis stiprintuvas dažnai būna neefektyvus, nes impulsai pereina per aktyviąją terpę tik vieną kartą. Taip išnaudojama tik maža aktyviajame elemente sukauptos energijos dalis. Dėl to ultratrumpieji impulsai (apytiksliai nuo 5 fs iki 100 ps) yra stiprinami daugialėkiuose ir regeneraciniuose stiprintuvuose [1].

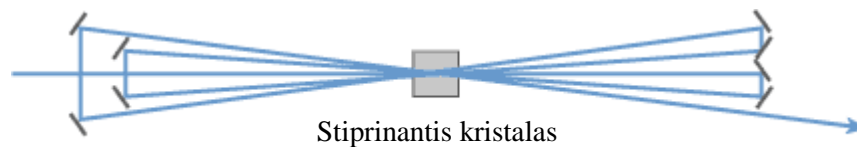
Regeneraciniame stiprintuve stiprinimo laiką galima varijuoti. Po kiekvieno lėkio stiprinimo koeficientas mažėja, kol stiprinimas per vieną lėkį tampa lygus nuostoliams. Didelis regeneracinio stiprintuvo privalumas – rezonatorius, kuriame galima formuoti erdvinį šviesos intensyvumo skirstinį. Regeneracinio stiprintuvo schema pavaizduota 10 pav [4].

Kol nėra įtampos ant Pokelso narvelio elektrooptinio kristalo, visa spinduliuotė iš aktyviojo elemento, perėjusi per poliarizatorių, yra poliarizuota tiesiškai (p-poliarizacija). Tada, perėjusi fazinę ketvirčio bangos ilgio plokštelę, poliarizuojama apskritimiškai. Grįždama spinduliuotė antrą kartą sklinda per fazinę ketvirčio bangos ilgio plokštelę ir vėl tampa tiesiškai poliarizuota, tik pasukta 90^0 kampu (s-poliarizacija). Tuomet impulsas atsispindi nuo poliarizatoriaus ir palieka rezonatorių. Taip nutraukus grįžtamąjį ryšį aktyviajame elemente galime sukaupti didelę užpildos apgrąžą. Įleidžiant impulsą į regeneracinį stiprintuvą jis iš pradžių atsispindi nuo poliarizatoriaus, tada, impulsui perėjus du kartus per fazinę plokštelę, poliarizacija pasisuka 90^0 (p-poliarizacija) ir impulsas pereina per poliarizatorių link aktyviojo elemento. Tuo laiko momentu prie Pokelso narvelio elektrooptinio kristalo prijungiama įtampa. Prijungus įtampą, elektrooptinis kristalas kompensuoja fazinės plokštelės poveikį. Taip stiprintuvo rezonatorius tarsi uždaromas (padidinama jo kokybė) ir injektuotas impulsas jame sustiprinamas tol, kol ant elektrooptinio kristalo yra ketvirčio bangos ilgio postūmį atitinkanti įtampa. Paprastai įvestas į rezonatorių impulsas, pereidamas per lazerinį strypą yra stiprinamas 10 – 20 kartų. Po to Pokelso narvelio įtampa išjungiama. Tuomet impulsas atsispindi nuo poliarizatoriaus ir išvedamas iš regeneracinio stiprintuvo. Taip yra periodiškai gaunamas vis didesnis intensyvumas [1].



10 pav. Regeneracinio stiprintuvo schema. Adaptuota pagal [4]

Kitas yra tiesinis daugialėkis stiprintuvas. Jo schema yra 11 pav [5]. Daugialėkiame stiprintuve stiprinamos spinduliuotės kiekvieno lėkio optinis kelias yra skirtingas, bet lėkių skaičius per aktyvųjį elementą yra pastovus. Tokią sistemą sunku suderinti, kad stiprinama spinduliuotė kiekvieno lėkio metu sklįstų per tą pačią kaupinamos srities vietą. Taigi pati stiprintuvo geometrija lemia, kad kaupinamos srities tūris yra santykiškai mažas. Tai riboja aktyvioje srityje sukaupiamą energiją kaupinimo metu. Be to, nors ši sistema ir nereikalauja sudėtingų optinių elementų, tačiau yra labai jautri mechaniniam išderinimui. Regeneraciniame stiprintuve impulsas yra stiprinamas rezonatoriuje, todėl spinduliuotės kelias kiekvieno perėjimo per strypą metu sutampa [1].



11 pav. Tiesinis daugialėkis stiprintuvas. Adaptuota pagal [5]

Tiek regeneracinio, tiek daugialėkio stiprintuvų stiprinimą galima aprašyti taikant Franco Nodviko formulę. Ši formulė aprašo vieno lėkio per aktyvią terpę metu patiriamą stiprinimą G . Kai į stiprintuvą patenkančio signalo energijos srautas F_0 daug mažesnis nei F_s , stiprinimas tampa eksponentiniu ir aprašomas parametru $G_0 = \exp(\alpha_0 L)$. Skaičiuojant stiprinimą daugelio lėkių atveju turime įskaityti, kad F_0 ir α_0 kinta po kiekvieno lėkio per rezonatorių [1].

2.7 Modų sinchronizavimas

2.7.1 Sinchronizuotų modų impulsas

Modų sinchronizavimo metodu galima lazeriuose generuoti itin trumpus impulsus, kurių trukmė gali būti nuo 10^{-9} s iki 10^{-15} s, o galia siekti iki 10^{12} W. Šie impulsai vadinami ultratrumpaisiais. Šiuo metodu generuojamo impulso trukmė yra mažesnė, kai sinchronizuojamas didesnis skaičius modų, todėl

šiuose lazeriuose naudojami neatrankūs rezonatoriai. Tokių rezonatorių lygiagretūs yra tik veidrodžiai, o kiti optiniai elementai turi kampu pakreiptus ar gerai skaidrintus atspindinčius paviršius. Iš tradicinių kietojo kūno modų sinchronizavimo metodų galima paminėti pasyvųjį modų sinchronizavimą impulsiniuose lazeriuose ir aktyvųjį modų sinchronizavimą nuolatinio kaupinimo lazeriuose. Be šių būdų, kai ultratrumpų impulsų formavimui naudojamas pasyvus ar aktyvus modų sinchronizatorius, 1991 metais buvo pasiūlytas naujas Kero lęšio metodas, išnaudojantis paties formuojamo rezonatoriuje impulso sukeltą netiesiškumą lazeriniame strype ar kitoje rezonatoriuje esančioje terpėje. Kero lęšio modų sinchronizavimo metodas pastaruoju metu yra plačiausiai naudojamas. Juo galima generuoti ypač trumpus impulsus tokiose plačiajuostėse kietojo kūno terpėse kaip titanu legiruotas safyras, tačiau jis yra efektyvus tik nuolatinio kaupinimo atveju [1].

Lazerio generuojama spinduliuotė visais atvejais, išskyrus vienos išilginės modos spinduliuotės generavimą, yra sudaryta iš daugelio išilginių modų, atitinkančių savuosius rezonatoriaus dažnius. Modų sinchronizavimo lazeriuose naudojamos plačios stiprinimo juostos lazerinės medžiagos ir tokio rezonatorių konfigūracijos, kad generuojamų išilginių modų skaičius siekia šimtus ir net šimtus tūkstančių [1].

