

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Jonas Banys

ŠVIESOLAIDINIO STIPRINIMO SISTEMOS FEMTOSEKUNDINIAM YB:KGW
OSCILIATORIUI TYRIMAS IR OPTIMIZAVIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos
studijų programa

Studentas

Jonas Banys

Leista ginti

2021-05-21

Darbo vadovas

dr. Julius Vengelis

Centro direktorius

prof. Aidas Matijošius

Vilnius 2021

Turinys

Santrumpų sąrašas.....	2
Įvadas	3
1. Literatūros apžvalga	5
1.1 Yb:KGW femtosekundiniai osciliatoriai	5
1.2 Lazerinis stiprinimas	7
1.3 Yb ³⁺ jonais legiruoti šviesolaidiniai stiprintuvai	10
1.4 Dvigubo apvalkalo ir didelio modos ploto šviesolaidiniai stiprintuvai	13
1.5 Ultratrumpųjų impulsų stiprinimas šviesolaidiniais stiprintuvais.....	15
1.5.1 Netiesiniai efektai	15
1.5.1 Ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: čirpuotų impulsų stiprinimas	17
1.5.2 Netiesinės ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: parabolinių impulsų stiprinimas	19
1.5.3 Netiesinės ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: valdomo pradinio čirpo stiprinimas (PCMA)	20
2. Eksperimentinė dalis.....	22
2.1 Eksperimento schema	22
2.2 Eksperimento rezultatai ir jų aptarimas	24
2.2.1 Vieno lėkio PCMA stiprinimo sistemos tyrimas	24
2.2.2 Dviejų lėkių PCMA stiprinimo sistemos tyrimas	34
3. Išvados.....	40
Literatūros sąrašas.....	41
Santrauka	47
Summary	48
Aprobacija.....	49

Santrumpų sąrašas

PCMA - valdomo pradinio čirpo stiprinimas.

CCR - šviesolaidžio šerdies – apvalkalo galios santykis.

FSM - fazės moduliavimasis.

GTI veidrodžiai - Gires - Tournois interferometriniai veidrodžiai.

PER - šviesolaidžio poliarizacijos kontrastas.

GDD - grupinio vėlinimo dispersija.

M^2 - lazerio pluošto kokybės parametras.

Yb - Iterbis.

LMA šviesolaidžiai - didelio modos ploto šviesolaidžiai.

PRS - priverstinė Ramano sklaida.

PBS - priverstinė Brillouin'o sklaida.

TMI – skersinės modos nestabilumo efektas.

FCPA – šviesolaidinis čirpuotų impulsų stiprinimas.

SHG FROG - antrosios harmonikos dažninės skyros optinės sklendės metodas.

FWHM trukmė – impulso trukmė pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje.

Įvadas

Didelės galios ultratrumpųjų impulsų lazeriniai šaltiniai yra vienas pagrindinių pastarųjų dešimtmečių pasiekimų. Didelio smailinio intensyvumo ultratrumpųjų impulsų lazeriai pritaikomi pramonės, gynybos ir mokslinių tyrimų srityse [1-3]. Šiuo metu svarbi mokslinių tyrimų tema yra naujų būdų radimas gauti vis didesnę vidutinę lazerio galią ir kuo trumpesnę impulsų trukmę [4]. Vienas iš būdų pasiekti tokius lazerinės spinduliuotės parametrus yra šviesolaidinis ultratrumpųjų impulsų stiprinimas. Tyrimai ir patobulinimai iterbiu (Yb) legiruotuose šviesolaidiniuose stiprintuvuose parodė daug jų privalumų lyginant su įprastinėmis kietojo kūno stiprinimo sistemomis [5]. Šiuo metu ultratrumpųjų impulsų stiprinimas dažniausiai realizuojamas naudojant didelio modos ploto dvigubo apvalkalo fotoninių kristalų strypinius šviesolaidžius, kuriuose netiesiniai optiniai efektai pasireiškia silpniau, o geros termo-optinės savybės, plati stiprinimo juosta ir beveik difrakciškai ribota pluošto kokybė įgalina sustiprinti impulsus iki 10 – 100 W vidutinės galios [5-7].

Ultratrumpųjų impulsų stiprinimą šviesolaidžiuose nulemia sąveika tarp šviesolaidžio dispersijos, netiesinių efektų ir stiprinimo. Bendru atveju ši sąveika sąlygoja tai, kad tiesioginio šviesolaidinio stiprinimo schemose gauti spektriškai ribotus sustiprintus impulsus yra sudėtinga. Šiai problemai spręsti yra naudojamos netiesinio stiprinimo technikos. Viena tokių - valdomo pradinio čirpo stiprinimas (PCMA – *pre-chirp managed amplification*) [8]. PCMA sistemoje prieš šviesolaidinį stiprintuvą naudojamas impulsų plėstuvai, kuris faziškai moduliuoja (čirpuoja) užkrato impulsą, o dėl stiprinimo metu pasireiškiančio fazės moduliavimo (FSM) impulso spektras plinta. Skirtingai nei įprastame čirpuotų impulsų stiprinime, PCMA metode impulsai išplečiami nedaug, o tiesinis sustiprintų impulsų čirpas ir platus spektras leidžia suspausti impulsus iki <100 fs trukmių [9-11]. Šiame darbe pirmąkart pademonstruojamos ir tiriamos vieno bei dviejų lėkių PCMA sistemos, kuriose pradiniam čirpavimui ir impulsų spaudimui naudojamos tik Gires - Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių poros. Tai leistų įgyvendinti kompaktišką, energiška efektyvą ir lengvai justruojamą stiprintuvą, kuris galėtų būti naudojamas kaip didelės galios ir aukštos impulsų kokybės lazerinis šaltinis.

Darbo tikslas: sukonstruoti vieno bei dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo (PCMA) šviesolaidines stiprinimo sistemas Yb:KGW osciliatoriui, ištirti sustiprintos spinduliuotės energines, erdvines, laikines charakteristikas ir optimizuoti PCMA stiprintuvą siekiant gauti maksimalią išvadinę galią bei trumpiausią impulsų trukmę.

Darbo uždaviniai:

- Sukonstruoti vieno ir dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo (PCMA) šviesolaidines stiprinimo sistemas Yb:KGW osciliatoriui.
- Nustatyti abiejų stiprinimo sistemų išvadinę galią, optinį bei tangentinį efektyvumą, pluošto M^2 , šerdies – apvalkalo galios santykio (CCR) bei poliarizacijos kontrasto (PER) priklausomybes nuo kaupinimo galios.
- Nustatyti sustiprintų impulsų spektro gaubtinės ir spektro pločio priklausomybes nuo kaupinimo galios.
- Ištirti Gires - Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių pora suspaustų impulsų trukmės priklausomybę nuo pradinio čirpavimo grupinio vėlinimo dispersijos (GDD) ir rasti optimalią GDD, kuriai esant gaunami kuo artimesni spektriškai ribotiems impulsai.

1. Literatūros apžvalga

1.1 Yb:KGW femtosekundiniai osciliatoriai

Per pastaruosius kelerius metus buvo dedamos didelės pastangos pademonstruoti didelės galios femtosekundinių impulsų generavimą tiesiai iš lazerinio osciliatoriaus [12-14]. Tokie didelės galios ultratrumpųjų impulsų lazeriai yra puikiai pritaikomi netiesinės optikos eksperimentuose: dažnio keitime ir parametrinėje generacijoje [15, 16], netiesinėje mikroskopijoje [17, 18] ir ultrasparčioje spektroskopijoje. Paprastas dizainas su nedideliu skaičiumi optinių elementų bei didelis patikimumas yra siektinos ir pageidautinos šių lazerių savybės.

Lazeriniai osciliatoriai veikia modų sinchronizacijos režime. Tai lazerio veikia, kai daugybė išilginiu rezonatoriaus modų, patenkančių po lazerines terpės stiprinimo kontūrą, yra sufazuojamos, ir lazerio išėjime gaunama labai trumpų, atsikartojančių šviesos impulsu seka. Tokiu būdu gauni ultratrumpieji, 10 ps – fs trukmės, lazeriniai impulsai.