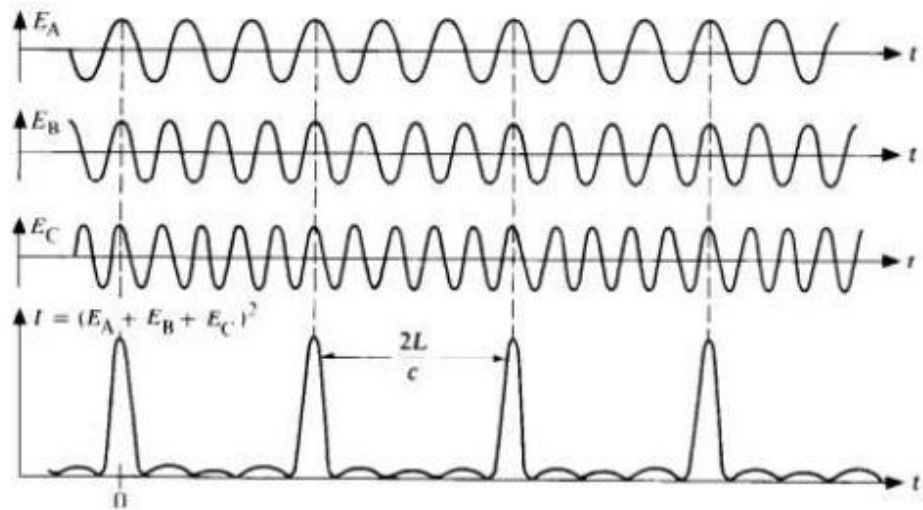
Elektromagnetinių bangų lauko (bangų paketo), sudaryto iš vienu metu generuojamų daugelio modų, lygtis yra [1]

$$e(t) = \sum_q E_q e^{i[(\omega_0 + q\Delta\omega)t + \Phi_q]}, \quad (15)$$

čia q yra generuojamos modos indeksas, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \pi c/d$. $e(t)$ yra periodinė funkcija, kurios periodas $T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = 2d/c$.

Iš šios lygties galima gauti lauko intensyvumą:

$$I(t) = |e(t)|^2 = |E_0|^2 \frac{\sin^2(\Delta\omega Nt/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)}. \quad (16)$$



12 pav. Iš kelių sinchronizuotų modų sudaryto lauko intensyvumas [6].

Sinchronizuotų modų spinduliuotei būdingi tokie ypatumai [1]:

- 1) Šviesos lauko įtėkio sparta yra periodinė funkcija;
- 2) Generuojama sinchronizuotų modų galia maksimuose $\propto N^2$ (o vidutinė galia $\propto N$);
- 3) Pirmasis funkcijos maksimumas pasiekiamas, kai $\frac{\Delta\omega Nt}{2} = \pi$, t. y. $t_{min} = \frac{2\pi}{\Delta\omega N}$.

Sinchronizuotų modų spinduliuotę sudaro ultratrumpųjų impulsų vora. Impulsų trukmė:

$$\tau \cong \frac{2\pi}{\Delta\omega N} = \frac{2\pi}{\Delta} \quad (17)$$

čia Δ – generavimo juostos plotis.

2.7.2 Aktyvusis modų sinchronizavimas

Modų sinchronizavimo metodai skirstomi į aktyviusius, pasyviuosius ir savaiminius. Tačiau visi jie iš esmės yra susiję su periodiniu lauko amplitudės moduliavimu. Iš tiesų, jei tokio moduliavimo periodas $T = 2L/c$, t. y. moduliavimo dažnis atitinka dažnio intervalą tarp dviejų gretimų modų, tai modos yra sinchronizuojamos (surišamos jų fazės) [1].

Aktyvus modų sinchronizavimas pasiekiamas patalpinus sparčiai perjunginėjamą kokybės moduliatorių (užtūrą) rezonatoriuje [1].

Modų sinchronizavimas vyksta, jei užtūra yra atidaroma trumpam laiko tarpšniui, o laiko intervalas tarp atidarymo momentų atitinka $2d/c$, čia d yra lazerio rezonatoriaus ilgis. Pastebėsime, kad moduliavimo gylis nebūtinai turi būti lygus 1 (užtūra nebūtinai turi būti uždaroma iki galo). Harmoningai moduliuojant rezonatoriaus kokybę, gaunamas analogiškas efektas, todėl modas sinchronizuoti galima naudojant įvairių konstrukcijų elektrooptinius ar akustooptinius moduliatorius [1].

2.7.3 Pasyvūs modų sinchronizavimas

Be lazerinės terpės, pasyviai sinchronizuojamų modų kietojo kūno lazeris turi dar pasyvųjį modų sinchronizatorių. Pasyvūs sinchronizatoriai diskriminuoja fluktuacijas – pavieniai impulsai išrenkami skaidrėjančiame sugėriklyje dėl didesnio intensyvesnių spinduliuotės fluktuacijų pralaidumo ir sparčios indukuoto skaidrėjimo relaksacijos. Pasyvus modulatorius, naudojamas modų sinchronizavimui, turi išsiskirti tokiomis savybėmis: 1) turėti sugerties juostą toje srityje, kur generuoja lazeris; 2) sugerties juosta turi būti platesnė už lazerinės medžiagos liuminescencijos juostą; 3) jo sugerties atsistatymo trukmė turi būti trumpesnė už fluktuacijų trukmę tiesinio etapo pabaigoje. Kitaip pasyvus modulatorius praleistų ne vieną, bet kelias fluktuacijas ir būtų išskiriamas ne vienas impulsas, bet artimų impulsų seka. Pasyviam modų sinchronizavimui neodimiu legiruotuose lazeriuose yra naudojami organinių dažų tirpalai, turintys trumpas praskaidrėjimo trukmes (2 – 30 ps), o pastaruoju metu ir puslaidininkų struktūros su netiesine sugertimi [1].

Pasyvūs modų sinchronizavimas aiškinamas fluktuaciniu modeliu. Remiantis juo, pasyvūs modų sinchronizavimo procesas skirstomas į 3 etapus: tiesinio stiprinimo, netiesinės sugerties ir netiesinio stiprinimo [1].

Tiesinio stiprinimo metu spinduliuotė neveikia nei stiprinančios terpės užpildos apgražos nei pasyvaus modulatoriaus pralaidumo. Šiame etape, kol nėra netiesinių procesų ir kol pasyvus modulatorius praskaidrėja, spinduliuotė sudaro daugybę fluktuacijų su periodine dvigubo lėkio rezonatoriuje koreliacija [1].

Netiesinės sugerties metu stiprinimas lieka dar tiesinis, tačiau maksimaliam fluktuacijų intensyvumui padidėjus tiek, kad pradeda reikštis pasyvaus modulatoriaus skaidrėjimas, išrenkamos maksimalios fluktuacijos, o mažesnės diskriminuojamos. Ši diskriminacija vyksta dėl to, kad maksimalios fluktuacijos skaidrina moduliatorių ir kartu turi mažesnius nuostolius rezonatoriaus lėkio metu, palyginti su mažesnio intensyvumo fluktuacijomis. Antras etapas baigiasi, kai maksimalios amplitudės fluktuacijos visiškai praskaidrina pasyvųjį moduliatorių [1].

Netiesinio stiprinimo etape, visiškai praskaidrinus pasyvųjį moduliatorių, nuostoliai dėl sugerties sumažėja ir kartu padidėja rezonatoriaus kokybė. Čia vyksta spartus išskirto impulso augimas. Jis trunka 10 – 50 dvigubų rezonatoriaus lėkių ir tuo metu impulso intensyvumas gali išaugti iki $10^8 - 10^9$ W/cm². Dalis impulsų fotonų nuolat palieka rezonatorių, todėl lazerio išvade formuojasi impulsų vora. Paprastai ji apibūdinama trukme, kurią sąlygoja netiesinis stiprinimo etapas (kai įsijungia pasyvūs kokybės moduliavimas). Šio etapo metu užpildos apgraža yra visiškai nuimama ir generavimas baigiasi, nes pasyvaus modų sinchronizavimo kietojo kūno lazeriai yra kaupinami pasikartojančiais impulsais [1].

2.8 Neodimiu legiruotu vanadato kristalų galimybės tyrimams

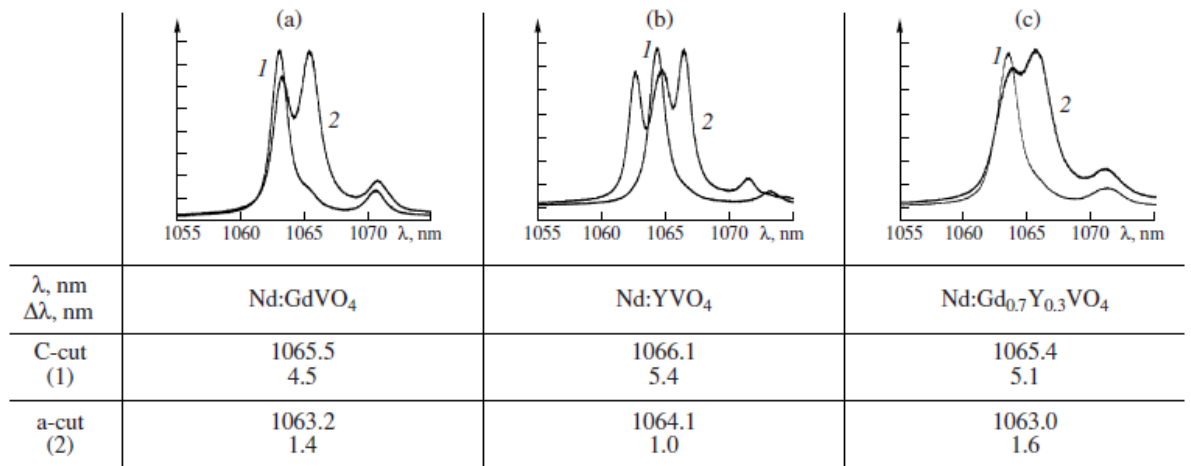
Kaip yra aprašoma straipsnyje [7], neodimiu legiruoti kristalai, tokie kaip Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, ar maišyti Nd:Y_xGd_{1-x}VO₄, yra efektyvi lazerinė terpė ir jie turi nemažų galimybių būti panaudoti lempiniams ar diodu kaupinamais kietojo kūno lazeriams dėl gerų fizinių, optinių ir mechaninių savybių.

Kai kurios jų savybės yra geresnės už Nd:YAG. Pavyzdžiui, „a“ pjūvio Nd:GdVO₄ kristalas turi septynis kartus didesnę sugerties skerspjūvį ($5,2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $E \parallel c$ ašiai) ir tris kartus didesnę emisijos skerspjūvį 1,06 μm bangos ilgyje ($7,6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$, $E \parallel c$ ašiai), palyginus su Nd:YAG.

Dauguma mokslininkų naudoja „a“ pjūvio vanadato lazerius dėl didelio priverstinės spinduliuotės skerspjūvio. Tačiau „c“ pjūvio Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄ arba maišyti Nd:Y_xGd_{1-x}VO₄ vanadato kristalai turi labiau besiplečiančias emisijos spektrines linijas. Platesnis emisijos spektras turėtų leisti šiems lazeriams atlikti šias naujas funkcijas:

- 1) naujų bangos ilgių generacija;
- 2) spektriškai derinama spinduliuotė;
- 3) dvispalvis lazerinis generavimas;
- 4) galimybė THz spinduliuotės generavimui;
- 5) galimybė sub-pikosekundinių impulsų generavimui.

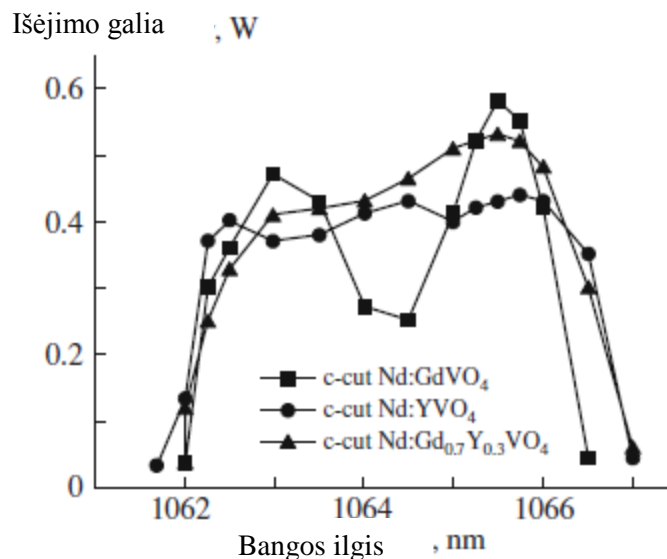
Pav. 13 pateikamas normuotas liuminescencijos spektras bangos ilgiams nuo 1059 iki 1070 nm ($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ perėjimo). Visi „c“ pjūvio vanadato lazeriai turi spektro išplitimą bei substruktūras dėl perėjimų, atsirandančių skirtinguose Štarko lygiuose. Paveiksluko a ir c dalyse esančių „c“ pjūvio kristalų spinduliavimas atsiranda dėl dviejų Štarko lygių bei galima matyti dvi viršūnes. Kristalo Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄ dvi viršūnės beveik susijungia į vieną, centruotą apie 1065,4 nm su 5,1 nm spektriniu juostos puspločiu. Dviejų Štarko lygmenų įtaka Gd_{1-x}Y_xVO₄ kristaluose priklauso nuo Y ir Gd koncentracijos. Pakeitus Gd_{1-x}Y_x koncentraciją galima stebėti skirtingas fluorescencijos gaubtines. Tuo tarpu Nd:GdVO₄ kristalo emisijos intensyvumas bangos ilgyje 1065,5 nm yra didesnis už 1063,2 nm, kur lazeriniai svyravimai paprastai yra matomi „a“ pjūvio kristaluose. Tad „c“ pjūvio Nd:GdVO₄ kristalams galima naudoti 1065,5 nm bangos ilgį net ir neselektyviame rezonatoriuje. Paveiksluko b dalyje matoma, kad „c“ pjūvio kristalas turi tris viršūnes, su didžiausia esančia 1066,4 nm bangos ilgyje.



13 pav. Trijų vanadato kristalų liuminescencijos spektrai $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ perėjime. [Z]

Platus vanadato kristalų liuminescencijos spektras turėtų leisti padidinti spektrinį derinimą nuolatinėje veikoje.