Šiuo metu modų sinchronizacija dažniausiai realizuojama pasyviais metodais. Vienas jų – įsisotinantis puslaidininkiniai sugėrikliai, vadinamieji SESAM (angl. k. *semiconductor saturable absorber mirror*). Jie veikia įsisotinančio atspindžio principu: ant vieno iš rezonatoriaus veidrodžių yra užgaminamas puslaidininkių sluoksnis, kurio atspindžio koeficientas didėja, didėjant spinduliuotes intensyvumui. Puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis yra chemiškai stabilus, o modų sinchronizacija panaudojant SESAM yra savaimė pasileidžianti [19]. Tačiau SESAM turi ir nemažai trūkumų – juos sunkiau pagaminti, jie turi palyginti mažą moduliacijos gylį (atspindžio koeficientas kinta tik 5% ribose) ir žemą soties intensyvumą. Taigi, SESAM panaudojimas apsiriboja tik labai mažomis impulso energijomis. Impulsinio kaupinimo lazeriuose SESAM sugėrikliai nėra naudojami, kadangi impulso energija yra didelė, dėl ko bėgant laikui sugėriklio danga degraduoja ir galiausiai yra optiškai pažeidžiama [15, 20].

Kitas plačiai naudojamas būdas generuoti fs eilės lazerinius impulsus yra Kero lęšio modų sinchronizacija. Šis metodas remiasi skaidrios terpės lūžio rodiklio netiesiškumu, kai esant dideliame spinduliuotės intensyvumui, skaidrios terpės lūžio rodiklis tampa intensyvumo funkcija [20]

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.1.1)$$

čia n_2 yra netiesinis lūžio rodiklis. Šviesos pluoštas rezonatoriuje turi intensyvumo skirstinį $I(r)$, aprašomą Gauso funkcija ir skirtingo intensyvumo pluošto dalys įgauna skirtingą fazės poslinkį, kuris didžiausias pluošto centre [20]:

$$\delta\varphi(r) = \frac{2\pi n_2 l_n}{\lambda} I(r), \quad (1.1.2)$$

čia l_n yra netiesinės terpės ilgis. Dėl fazės poslinkio iškraipomas pluošto fazinis frontas - pluošto centre, kur intensyvumas didžiausias, jis ima vėluoti pluošto kraštu, kur intensyvumas yra mažas, atžvilgiu – pluoštas ims fokusuotis, lyg sklistu pro glaudžiamąjį lęšį.

Realiose sistemose Kero lęšio modų sinchronizacija realizuojama į lazerio rezonatorių įstatant netiesinę terpę, o tam tikru atstumu nuo jos – diafragmą. Diafragmos skersmuo parenkamas taip, kad pro ją be nuostolių praeitų tik didelio intensyvumo pluoštas. Tik toks trumpas impulsas (jo modos sufazuotos) gali indukuoti Kero lęšį. Tuo tarpu mažo intensyvumo triukšminė spinduliuotė patiria didelius difrakcinius nuostolius. Kero lęšio relaksacijos laikas yra vos keletas fs, tačiau modų sinchronizacija šiuo metodu nėra savaime pasileidžianti ir tokie lazeriai dažniausiai reikalauja kruopščios projektavimo procedūros [15, 20].

Literatūroje per paskutinius du dešimtmečius buvo pademonstruota daugelis skirtingų konstrukcijų ir parametrų Yb:KGW osciliatorių, kurie veikė tiek SESAM, tiek Kero lęšio modų sinchronizacijos režimais. Tipinės Yb:KGW osciliatorių vidutinės galios siekia 1 – 20 W, spinduliuojami bangos ilgiai yra 1025-1050 nm intervale, pasikartojimo dažnis yra kelios dešimtys MHz, impulsų energijos yra nJ eilės, o impulsų trukmės siekia 40 – 500 fs [21-23]. Pats galingiausias literatūroje pademonstruotas Yb:KGW osciliatorius yra UAB „Light Conversion“ gaminamas osciliatorius „FLINT“. Tai pramoninio lygio, osciliatorius, kurio maksimali vidutinė galia gali siekti net 20 W. Bangos ilgis yra 1026 – 1040 nm intervale, impulso energijos siekia 25 – 250 nJ, o impulsų trukmės siekia 30 – 170 fs [24].

[25] darbe autoriai aprašė Yb:KGW lazerio veikimą kaupinant kristalą iš jo galų su didelės galios diodiniais lazeriais. Gautas 47 % optinis efektyvumas ir 12,4 W išvadinė vidutinė lazerio galia, kurią riboja kristalo šiluminis įtrūkimas. Pluošto kokybę stipriai riboja astigmatinis šiluminis lęšis atsirandantis lazeriniame kristale. Šis efektas gali būti sumažintas naudojant asimetrinės apertūros kristalą, išpjautą atermaline (*angl.* athermal) kryptimi [25, 26]. Terminio lęšio formavimas astigmatizmo kompensacijai pademonstruotas naudojant specialią Yb:KGW kristalo geometriją ir taip gaunant stabilius 63 MHz pasikartojimo dažnio, 5 W vidutinės galios 250 fs trukmės impulsus su M^2 verte $< 1,2$ [27]. Dar vienas būdas gauti didesnes vidutines šių osciliatorių galias yra atskirti lazerinę terpę nuo Kero terpės ir taip sumažinti stiprinimo terpės šiluminę apkrovą, kas lemia didesnę vidutinę lazerio galią ir trumpesnius impulsus. [28] darbe pademonstruota tokia situacija – Kero lęšio modų sinchronizacijos režimu veikiantis Yb:KGW osciliatorius generavo 73 fs trukmės, 4,05 W vidutinės galios ir 75,5 MHz pasikartojimo dažnio stabilius lazerinius impulsus.

Sub-100 fs trukmės impulsai pasiekiami naudojant hibridinę modų sinchronizaciją (SESAM ir Kero lęšio metodai kartu, KLAS). Tai leidžia pasinaudoti abiejų metodų privalumais – savaiminiu modų sinchronizacijos pasileidimu dėl SESAM ir labai sparčia nuostolių moduliacija bei plačiu

spektru dėl Kero lęšio. Tokiuose eksperimentuose, netiesiniai ir terminiai efektai bei grupinių greičių dispersijos kompensavimas turi būti kruopščiai įvertinti. 18 MHz pasikartojimo dažnio, 83 nJ energijos, 2 W vidutinės galios beveik spektriškai riboti 56 fs trukmės impulsai buvo aprašyti R. Akbari et al. darbe, kuriame buvo naudojamas KLAS modų sinchronizavimas. Autoriai pabrėžė, kad dar preciziškiau suvaldžius dispersiją, galimi ir sub - 50 fs trukmės impulsai [19]. Panašūs 60 - 80 fs trukmės Yb:KGW osciliatoriai su MW smailine galia taip pat pademonstruoti ir kituose darbuose [21, 29].

1.2 Lazerinis stiprinimas

Šviesos impulsu stiprinimas yra vienas svarbiausių lazerių fizikos uždavinių. Netrukus po pirmųjų ultratrumpųjų lazerinių impulsų demonstracijų pasirodė, kad nors ir impulsai buvo itin trumpi, spinduliuotės smailinė galia buvo kW eilės – per maža, kad būtų galima naudoti daugumoje netiesinės optikos eksperimentų. Taigi tokiems trumpų impulsų lazeriams buvo reikalingi stiprintuvai [30].

Dauguma modernių lazerinių sistemų susideda iš užkrato šaltinio ir stiprintuvo. Užkrato šaltinis dažniausiai yra modų sinchronizacijos režime veikiantis lazerinis osciliatorius, generuojantis MHz eilės pasikartojimo dažnio, ps ar fs trukmės impulsus su maža (pJ ar nJ eilės) impulsų energija. Stiprintuvo tikslas - padidinti šviesos impulso energiją neiškraipant impulso erdvinio ir laikiniu charakteristikų ir optiškai nepažeidžiant stiprintuvo optinių elementų [20].

Stiprinimui gauti pakanka pasiekti užpildos apgraža – situaciją, kai viršutinio lazerinio lygmens populiacija N_2 viršija apatinio lazerinio lygmens populiaciją N_1 . Bendriausiu atveju lazerinio stiprinimo koeficientas yra išreiškiamas [20]

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{\lambda^2}{8\pi t_{spont}} g(\nu) = (N_2 - N_1) \sigma(\nu), \quad (1.2.1)$$

čia λ yra spinduliuotės bangos ilgis, t_{spont} – viršutinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmė, $g(\nu)$ – spektrinė funkcija, o $\sigma(\nu)$ yra lazerinio šuolio skerspjūvis. Užpildos apgraža gaunama stiprinimo terpę išvedant iš termodinaminės pusiausvyros – kaupinant ją išoriniu energijos šaltiniu. Kaupinimas gali būti optinis, elektrinis arba cheminis. Matyti, kad esant užpildos apgražai ($N_2 > N_1$), $\gamma(\nu) > 0$ ir priverstinės spinduliuotės metu atsiradę fotonai prisidės prie išorinės spinduliuotės lauko ir jis bus stiprinamas. Kitaip tariant užkrato spinduliuotė pereidama kaupinamą stiprintuvą bus sustiprinta, nes užkrato fotonai skatina priverstinius šuolius iš viršutinio lazerinio lygmens į apatinį lazerinį lygmenį ir taip išskiria papildomus fotonus. Stiprintuve sukauptos energijos išsiskyrimas jam sąveikaujant su elektromagnetine banga grindžiamas priverstine arba

indukuota emisija. Priverstinės emisijos metu išspinduliuoti fotonai ir užkrato signalo fotonai yra tapatūs – jų kryptis, fazė, poliarizacija ir spektrinės charakteristikos yra identiškos [30].

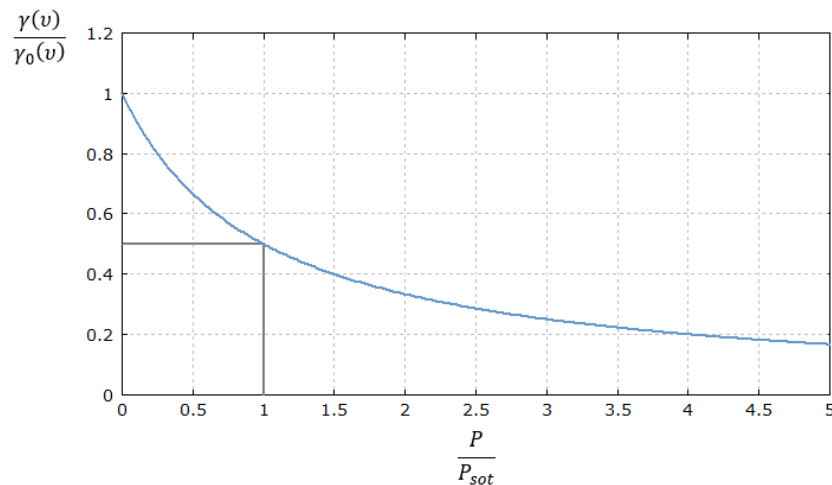
Kai sužadinta atomų sistema sąveikauja su išorinės spinduliuotės lauku, stiprinimo koeficientas nebėra pastovus dydis. Dėl to, kad lazerinės terpės atomų skaičius yra baigtinis, stiprinimo koeficientas bei jo spektrinė priklausomybė stiprinimo metu šiek tiek keisis. Nuostovioje būsenoje stiprinimo koeficientas gali būti išreikštas pagal [20]

$$\gamma(v) = \frac{\gamma_0(v)}{1 + \phi/\phi_{sot}} = \frac{\gamma_0(v)}{1 + P/P_{sot}} , \quad (1.2.2)$$

čia $\gamma_0(v)$ yra mažo signalo stiprinimo koeficientas, ϕ_{sot} yra soties fotonų srauto tankis, o P_{sot} yra signalo soties galia. Didėjant spinduliuotės srauto tankiui, stiprinimo koeficientas mažės, o soties fotonų srauto tankis (arba soties galia) atitiks atvejį, kai stiprinimo koeficientas sumažės dvigubai (1.1 pav.). Soties galia gali būti įvertinta [31]

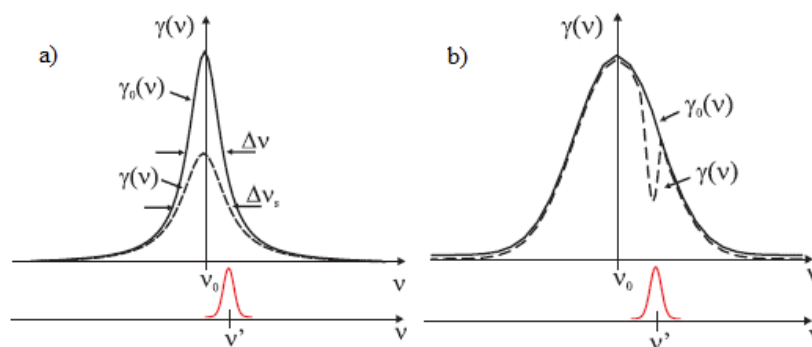
$$P_{sot} = \frac{Ah\nu}{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})t_{spont}} , \quad (1.2.3)$$

čia A yra pluošto plotas, σ_{abs} ir σ_{em} yra sugerties ir emisijos skerspjūviai.



1.1 pav. Stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo signalo - soties galios santykio [32].

Stiprinimo soties efektas taip pat priklauso ir nuo to ar spektrinė linija yra vienalytiškai ar nevienalytiškai išplitusi. Pirmuoju atveju bet koks dažnis ν' , pakliūvantis po stiprinimo kontūru ir įsotinant stiprinimą, sumažins stiprinimo koeficientą visam kontūru (1.2 pav. a). Antruoju atveju – stiprinamas siauro spektro signalas ν' stiprinimo kontūrą sumažins tik tam tikroje dažnių srityje, o likęs stiprinimo kontūras liks nepakitęs (1.2 pav. b). Jei yra stiprinamas plataus spektro signalas, tai tokio „spektrinio skylių išdeginimo“ nebus. Nevienalytiškai išplitusiai spektrinei linijai stiprinimo sotis pasiekama lėčiau nei vienalyčio išplitimo atveju [20].



1.2 pav. Stiprinimo soti vienalyčio (a) ir nevienalyčio (b) spektrinės linijos išplitimo atveju [20].

Stiprinant lazerinius impulsus stiprintuvo mažo signalo stiprinimo koeficientas išreiškiamas pagal [30]

$$g_0 = \frac{J_{sto}}{J_{sat}} , \quad (1.2.4)$$

kur J_{sto} yra kaupinimo energijos tankis (matuojamas J/cm^2) sukauptas stiprinimo terpėje, o J_{sat} yra soti energijos tankis. J_{sat} yra atvirkščiai proporcingas stiprinimo skerspjūviui σ_e [30]

$$J_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_e} , \quad (1.2.5)$$

čia h yra Planko konstanta, ν – dažnis. J_{sto} išraišką galima išvesti iš eksperimentinių verčių [30]

$$J_{sto} = \frac{E_p \alpha}{S} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right) , \quad (1.2.6)$$

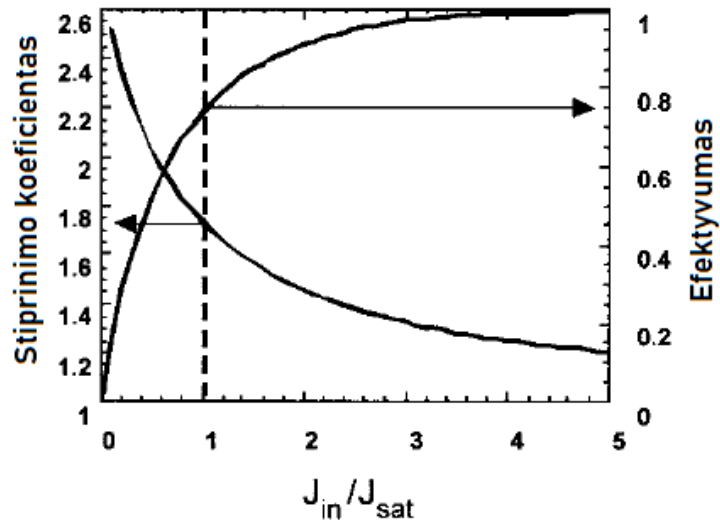
kur E_p yra kaupinimo spinduliuotės, paleistos į stiprintuvą, energija, α yra kaupinimo spinduliuotės sugerties koeficientas, S yra kaupinimo pluošto skerspjūvis, o λ_p ir λ_L yra kaupinimo ir lazerio (sustiprintos spinduliuotės) bangos ilgiai atitinkamai. Impulsas su maža energija E_{in} bus sustiprintas praeinant per stiprintuvą, o jo energija stiprintuvo išėjime bus [30]

$$E_{out} = E_{in} \exp(g_0) . \quad (1.2.7)$$

Ši formulė galioja tik tuomet, kai užkrato energijos tankis yra labai mažas. Kai užkrato spinduliuotės energijos tankis tampa palyginamas su J_{sat} , energijos tankis stiprintuvo išėjime J_{out} aprašomas Frantz – Nodvick formule [30]

$$J_{out} = J_{sat} \log \left(g_0 \left(\exp \left(\frac{J_{in}}{J_{sat}} \right) - 1 \right) + 1 \right) . \quad (1.2.8)$$

Iš 1.2.8 formulės išplaukia, jog stiprinimo koeficientas J_{out}/J_{in} mažėja, o energijos nuėmimo efektyvumas $(J_{out} - J_{in})/J_p$ didėja kai J_{in} didėja. Taigi šviesos impulsų stiprinime visada yra kompromisas tarp stiprinimo koeficiento ir efektyvumo. Ši situacija iliustruota 1.3 paveikslėlyje, kuriame pavaizduotos stiprinimo koeficiento ir efektyvumo priklausomybės nuo užkrato spinduliuotės energijos tankio ir soti tankio santykio J_{in}/J_{sat} .