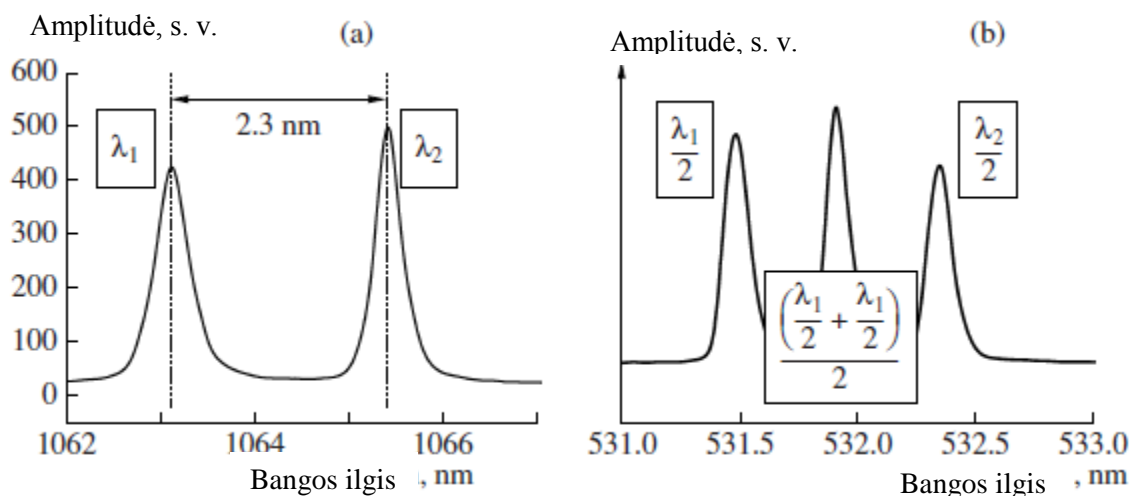
Trijų skirtingų kristalų derinimo kreivės yra pavaizduotos 14 pav. Visos trys kreivės gerai atitinka liuminescencijos spektrų formą ir struktūrą bei apima spektrą nuo 1062 iki 1067 nm.



14 pav. Vanadato kristalų derinimo kreivės. Adaptuota pagal [Z]

Dvispalvė lazerinė generacija yra labiausiai tinkama atlikti su „c“ pjūvio Nd:GdVO₄ kristalu, nes yra labiausiai matoma dviguba struktūra bei artimi maksimumai. Jos spektras pateiktas 15a pav.

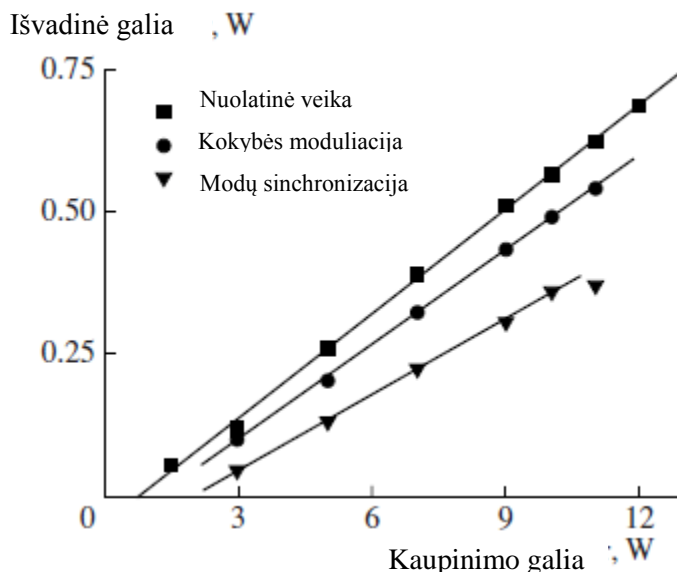
Stabili dvispalvė generacija buvo atlikta su diodu kaupinamu Nd:GdVO₄ kristalu $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ perėjime šiems režimams: nuolatinės veikos, akustooptinei kokybės moduliacijai, aktyviam (akustooptiniui) modų sinchronizavimui. Šių režimų išvadinės galios priklausomybės nuo kaupinimo galios, esant 1064 nm, pateiktos 11 pav.



15 pav. a) Dvispalvio lazerio (Nd:GdVO₄ „c“ pjūvio kristalo) spektras ir b) antros harmonikos ir suminio dažnio generacija KTP kristale. Adaptuota pagal [7]

Kai kaupinimo galia yra tarp 3 W ir 5 W, modų sinchronizuotas lazeris generuoja impulsus, kurių pusplotis yra 40 ps, o išėjimo galia 340 mW, bei impulsų pasikartojimo dažnis 140 MHz.

Norint patikrinti dviejų bangos ilgių nuolatinės veikos ir impulsų generacijos vienaikiškumą buvo atliekama antrosios harmonikos generacija su KTP kristalu. Buvo pastebėtos trys viršūnės (15b pav.). Dvi viršūnės yra antros harmonikos generacijos, o trečia yra suminio dažnio generacijos. Tai parodo, kad dvispalvė lazerio generacija yra vienaikiška.



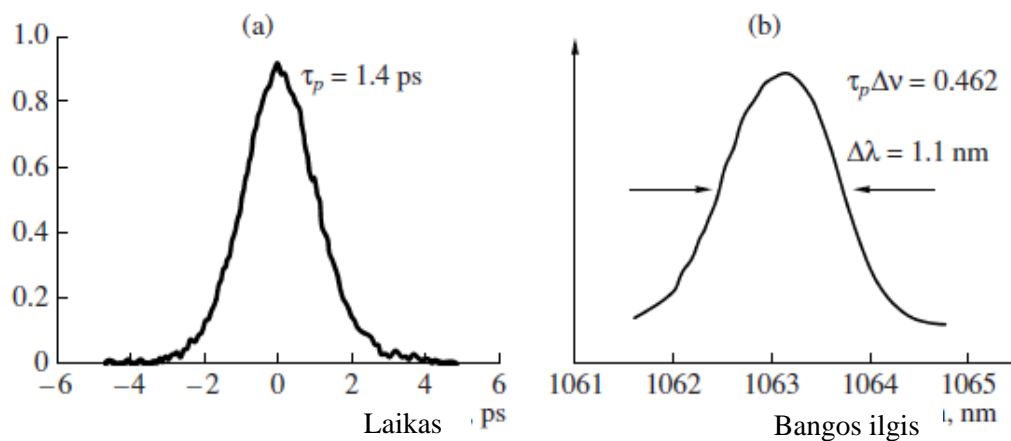
16 pav. Išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios nuolatinės veikos, kokybės moduliacijos ir modų sinchronizavimo režimuose. Adaptuota pagal [7]

Terahercinių bangų generacija yra plačiai naudojama THz spektroskopijoje [8-10], biomediciniuose taikymuose [11], DNR analizėje [12] ir apsaugoje [13]. Naudojami titano – safyro

lazeriai bei fotolaidžios antenos arba netiesiniai optiniai kristalai, kurie generuoja THz spinduliuotę, yra labai brangūs ir sudėtingi. Vienas iš alternatyvių THz šaltinių – dvispalviai šviesos šaltiniai su THz keitikliais. Taip įmanoma naudoti du stabilius plonos spektrinės linijos lazerius, kurie skleidžia skirtingus bangos ilgius, atskirtus THz dažniu. Tam galima panaudoti jau anksčiau aprašytą dvispalvį lazerio generavimo būdą su vanadato kristalais. Buvo gauta 436 nm (0,56 THz) spinduliuotė [7].

Trumpų impulsų infraraudonoje spektro srityje, generavimas su diodiniais lazeriais yra aktyvi tyrimo sritis. Nano-, piko- ir femtosekundiniai lazerio impulsai yra panaudojami telekomunikacijoje, biologijoje, medicinoje, chemijoje ir medžiagų apdirbime. Pasyvūs modulatoriai, skirti modų sinchronizavimui ir kokybės moduliacijai, yra palankūs dėl jų kompaktiškumo, paprastumo ir mažos kainos. Vienas iš metodų, tinkamų greitiems sotinamiems sugėrikliams, yra naudoti nanostruktūras, tokias kaip PbS nanokristalus [14] arba viensienius anglies nanovamzdelius [15, 16], patalpintus įvairiose medžiagose.

Modų sinchronizaciją galima atlikti vien tik su sotinamuoju sugėrikliu, vien tik su Kero lęšiu, arba su abejoms priemonėmis. Vien tik su sotinamuoju sugėrikliu gaunamas spindulio diametras yra tarp 20 ir 45 μm . Esant tarp 3 ir 5 W kaupinimo galiai, gaunami stabilūs impulsai su 6 ps spektrinės juostos pusplotiu ir 350 mW išėjimo galia bei 100 MHz pasikartojimo dažniu. Su Kero lęšiu gaunamas impulsas tarp 2 ir 4 ps trukmės, su vidutine 240 mW galia (kaupinimo galia 5 W). Lazeris veikė geriausiai, kai yra naudojamas hibridinis metodas su PbS sotinamuoju sugėrikliu ir Kero lęšiu.



17 pav. a) autokoreliacija ir b) spektras c pjūvio Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄. Adaptuota pagal [7]

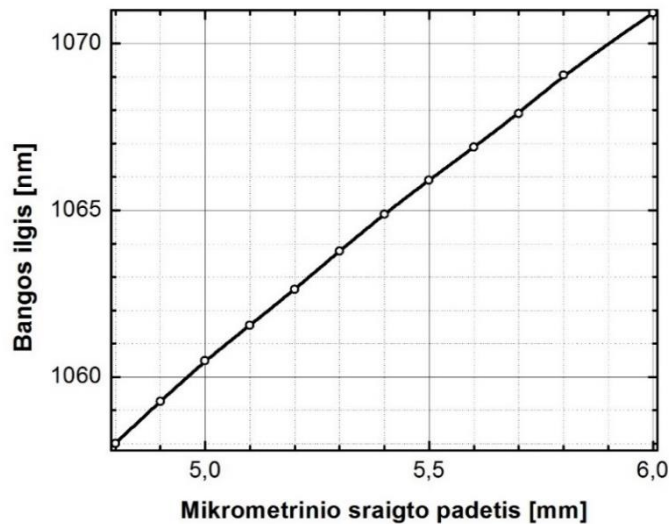
„C“ pjūvio Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄ kristalui trumpiausias autokoreliacijos juostos pusplotis yra 2,1 ps. Jei intensyvumo forma atitinka sech^2 , tai impulso trukmė yra apie 1,4 ps. Kaupinimo galiai esant 6 W, vidutinė išėjimo galia yra iki 255 mW, o pasikartojimo dažnis 100 MHz. Tipiška autokoreliacijos funkcija ir ją atitinkantis optinis spektras su 1,26 nm pusplotiu yra pateikti 17 pav. Laiko ir juostos pločio sandauga yra $\tau\Delta\nu = 0,468$. Tai yra šiek tiek daugiau nei transformacijos riba $\tau\Delta\nu = 0,32$.

3 Nd:YVO₄ kristalo stiprinimo parametrų tyrimas

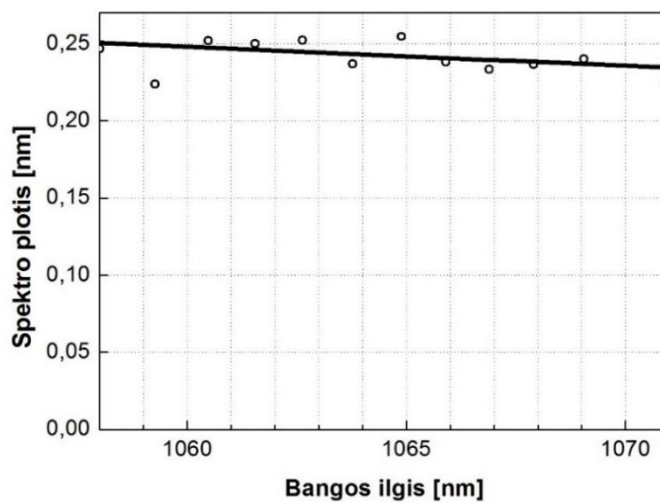
Šiame skyriuje bus aprašoma darbo metodika bei gauti rezultatai.

3.1 Eksperimento metodika

Pagrindinis šio eksperimentinio tyrimo uždavinys buvo išmatuoti Nd:YVO₄ kristalo stiprinimo juostos plotį skirtingoms stiprinamo pluošto poliarizacijoms. Šiam tikslui pasiekti panaudojome UAB Eksplos gamybos derinamojo bangos ilgio skaidulinį lazerį. Pirmiausia buvo išmatuotas jo derinamojo bangos ilgio ruožas bei išvadinių impulsų spektro plotis esant skirtingiems bangos ilgiams - 18 ir 19 pav. Matosi kad spektro plotis mūsų dominančiam bangos ilgio ruože svyruoja nuo 0,23 nm iki 0,25 nm.

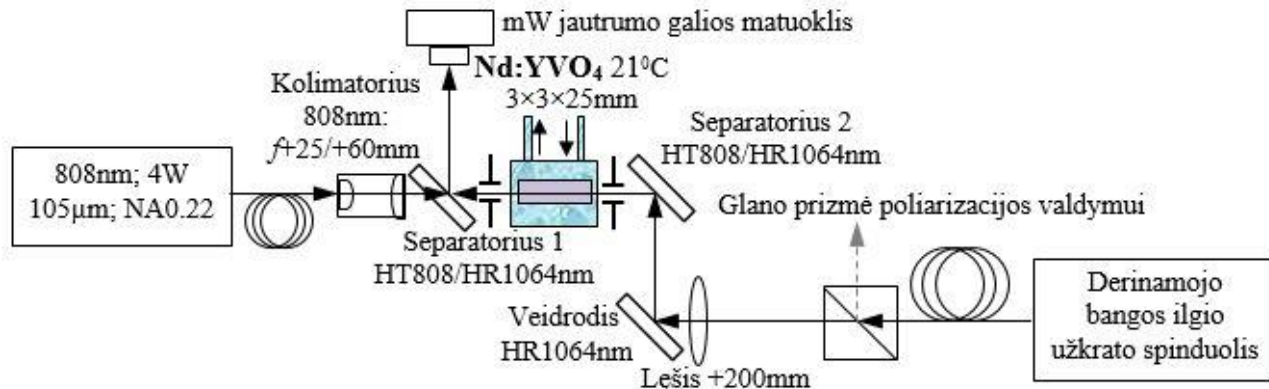


18 pav. Šviesolaidinio lazerio spinduliuojamo bangos ilgio priklausomybė nuo vidinio dispersinio elemento padėties.



19 pav. Šviesolaidinio lazerio spinduliuojamo spektro pločio vertės esant skirtingiems bangų ilgiams.

Tyrimui atlikti naudojamos darbo priemonės ir schema yra pateikti 20 pav.