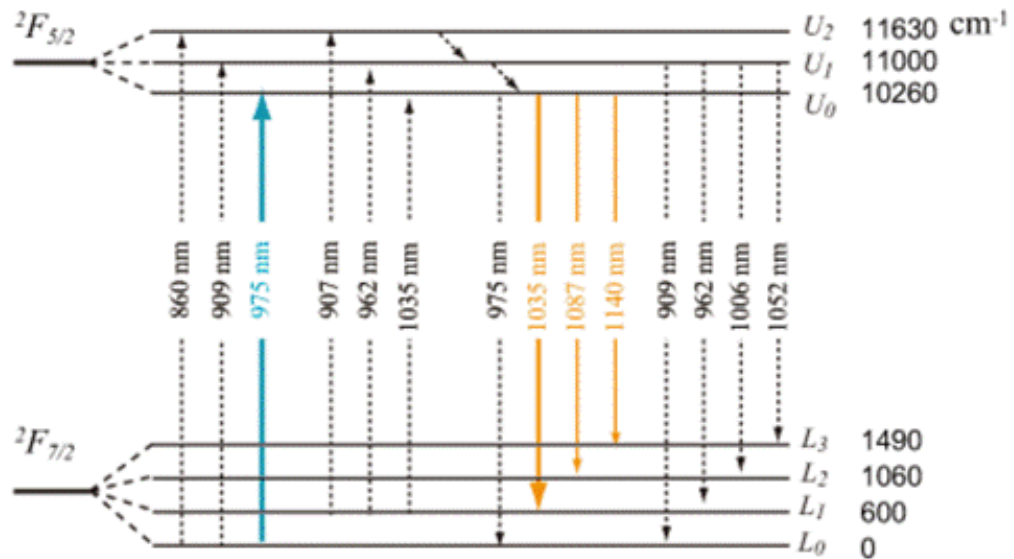
1.3 pav. Stiprinimo koeficiento ir energijos nuėmimo efektyvumo priklausomybės nuo užkrato spinduliuotės energijos tankio ir soties tankio santykio J_{in}/J_{sat} . Lazerinių impulsų stiprinimo atvejis [30].

1.3 paveikslėlyje skiriamos dvi sritys. Esant mažam užkrato energijos tankiui stiprinimas didelis, tačiau efektyvumas mažas. Kai $J_{in} \geq J_{sat}$, pasiekiamas didelis efektyvumas vieno lėkio stiprinimo koeficiento sąskaita. Bendra taisyklė dažniausiai yra pasiekti užkrato energijos tankį artimą soties tankiui.

1.3 Yb³⁺ jonais legiruoti šviesolaidiniai stiprintuvai

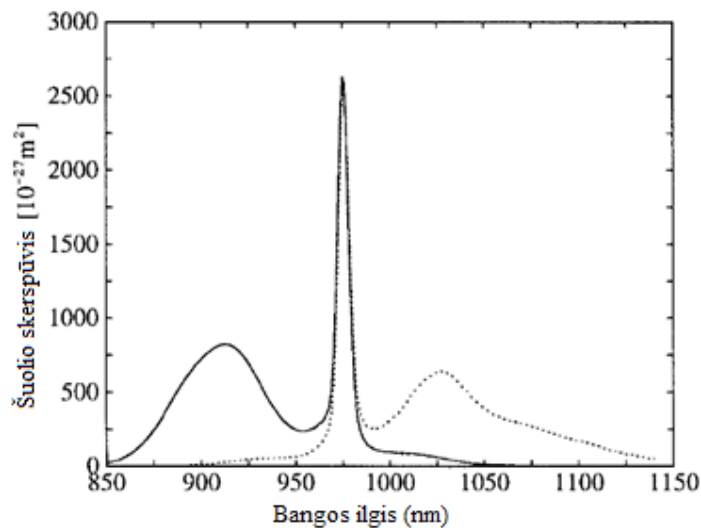
Yb³⁺ jonais legiruoti šviesolaidiniai stiprintuvai pasižymi didele išvadine galia ir puikiu galios keitimo efektyvumu. Šiuose stiprintuvuose nepasireiškia nepageidaujami efektai tokie kaip sužadintos būsenos sugertis ir koncentracijos gesinimas. Yb šviesolaidiniuose stiprintuvuose galimas aukštas legiravimo lygis, o tai leidžia pasiekti aukštą stiprinimo koeficientą trumpame šviesolaidyje. Plati stiprinimo juosta įgalina stiprinti ultratrumpuosius impulsus, o aukštas soties energijos tankis leidžia pasiekti aukštą išvadinio impulso energiją. Taip pat kaupinimas gali vykti plačiame bangos ilgių intervale (860 nm – 1064 nm), tad eksperimentuose galima realizuoti daug kaupinimo schemų [33].

Pati populiariausia medžiaga šviesolaidžių gaminimui, lydytas kvarcas, yra labai tinkama medžiaga Yb jonams. Yb:stiklas energetinių lygmenų schema yra pavaizduota 1.4 paveikslėlyje. Lazeriniam stiprinimui svarbūs tik du energiniai lygmenys, ²F_{7/2} ir ²F_{5/2}. ²F_{7/2} lygmuo yra pagrindinės būsenos lygmuo, suskilęs į 4 polygmenis, o ²F_{7/2} yra sužadintos būsenos lygmuo, suskilęs į 3 polygmenis.

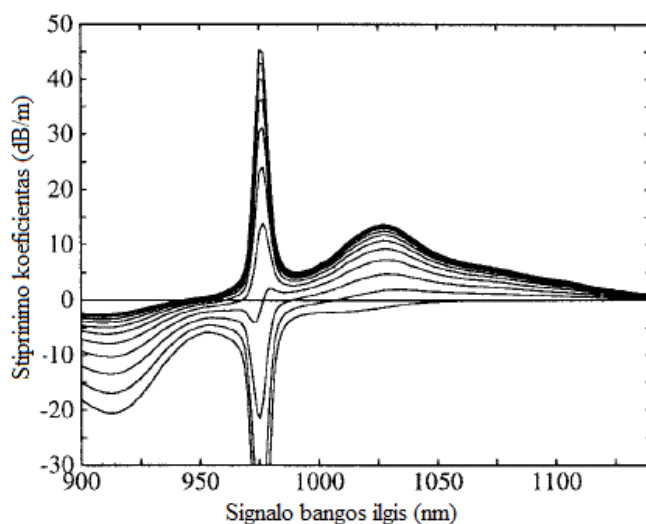


1.4 pav. Yb:stiklas energinių lygmenų diagrama [34].

1.5 paveikslėlyje pavaizduoti sugerties ir emisijos skerspjūviai Yb jonais legiruotame lydyto kvarco šviesolaidyje su germanio priemaišomis. Emisijos ir sugerties spektrai priklauso nuo stiklo matricos sudėties [35, 36]. Priklausomai nuo aliuminio, germanio ir boro koncentracijos stiklo matricoje, šuolių skerspjūvių vertės kinta apie 30 procentų. Viršutinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmė apytiksliai yra 0,8 ms ir ši trukmė taip pat apie 30 procentų priklauso nuo stiklo sudėtyje esančių priemaišų. Emisijos spektras tam tikru mastu kinta priklausomai nuo kaupinimo bangos ilgio ir tai rodo tam tikrą nevienalytį spektrinės linijos plitimą nors spektrinės linijos plitimas pagrinde yra vienalytis [37].



1.5 pav. Sugerties (ištisinė linija) ir emisijos (punktyrinė linija) šuolių skerspūvių priklausomybė nuo bangos ilgio [33].

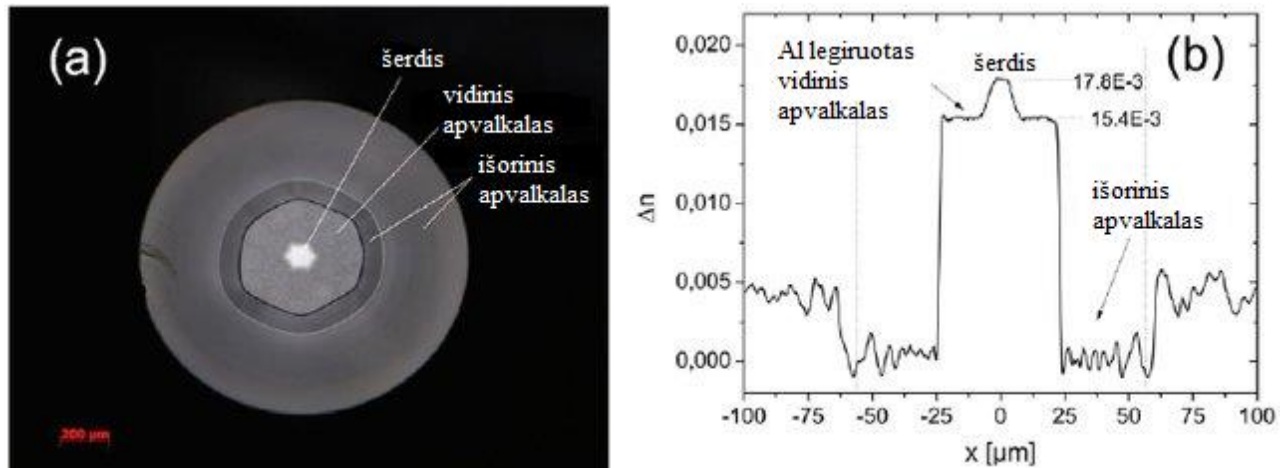


1.6 pav. Stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo signalo bangos ilgio prie skirtingų kaupinimo spinduliuotės galių Yb legiruotame stiklo šviesolaidyje. Kaupinimo galia keičiami nuo 0 iki 30 mW kas 3 mW. Kaupinimo bangos ilgis 910 nm. [33].

1.6 paveikslėlyje pavaizduota stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo signalo bangos ilgio prie skirtingų kaupinimo spinduliuotės galių Yb legiruotame stiklo šviesolaidyje. Trumpesniems signalo bangos ilgiams (ties 975 nm) pasireiškia kvazi-trijų lygmenų elgsena - stipri sugertis nesant kaupinimo spinduliuotės ir dėl to stiprinančio šviesolaidžio ilgis turi būti parinktas taip, kad būtų išvengta nuostolių signalo bangos ilgiui nekaupinamoje šviesolaidžio srityje. Ilgesniems bangos ilgiams (>1100 nm) pasireiškia kvazi-keturių lygmenų elgsena - stiprinimas tiesiogiai proporcingas viršutinio lazerinio lygmens populiacijai, o reabsorbcija yra labai nedidelė. Aštri smailė ties 975 nm ir platesnė, bet silpnesnė smailė, ties 910 nm yra pagrindiniai kaupinimo bangos ilgiai. Kaupinant Yb šviesolaidinį stiprintuvą ties 910 nm ir stiprinant 975 nm signalą didelis stiprinimo koeficientas pasiekiamas net ir trumpame stiprintuvo ilgyje. Tai lemia didelis emisijos skerspjūvis ties 975 nm. Kita vertus stiprinimo juostos plotis yra mažas (apie 2,25 nm ties -3 dB riba) ir tai riboja plataus spektro spinduliuotės stiprinimą. Dažniausiai praktikoje naudojamos optinės schemos, kuriose Yb šviesolaidinis stiprintuvas kaupinamas 975 nm bangos ilgio spinduliuote, o stiprinama yra plati juosta nuo 1000 nm iki 1150 nm, turinti centrinę smailę ties ~1030 nm bangos ilgiu. Viršutinio lazerinio lygmens užpilda yra 50 procentų, kai kaupinimo galia viršija soties galią. Stiprinimo sotis yra labai menka, net jei kaupinimo galia viršija soties galią. Kaupinimo sugertis ties 975 nm yra labai efektyvi, o plati stiprinimo juosta leidžia stiprinti ir ultratrumpuosius lazerinius impulsus [33].

1.4 Dvigubo apvalkalo ir didelio modos ploto šviesolaidiniai stiprintuvai

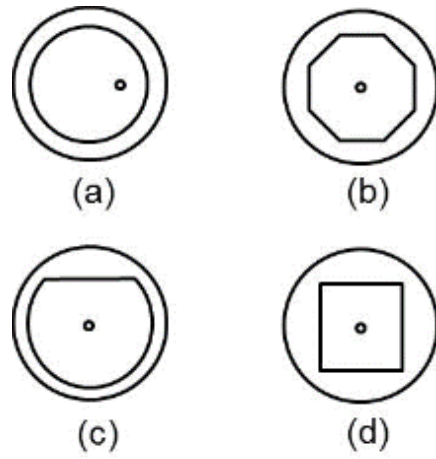
Šviesolaidinių stiprintuvų naudojančių vienamodžius šviesolaidžius išvadinė galia yra ribota, nes įvesti didelės galios kaupinimo spinduliuotę į tokį šviesolaidį yra pakankamai sunku. Tai sąlygoja prasta didelės galios diodinių lazerių pluošto kokybė. Kaupinimo spinduliuotės įvedimo efektyvumas niekada nepasiekia 100 %, todėl nemaža dalis spinduliuotės gali patekti į apvalkalą, kuris dėl kaupinimo sugerties ir išsiskyrusios šilumos gali būti sugadintas [38].



1.7 pav. Dvigubo apvalkalo strypinio šviesolaidžio skerspjūvis (a) ir lūžio rodiklio profilis (b) [39].

Minėtų problemų išvengiama stiprinimui naudojant dvigubo apvalkalo (angl. k. *double-clad*) šviesolaidžius ar šviesolaidinius strypus (1.7 pav.). Tokie šviesolaidžiai turi vienamodę šerdį, kurioje sklinda užkrato (signalu) spinduliuotė. Šerdis apgaubta daug didesnio diametro daugiamodžiu vidiniu apvalkalu, į kurį yra įvedama kaupinimo spinduliuotė. Vidiniame apvalkale sklindančios modos dalinai persikloja su Yb^{3+} jonais legiruota šerdimi ir ten yra sugeriamos [40]. Vidinis apvalkalas apgaubtas dar mažesnio lūžio rodiklio išoriniu apvalkalu. Šerdies skaitinė apertūra yra labai maža (0,01 - 0,1), o vidinio apvalkalo – didelė (0,3 – 0,8). Toks apvalkalas palaiko daug šviesolaidžio modų ir dėl to kaupinimui galima naudoti didelės galios ir žemos pluošto kokybės efektyvius ir ekonomiškus lazerinius diodus [38]. Kita vertus dvigubo apvalkalo šviesolaidiniuose stiprintuvuose susiduriama su mažu kaupinimo modų persiklojimu su šerdimi, kas sumažina kaupinimo sugerties efektyvumą, stiprinimo koeficientą ir galios keitimo efektyvumą. Ši problema sumažinama naudojant ne apskritiminės simetrijos vidinio apvalkalo geometriją (1.8 pav.) [41].

Dvigubo apvalkalo šviesolaidiniai stiprintuvai taip pat gaminami ir iš fotoninių kristalų. Juose daugiamodis kaupinimo vidinis apvalkalas yra apribotas išoriniu apvalkalu sudaryto iš oro tarpų mikrostuktūros (1.9 pav.). Tokiuose šviesolaidiniuose stiprintuvuose vidinio apvalkalo skaitinė apertūra yra labai didelė ($> 0,6$), tad kaupinimo spinduliuotės kokybės reikalavimai yra dar mažesni.



1.8 pav. Skirtingos dvigubo apvalkalo šviesolaidžių konfiguracijos: ne centre esanti šerdis (a), aštuonkampis vidinis apvalkalas (b), D formos vidinis apvalkalas (c), kvadratinis vidinis apvalkalas (d) [41].