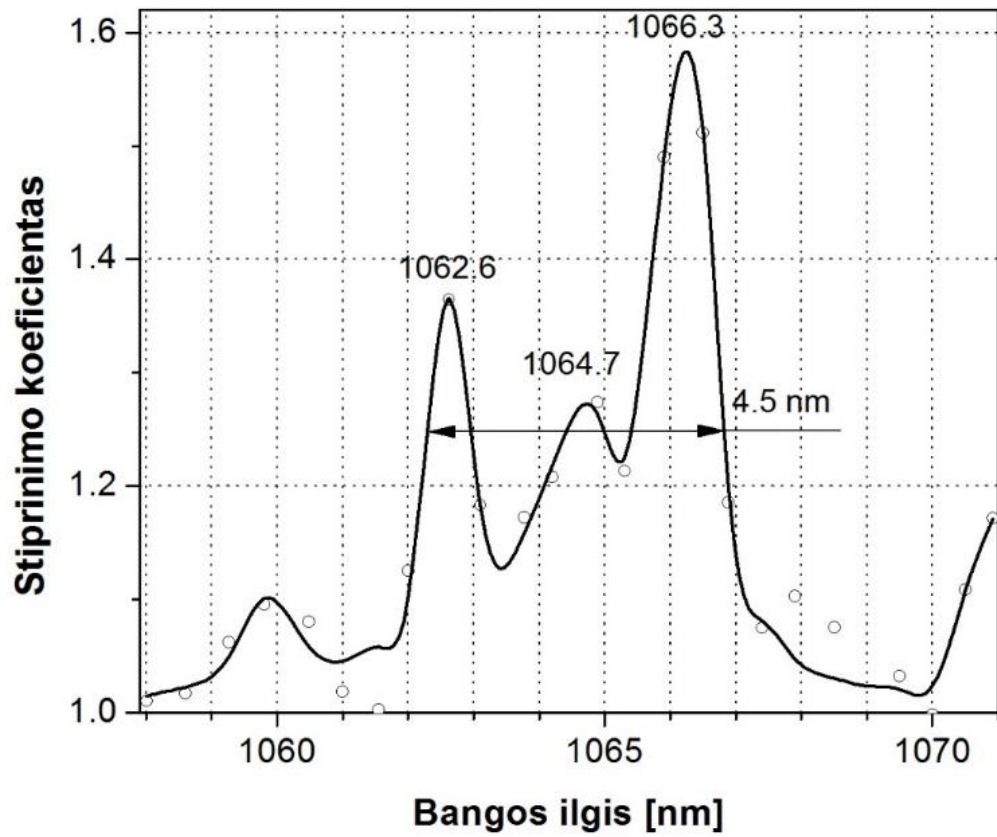
20 pav. Stiprinimo spektro pločio Nd:YVO₄ kristale matavimo schema.

Derinamojo bangos ilgio šviesolaidinio lazerio užkrato pluošto poliarizacija valdoma su Glano prizme. Toliau užkrato pluoštas fokusuojamas $f = +200$ mm židinio nuotolio lęšiu į $3 \times 3 \times 25$ mm³ „c“ - pjūvio sudėtinio kintamo legiravimo laipsnio Nd:YVO₄ strypą variniame laikiklyje su vandens šilumos nuvedimu esant 21°C temperatūrai. Su 45° kritimo kampo veidrodžiais HR1064 nm užkrato pluoštas yra derinamas Nd:YVO₄ strypo tūryje prie kaupinimo pluošto sąsmaukos. Esant kaupinimo pluošto skersmeniui apie ~ 255 µm sąsmaukoje, užkrato pluošto skersmuo $f = +200$ mm židinio nuotolio lęšio sąsmaukoje siekė apie ~ 140 µm. Derinimo tikslumui pagerinti buvo panaudotos dvi < 0.1 mm skersmens metalinės apertūros. Kristalas buvo kaupinamas nuolatinės veikos, 808 ± 3 nm bangos ilgio, 4 W išvadinės galios BWT gamybos diodiniu lazeriu su integruota 105 µm skersmens bei 10 m ilgio skaidula su $NA = 0,22$.

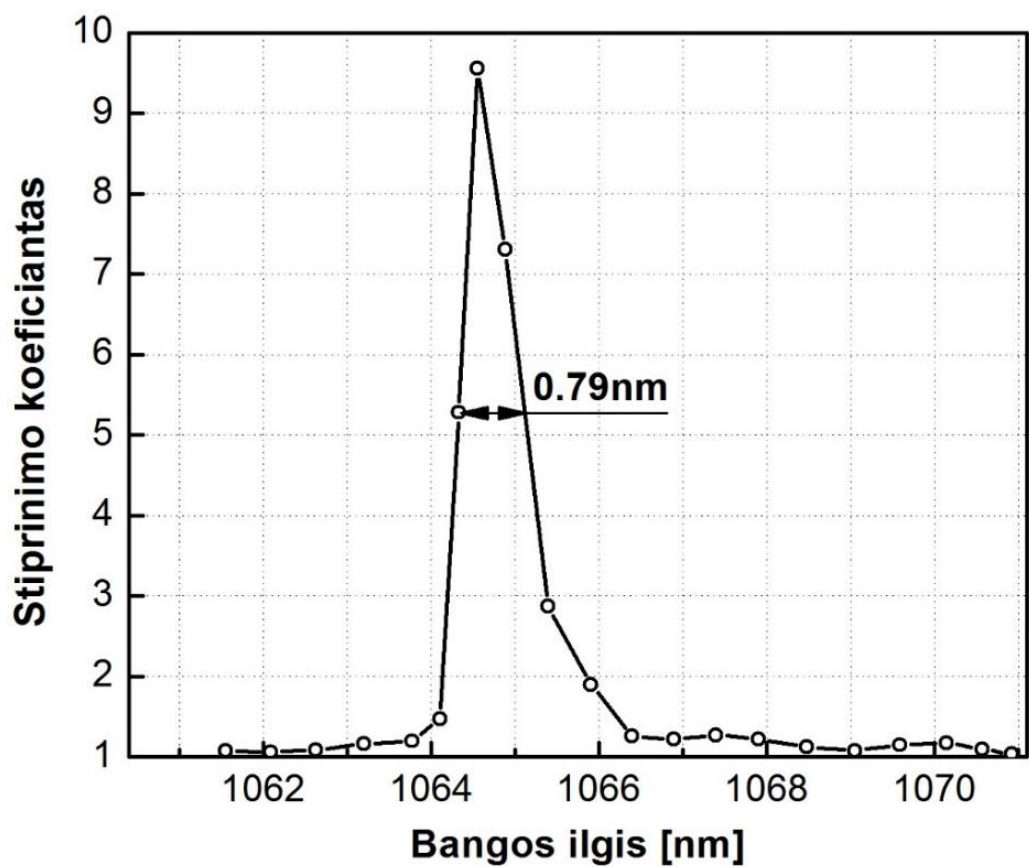
Tokiu būdu, sustiprinta lazerio spinduliuotė nukreipiama 2 mm storio dalikliu į mW jautrumo Ophir galios matuoklį. Išėjime matuojama praėjusi užkrato lazerio spinduliuotės vidutinė galia prieš (apie ~ 22 mW eilės) ir po stiprinimo (iki 220 mW esant π – poliarizacijos stiprinimo maksimumui). Kaupinimo diodo TEC nustatymo temperatūra buvo optimizuota pagal stiprinimo maksimumą. Parenkant užkrato lazerio pluošto sąsmaukos dydį Nd:YVO₄ kristale, bei panaudojant užkrato pluošto ortogonalias π arba σ poliarizacijas, buvo bandoma gauti kuo geresnį stiprinimo koeficientą derinamojo bangos ilgių ruože.