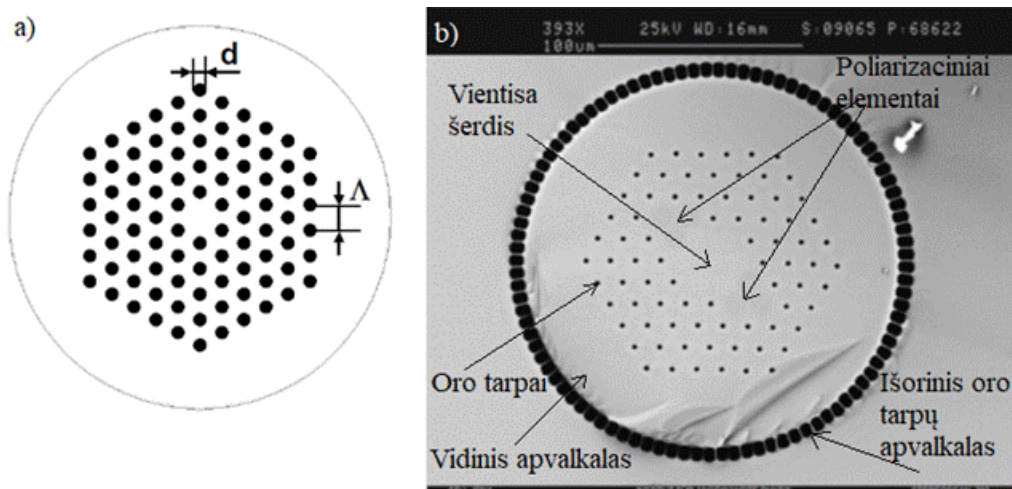
Vientiso stiklo šerdies šviesolaidžiuose šviesa sklinda taip vadinamo modifikuoto visiško vidaus atspindžio efekto dėka. Į skylėtą medžiagą patenkanti šviesa lūžta ir dalinai atsispindi daugybėje vidinių ribų tarp stiklo ir oro. Sudėtingas persiklojančių atspindėtų pluoštelių raštas sustiprės arba nuslops priklausomai nuo šviesos bangos ilgio, jos sklidimo krypties, stiklo lūžio rodiklio, skylių dydžio bei jų padėties apvalkale. Kadangi efektyvus fotoninių šviesolaidžių apvalkalo lūžio rodiklis labai priklauso nuo šviesos bangos ilgio, galima sukurti tokius šviesolaidžius, kurie išlaikytų vienamodiškumo sąlyga plačioje spektrinėje srityje [42]. Normalizuoto dažnio parametrą fotoninių kristalų šviesolaidžiams yra [43]

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{\text{šerdis}}^2(\lambda) - n_{\text{apvalkalo}}^2(\lambda)}, \quad (1.4.1)$$

čia λ – šviesos bangos ilgis, Λ - atstumas tarp gretimų skylių centrų. Jei λ/Λ santykis artėja į nulį, tai $n_{\text{apvalkalo}}^2(\lambda) \rightarrow n_{\text{šerdis}}^2(\lambda)$ ir V parametras gali būti mažas. Laikoma, kad vienamodiškumo sąlyga fotoninių kristalų šviesolaidžiams tenkinama, kai $V < \pi$ (arba, kai d/Λ santykis $< 0,45$) [43, 44].

Taigi, sujungiant dvigubo apvalkalo ir fotoninių kristalų šviesolaidžių savybes bei privalumus gaunami taip vadinami didelio modos ploto (angl. k. *large mode area*, LMA) šviesolaidžiai. LMA šviesolaidiniai stiprintuvai pasižymi kelių šimtų arba kelių tūkstančių μm^2 efektyviu modos plotu (t.y keliomis eilėmis didesniu nei įprasti vienamodžiai šviesolaidžiai) [43, 45]. Efektyvus modos plotas (angl. k. *effective mode area*) yra kiekybinis ploto matas, kurį šviesolaidžio moda efektyviai užima skersiniais matmenimis [46]. LMA fotoninių kristalų šviesolaidiniai stiprintuvai yra ypač patrauklūs ultratrumpųjų impulsų stiprinimui, kadangi jie išlaiko griežtai vienamodį fundamentinės modos sklidimą, o netiesinių efektų įtaka dėl didelio modos ploto yra gerokai sumažinama [39]. Kelių ps trukmės impulsai su beveik difrakciškai ribotu pluoštu, sustiprinti iki 100 – 300 W

vidutinės galios Yb jonais legiruotuose didelio modos ploto dvigubo apvalkalo fotoninių kristalų šviesolaidiniuose stiprintuvuose, yra pademonstruoti literatūroje [6, 47, 48].



1.9 pav. Fotoninių kristalų šviesolaidžio schema (a) ir Yb legiruotas didelio modos ploto dvigubo apvalkalo fotoninių kristalų šviesolaidis su poliarizaciją išlaikančiais elementais (b) [49].

1.5 Ultratrumpųjų impulsų stiprinimas šviesolaidiniais stiprintuvais

1.5.1 Netiesiniai efektai

Medžiagos dispersijos ir netiesiškumo sąveika paprastai turi įtakos impulsų kokybei šviesolaidinio stiprintuvo išėjime. Tai ypač aktualu ultratrumpųjų (10 ps – fs) impulsų stiprinimui. Dėka šviesolaidžių prigimties (mažas fundamentinės modos plotas, ilgas sklidimo atstumas) netiesiniai efektai juose pasireiškia greičiau (prie mažesnių galių) nei kietojo kūno (angl. k. *bulk*) medžiagose [50]. Iš vienos pusės ultratrumpųjų impulsų galios keitimo efektyvumą ir impulso kokybę šviesolaidiniuose stiprintuvuose riboja netiesiniai efektai, tačiau iš kitos pusės netiesiškumai gali būti išnaudoti ir iš teigiamos pusės naudojant netiesinius impulsų stiprinimo metodus [5].

Pagrindinis netiesinis efektas pasireiškiantis ultratrumpųjų impulsų šviesolaidiniuose stiprintuvuose yra impulso fazės moduliavimasis (FSM) (angl. k. *self-phase modulation*). Yra žinoma, kad lūžio rodiklis priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo $I(t)$ [51]

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (1.5.1)$$

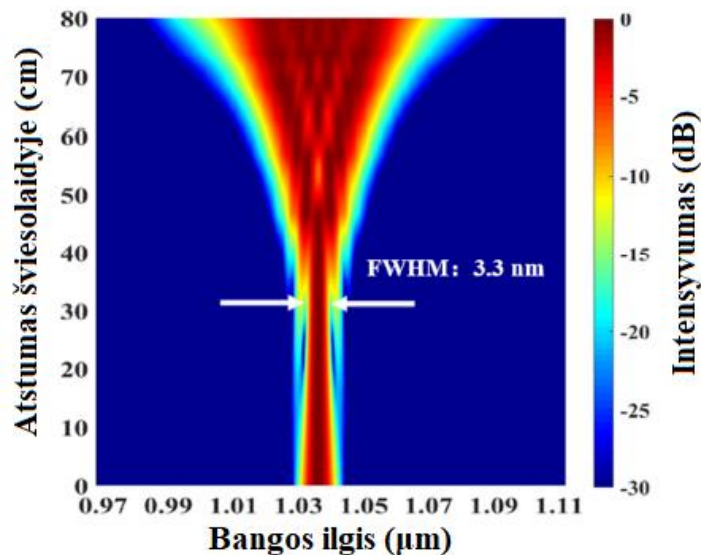
čia n_0 yra tiesinis, o n_2 netiesinis lūžio rodiklis. Dėl netiesiškumo atsiranda indukuotas impulso fazės pokytis, jam nusklidus atstumą z terpėje [51]

$$\delta\varphi(z, t) = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 I_0(t), \quad (1.5.2)$$

čia I_0 – pradinis impulso intensyvumas, ω_0 – kampinis dažnis. Parodoma, kad fazės moduliavimosi metu vyksta ir impulso dažnio moduliacija išreiškiamą [51]

$$\delta\omega(z, t) = \frac{\partial\phi(z, t)}{\partial t} = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (1.5.3)$$

Sklindant impulsui kubinio netiesiškumo terpe atsiranda impulso nešančiojo dažnio moduliacija, bet kadangi impulso trukmė ir gaubtinė nekinta, tai reiškia, kad impulso spektro plotis padidėja (yra praturtinamas naujais dažnio komponentais) [52]. Impulso spektro plitimas vyks, jei pradinis impulsas yra spektriškai ribotas arba jo nešančiojo dažnio moduliacija yra teigiama (teigiamas čirpas). Spektro siaurėjimas dėl FSM bus stebimas, kai pradinis impulsas yra čirpuotas neigiamai [53]. Tipinė spektro dinamika šviesolaidiniame ultratrumpųjų impulsų stiprintuve pavaizduota 1.10 paveikslėlyje. Pradinio neigiamai čirpuoto impulso spektras dėl FSM spaudžiasi pirmus 30 cm, o po to, dėl šviesolaidžio medžiagos dispersijos, impulsas tampa teigiamai čirpuotu ir FSM sąlygoja žymų spektro plitimą [7].



1.10 pav. Spektro dinamika valdomo pradinio čirpo Yb šviesolaidiniame stiprintuve. Stiprinimas nuo 44 nJ iki 1,4 μJ. Šviesolaidžio įėjime užkrato impulsas neigiamai čirpuotas [7].

Impulso smailinei galiai viršijus Ramano slenkstinę galią priverstinė Ramano sklaida (PRS) šviesolaidiniuose stiprintuvuose lemia Stokso fotonų generaciją, ko pasekoje PRS gali perkelti impulso energijos dalį į bangos ilgių diapazoną, kur stiprinimas nevyksta. Tai gali apriboti maksimalią smailinę galią, pasiekiamą naudojant tokius stiprintuvus. Ramano slenkstinė galia yra tiesiogiai proporcinga šviesolaidžio efektyviam modos plotui. Kita vertus, ultratrumpiems impulsams PRS dažnai yra neefektyvus dėl grupinių greičių dispersijos ir ilgo sklidimo nuotolio [30]. Priverstinė Brillouin'o sklaida (PBS) stiprinant ultratrumpuosius impulsus taip pat neefektyvi.

Stiprų vidutinės galios ribojimą šviesolaidiniuose lazeriniuose stiprintuvuose uždeda skersinės modos nestabilumo efektas (angl. k. *transverse mode instabilities, TMI*). TMI kilmė kyla iš termiškai įrašytos lūžio rodiklio gardelės šviesolaidyje, kuri atsiranda dėl tuo pačiu metu sklindančių ir stiprinamų dviejų ar daugiau skersinių šviesolaidžio modų. Dėl jų interferencijos

šviesolaidyje susidaro periodinis intensyvumo skirstinys, kuris savo ruožtu sukelia periodinį šilumos pasiskirstymą. Thermo-optinis reiškinys lemia tai, kad toks temperatūros gradientas paverčiamas lūžio rodiklio gardele, kuri gali sudaryti sąlygas energijos perdavimui iš fundamentinės modos į aukštesniųjų eilių modas. Taigi dėl TMI atsiranda išvadinės spinduliuotės erdvinės ir laikinės fluktuacijos. TMI yra slenkstinis reiškinys ir vieno lėkio LMA stypiniuose šviesolaidiniuose stiprintuvuose slenkstinė išvadinė vidutinė galia siekia 200 – 250 W, o dviejų lėkių stiprintuvuose 100 - 150 W [6, 54].

Galutinę smailinės galios ribą šviesolaidiniame stiprintuve apibrėžia šviesos pluošto fokusavimasis – procesas, atsirandantis dėl lūžio rodiklio priklausomybės nuo intensyvumo. Šis reiškinys charakterizuojamas kritine pluošto galia, kurią pasiekus pluoštas pradeda fokusuotis medžiagoje, sukurdamas labai didelį smailinį intensyvumą bei optinį šviesolaidinio stiprintuvo pažeidimą [30].

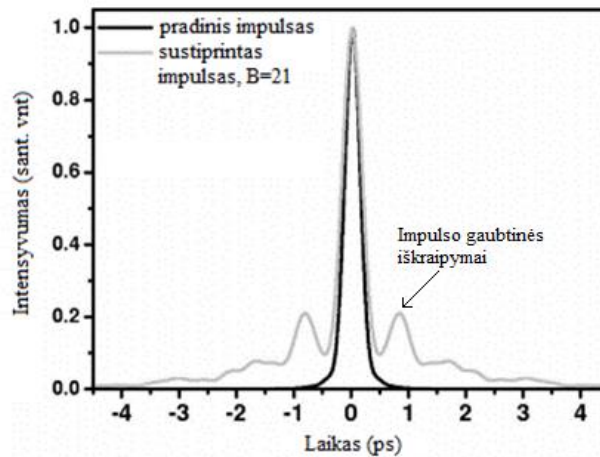
1.5.1 Ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: čirpuotų impulsų stiprinimas

Esminė ultratrumpųjų impulsų stiprinimo šviesolaidžiuose dalis yra netiesinių efektų valdymas šviesolaidžio šerdyje, siekiant, jog impulsai po stiprinimo išlaikytų gerą kokybę ir mažą trukmę. Siekiant išvengti netiesinių efektų, impulsai yra stiprinami šviesolaidinėse čirpuotų impulsų stiprintuvų sistemose (angl. k. *fiber chirped pulse amplification*, FCPA). Šiose sistemose prieš stiprinimą osciliatoriaus impulsai yra išplečiami laike (čirpuojami), taip sumažinant jų smailinį intensyvumą ir netiesinių reiškinų įtaką stiprintuvo šerdyje. Sustiprintas impulsas po to yra suspaudžiamas naudojant impulsų spaustuvą, o maksimalios pasiekiamos impulsų energijos išauga santykiu palyginamu su impulsų išplėtimo santykiu (10^3 - 10^4 kartų) [30, 55].

FCPA sistemose yra stebimi nepageidaujami impulso gaubtinės iškraipymai [8, 56-58]. Impulso su smailine galia P_0 bendra sukaupta pridėtinė fazė dėl FSM yra apibrėžiama B integralu [58]

$$B = \int_0^L \phi(z, t) dz = - \frac{\omega_0 n_2}{c} \int_0^L P_0 e^{gz} dz = \frac{\gamma P_0}{g} (e^{gL} - 1), \quad (1.5.4)$$

čia L yra stiprintuvo ilgis, γ – netiesiškumo parametras, g – stiprinimo koeficientas. Jei dažnio moduliacija (čirpas) dėl FSM yra netiesinė, tai tokia moduliacija negali būti sukompensuota įprastais gardeliniais spaustuvais. Suspausto impulso kokybė prastėja, impulso laikinė gaubtinė iškraipoma, joje atsiranda nepageidaujamas pjedestalas atimantis nemažą dalį energijos iš centrinės smailės (1.11 pav.) [60]. Laikoma, kad impulso kokybė prastėja, kai $B > 1$ [58].



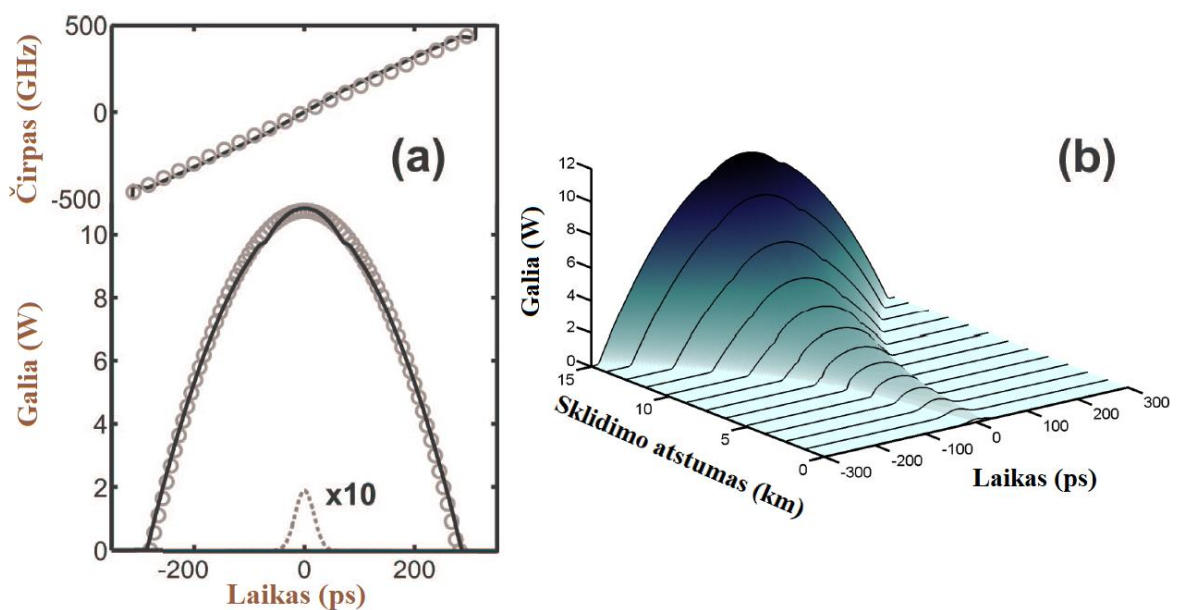
1.11 pav. Suspaustų impulsų autokoreliacinės funkcijos. Juoda linija – pradinis impulsas, pilka – sustiprintas impulsas šviesolaidiniame stiprintuve [58].