3.2 Eksperimento rezultatai

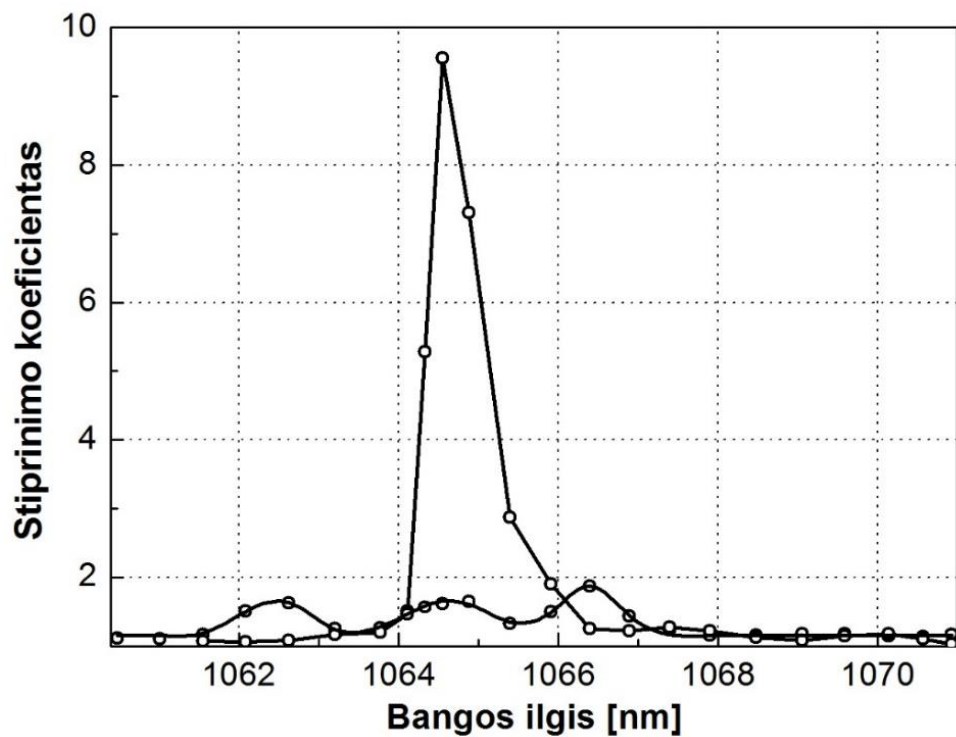
Atlikus matavimus gautos σ ir π poliarizacijos stiprinimo koeficientų priklausomybės nuo bangos ilgio yra pateikta 21 ir 22 pav.



21 pav. σ -polarizacijos stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio.



22 pav. π - poliarizacijos stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio.



23 pav. π ir σ - poliarizacijos stiprinimo koeficiento priklausomybių nuo bangos ilgio palyginimas.

3.3 Rezultatų aptarimas

1. Apskaičiuotas ir eksperimentiškai optimizuotas sufokusuotos skaidulinio užkrato ir išilginio kaupinimo spinduliuotės sklidimas $3 \times 3 \times 25 \text{ mm}^3$ dydžio Nd:YVO₄ kristale.
2. Įrengtas Nd:YVO₄ kristalų stiprinimo parametrų matavimo stendas, leidžiantis panaudoti UAB Ekspla gamybos derinamo bangos ilgio skaidulinį užkrato lazerio šviesos generatorių.
3. Atliktas sudėtinio kintamo legiravimo laipsnio „c“ - pjūvio Nd:YVO₄ kristalo eksperimentinis tyrimas: išmatuota stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo užkrato bangos ilgio ir įvertintas stiprinimo spektrinės juostos plotis esant ortogonalios užkrato lazerio pluošto spinduliuotės poliarizacijomis.
4. Stiprinimo spektrinės juostos plotis užkrato σ – poliarizacijai sudaro apie $\sim 4,5 \text{ nm}$ pusaukštyje kai tradiciškai naudojamai π – poliarizacijai yra ~ 6 kartus siauresnis: $\sim 0,79 \text{ nm}$. Tačiau, π – poliarizacijos stiprinimo koeficientas ~ 5 kartus viršija maksimalų σ - poliarizacijos stiprinimo koeficientą. Užkrato spektro pločio paklaidos: $\sim 0,25 \text{ nm}$ ribose nustatyta kad σ -poliarizacijos stiprinimo juosta susideda iš trijų linijų ties $1062,6 \text{ nm}$, $1064,7 \text{ nm}$ ir $1066,3 \text{ nm}$. Stiprinimo koeficientas duobėse tarp šių linijų sumažėja iki ~ 7.5 karto nuo π – poliarizacijos stiprinimo koeficiento vertės. Todėl didesnis σ - poliarizacijos stiprinimo spektrinės juostos plotis įprastame „c“ pjūvio Nd:YVO₄ kristale neleistu jį taikyti sub-ps lazerio impulsų stiprinimui ypač regeneraciniame arba daugelio lėkių stiprintuve.

4 Išvados

Apžvelgus literatūrą, surinkus matavimo stendą ir atlikus matavimus galima daryti tokias išvadas:

1. Išmatuotas skaidulinio užkrato lazerio derinamojo bangos ilgio ruožas bei išvadinių impulsų spektro plotis esant skirtingiems bangos ilgiams. Lazerio spektro plotis mūsų dominančiam bangos ilgio ruože svyruoja nuo 0,23 nm iki 0,25 nm.
2. Nd:YVO₄ kristalo „c“ – orientacijos stiprinimo spektrinės juostos plotis užkrato π – poliarizacijai yra ~ 6 kartus siauresnis nei σ - poliarizacijai. Tačiau, π – poliarizacijos stiprinimo koeficientas ~ 5 kartus viršija maksimalų σ – poliarizacijos stiprinimo koeficientą.
3. Užkrato spektro pločio paklaidos: ~ 0,25 nm ribose nustatyta kad σ – poliarizacijos stiprinimo juosta susideda iš trijų linijų ties 1062,6 nm, 1064,7 nm ir 1066,3 nm. Stiprinimo koeficientas duobėse tarp šių linijų sumažėja iki ~ 7,5 karto nuo π – poliarizacijos stiprinimo koeficiento vertės.
4. Didesnis σ – poliarizacijos stiprinimo spektrinės juostos plotis įprastame „c“ – orientacijos Nd:YVO₄ kristale neleistu jį taikyti tiesiogiai (be filtrų) sub-ps lazerio impulsų stiprinimui ypač regeneraciniame stiprintuve.

5 Literatūros sąrašas

- [1] E. Gaižauskas, V. Sirutkaitis, *Kietojo kūno lazeriai*, Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2008.
- [2] R. Paschotta, article on 'vanadate lasers' in the *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3.
- [3] Photon Design, *Semiconductor Optical Amplifier*, retrieved from https://www.photond.com/products/picwave/picwave_applications_01.htm, accessed on 2019-02-20.
- [4] Mikhail Grishin and Andrejus Michailovas (February 1st 2010). Dynamics of Continuously Pumped Solid-State Regenerative Amplifiers, *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*, Mikhail Grishin, IntechOpen, DOI: 10.5772/7953. Available from: <https://www.intechopen.com/books/advances-in-solid-state-lasers-development-and-applications/dynamics-of-continuously-pumped-solid-state-regenerative-amplifiers>
- [5] R. Paschotta, article on 'multipass amplifiers' in the *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3.
- [6] Tarek Ennejah and Rabah Attia (June 13th 2013). Mode Locked Fiber Lasers, *Current Developments in Optical Fiber Technology*, Sulaiman Wadi Harun and Hamzah Arof, IntechOpen, DOI: 10.5772/52214. Available from: <https://www.intechopen.com/books/current-developments-in-optical-fiber-technology/mode-locked-fiber-lasers>
- [7] A. A. Sirotkin et al., *Laser Physics, Vol. 19, No. 5, pp. 1083–1091 (2009)*.
- [8] P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 255 (1998).
- [9] K. P. Lui and F. A. Hegmann, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3478 (2001).
- [10] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, and W. H. Knox, *Phys. Rev. B* **61**, 16642 (2000).
- [11] S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, and M. C. Nuss, *Opt. Commun.* **150**, 22 (1998).
- [12] T.-J. Jeon, D. Grischkowsky, A. K. Mukherjee, and R. Menon, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2452 (2000).
- [13] C. Zandonella, *Nature* **424**, 721 (2003).
- [14] W. Shi, M. Leigh, J. Zong, and S. Jiang, *Opt. Lett.* **32**, 949 (2007).
- [15] A. A. Onushchenko, A. A. Zhilin, G. T. Petrovskii, E. L. Raaben, M. S. Gaponenko, A. M. Malyarevich, K. V. Yumashev, and V. V. Golubkov, *J. Opt. Technol.* **73**, 576 (2006).
- [16] N. N. Il'ichev, E. D. Obraztsova, S. V. Garnov, and S. E. Mosaleva, *Quantum Electron.* **34**, 572 (2004).
- [17] http://photonicswiki.org/index.php?title=File:Laser_vibronic.png
- [18] Pandit, Shardul. (2015). *Fundamentals of Femtosecond LASER*. 10.13140/RG.2.1.1885.1680.

- [19] Chvykov, V. (2018). Controlling Laser Parameters by Electrical Polarization of Solid State Gain Media.
- [20] R. Paschotta, article on 'titanium--sapphire lasers' in the *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3
- [21] P. W. Roth *et al.*, “Directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser”, [Opt. Lett. 34 \(21\), 3334 \(2009\)](#)
- [22] R. Paschotta, article on 'ytterbium-doped gain media' in the *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3
- [23] J. Koerner *et al.*, “Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb:YAG, Yb:LuAG, and Yb:CaF2 between 20 °C and 200 °C and predictions on their influence on laser performance”, [J. Opt. Soc. Am. B 29 \(9\), 2493 \(2012\)](#)
- [24] Kaczmarek, Sławomir & Łukasiewicz, Tadeusz & Giersz, Waldemar & Jabłońska, Ryszard & Jabczynski, J.K. & Swirkowicz, Marek & Galazka, Zbigniew & Drozdowski, Winicjusz & Kwaśny, Mirosław. (1999). Growth and optical properties of Nd:YVO4 laser crystals. Proc SPIE. 3724. 324-328.

6 Santrauka

Neodimiu legiruoti vanadato kristalai yra efektyvi lazerinė terpė lempiniams ar diodu kaupinamais kietojo kūno lazeriams dėl gerų fizinių, optinių ir mechaninių savybių. Jie turi pranašumus prieš Nd:YAG ypač didelio pasikartojimo dažnio sinchronizuotų modų lazeriuose. Neodimiu legiruoti vanadato kristalai gali būti potencialiai panaudoti šiose srityse: naujų bangos ilgių generacija, spektriškai derinama spinduliuotė, dvispalvis lazerinis generavimas, galimybė THz spinduliuotės generavimui, galimybė sub-pikosekundinių impulsų generavimui. Nd:YVO₄ kristalų stiprinimo juostos pločio tyrimai yra naudingi siekiant itin trumpų – kelių pikosekundžių eilės išvadinių impulsų generacijos didelės vidutinės galios lazeriuose.

Šio eksperimentinio darbo tikslas - išmatuoti „c“ orientacijos Nd:YVO₄ kristalo stiprinimo juostos plotį skirtingoms stiprinamo pluošto poliarizacijoms.

Pagrindiniai darbo uždaviniai: eksperimentinės Nd:YVO₄ stiprintuvo schemos surinkimas ir derinimas, stiprinimo koeficiento priklausomybės nuo bangos ilgio esant skirtingoms poliarizacijoms matavimas, stiprinimo koeficientų ir juostos pločių palyginimas esant skirtingoms poliarizacijoms.

Nustatyta, kad derinamojo bangos ilgio skaidulinio užkrato lazerio išvadinių impulsų spektro plotis yra tarp 0,23 ir 0,25 mm. Atlikus pagrindinius matavimus nustatyta, kad stiprinimo spektrinės juostos plotis užkrato π – poliarizacijai yra ~ 6 kartus siauresnis nei σ - poliarizacijai. Tačiau, π – poliarizacijos stiprinimo koeficientas ~ 5 kartus viršija maksimalų σ - poliarizacijos stiprinimo koeficientą. Užkrato spektro pločio paklaidos: ~ 0,25 nm ribose nustatyta kad σ - poliarizacijos stiprinimo juosta susideda iš trijų linijų ties ~ 1062,6 nm, ~ 1064,7 nm ir ~ 1066,3 nm. Stiprinimo koeficientas duobėse tarp šių linijų sumažėja iki ~ 7,5 karto nuo π – poliarizacijos stiprinimo koeficiento vertės.

Didesnis σ - poliarizacijos stiprinimo spektrinės juostos plotis įprastame a pjūvio Nd:YVO₄ kristale neleistu jį taikyti tiesiogiai sub-ps lazerio impulsų stiprinimui ypač regeneraciniame stiprintuve.

7 Summary

Investigation of Nd:YVO₄ crystal gain bandwidth for different polarizations of the seed beam

Neodymium-doped vanadate crystals, such as Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, or mixed Nd:Y_xGd_{1-x}VO₄ crystals, are efficient laser media and have a considerable potential for the flash-lamp and diode pumped solid state lasers as its good physical, optical and mechanical properties. Their laser characteristics and their thermal properties are superior to those of Nd:YAG and, therefore, they are promising substitutes for diode-pumped Nd:YAG lasers. Broader emission spectra allow for new functionalities of lasers based on c-cut Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, or mixed Nd:Y_xGd_{1-x}VO₄ vanadate crystals such as: new wavelength of laser generation, spectrally tunable radiation, two-colour lasing, possibility of THz radiation generation, possibility of subpicosecond pulses generation.

The purpose of this experimental work is to measure the gain bandwidth of a Nd:YVO₄ single crystal with different polarizations of the seed source. The main objectives of this work are:

1. Assembly and alignment of experimental scheme.
2. Measurement of the gain depending on the wavelength with different polarizations of the seed source.
3. Comparison of gains and gain bandwidth.

The gain bandwidth for π – polarization was about 6 times narrower than for σ – polarization, but the gain for π – polarization was about 5 times larger than the maximum gain for σ – polarization.

The gain bandwidth for σ – polarization consists of three spectral lines: 1062.6 nm, 1064.7 nm and 1066.3 nm. The gain between these lines decreases by about 7.5 times of π – polarization gain.

The large gain bandwidth for σ – polarization would not allow the use of c – cut Nd:YVO₄ single crystal directly for the amplification of sub–picosecond seed pulses, especially in a regenerative or multipass amplifier configurations.