Kadangi $n_2^{apskritiminė} / n_2^{tiesinė} = 2/3$, tai FSM įtaka gali būti sumažinta naudojant apskritiminę užkrato poliarizaciją vietoje tiesinės. Taip impulsas gali būti efektyviau suspaudžiamas, padidinama smailinė impulso galia [57]. FSM įtaka taip pat gali būti sumažinta naudojant elektrooptinį fazės moduliatorių (FSM kompensatorių) [59] bei impulso spektro formavimą [58].

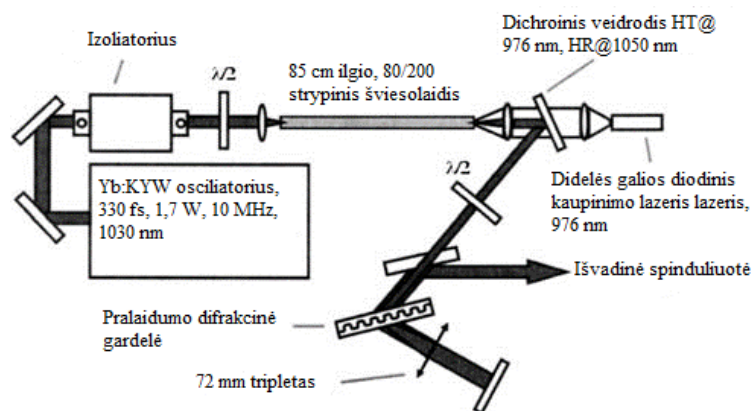
Literatūroje yra pademonstruota nemažai FCPA sistemų naudojančių dvigubo apvalkalo didelio modos ploto Yb šviesolaidinius stiprintuvus [60-62]. Tipinės FCPA sistemų sustiprintų impulsų vidutinės galios siekia 10 – 130 W, o impulsų trukmės yra 180 – 500 fs intervale [63, 64]. 100 W vidutinės galios 1 MHz pasikartojimo dažnio sub-100 fs impulsai naudojant FCPA sistemą pademonstruoti J. Rothhardt et al. darbe [65]. GW eilės smailinės galios ir kelių mJ energijos fs impulsai taip pat yra pademonstruoti literatūroje [63, 66]. Tiesioginis aukštųjų harmonikų generavimas pademonstruotas naudojant Yb legiruotą strypinį šviesolaidinį stiprintuvą, generuojantį 270 fs trukmės, 100 μJ energijos ir 28 W vidutinės galios impulsus [62]. 200 W - 1 kW vidutinės galios sub-300 fs trukmės lazeriniai impulsai gali būti gaunami FCPA sistema naudojant su 4 ar 8 stiprinimo kanalais ir koherentiškai juos kombinuojant [67]. Impulsų plėtimui ir spaudimui FCPA sistemose neišeina naudoti čirpuotų veidrodžių ar prizmių dėl mažos jų įnešamos grupinio vėlinimo dispersijos. Dėl to naudojami gardeliniai spaustuvai ir plėstuvai, tačiau jie įneša nemažus galios nuostolius (20 - 30 proc.) [7]. Be to, esant dideliame smailiniam intensyvumui, Ramano stiprinimas (angl. k. *Raman gain*) lemia tai, kad dalis sustiprinto impulso optinės galios yra perduodama į ilgesniųjų bangos ilgių Ramano spektrinius komponentus, tad atsiranda papildomi galios nuostoliai ties sustiprinto impulso bangos ilgiu [30]. FCPA sistemų minimalią impulsų trukmę riboja stiprintuvo stiprinimo juostos siaurėjimas, todėl sustiprintų impulsų trukmė siekia ~200 fs [68].

1.5.2 Netiesinės ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: parabolinių impulsų stiprinimas

Netiesiniai efektai šviesolaidiniuose stiprintuvuose gali būti išnaudoti ir iš teigiamos pusės naudojant netiesinius impulsų stiprinimo metodus. Kai energijos yra santykinai mažos netiesiniai stiprinimo metodai gali sąlygoti gana paprastas ir kompaktiškas stiprinimo sistemas, kuriose nereikalingas (arba reikalingas nedidelis) impulsų išplėtimas, o po stiprinimo reikalingas tik nedidelis impulsų suspaudimas. Toks netiesinis stiprinimas yra ypač naudingas, kai yra reikalinga pasiekti didelės vidutinės galios esant dideliame pasikartojimo dažniui, o ne didžiausioms impulso energijoms [30].



1.12 pav. Parabolinio impulso formavimasis šviesolaidiname stiprintuve. Čirpo ir intensyvumo laikinės priklausomybės stiprintuvo išėjime (a), pradinio Gauso formos impulso evoliucija išilgai šviesolaidžio (b) [69].

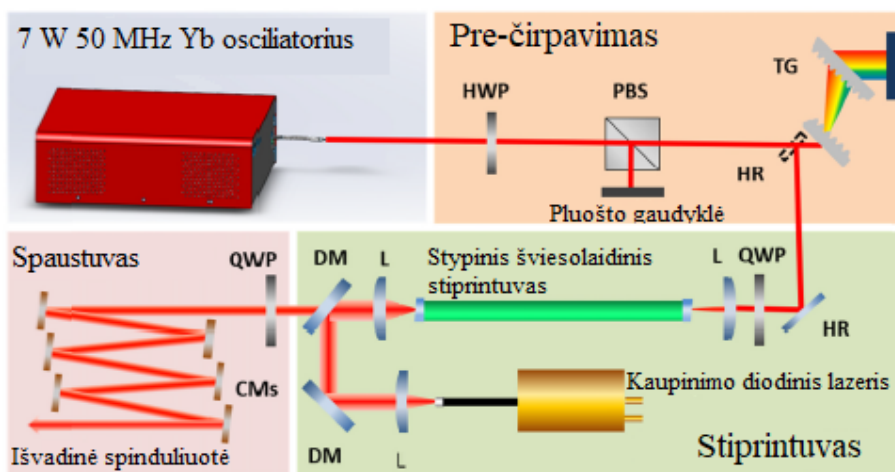


1.13 pav. Parabolinių impulsų stiprinimo optinė schema [5].

Fazinės moduliavimasis gali būti išnaudotas ir iš teigiamos pusės realizuojant parabolinių impulsų stiprinimą šviesolaidiniuose stiprintuvuose [5]. Šviesolaidiniame stiprintuve sąveika tarp stiprinimo, dispersijos ir netiesiškumo sąlygoja pradinio ultratrumpojo impulso savybių modifikacijas. Paraboliniai impulsai tiek laiko, tiek spektro plotmėje yra netiesinės Šrėdingerio lygties, aprašančios kompleksinės elektrinio lauko stiprio amplitudės evoliuciją šviesolaidyje, asimptotiniai sprendiniai esant normaliajai dispersijai (1.12 pav.) [69].

Paraboliniai impulsai pasižymi „panašiu į save“ sklidimu (angl. k. *self-similar propagation*) stiprinančioje terpėje, t.y. paraboliniame režime impulsas išlaiko parabolės formą, o impulsas tiek laiko, tiek spektro plotmėje plinta eksponentiškai. Stiprinant parabolinius impulsus, jų spektro plitimą lemia FSM, o tiesinis sustiprintų impulsų čirpas leidžia juos efektyviai suspausti [70]. Parabolinio impulso formavimasis nepriklauso nuo užkrato impulso gaubtinės formos ar trukmės - tik pradinė impulso energija lemia galutinę impulso amplitudę ir plotį, kurią svarbu tiksliai įvertinti siekiant greičiausio konvergavimo į parabolinį stiprinimo režimą [71]. Tipinė parabolinių impulsų stiprinimo schema pavaizduota 1.13 paveikslėlyje. Šis metodas nenaudoja impulsų plėstuvo prieš stiprintuvą, sub-50 fs trukmės impulsai, su 10 – 18 W vidutine galia ir aukšta impulso kokybe buvo pademonstruoti literatūroje [5, 72, 73]. Tokių sistemų galios keitimo efektyvumą bei impulso kokybę riboja baigtinė stiprintuvo stiprinimo juosta, aukštesniųjų eilių dispersija ir PRS. Kai stiprinamo impulso spektras tampa platesnis nei stiprinimo juostos plotis, impulso spektras stiprintuvo išėjime išsiskraipo, čirpas nebeišsilaiko tiesinis ir impulso kokybė prastėja [72].

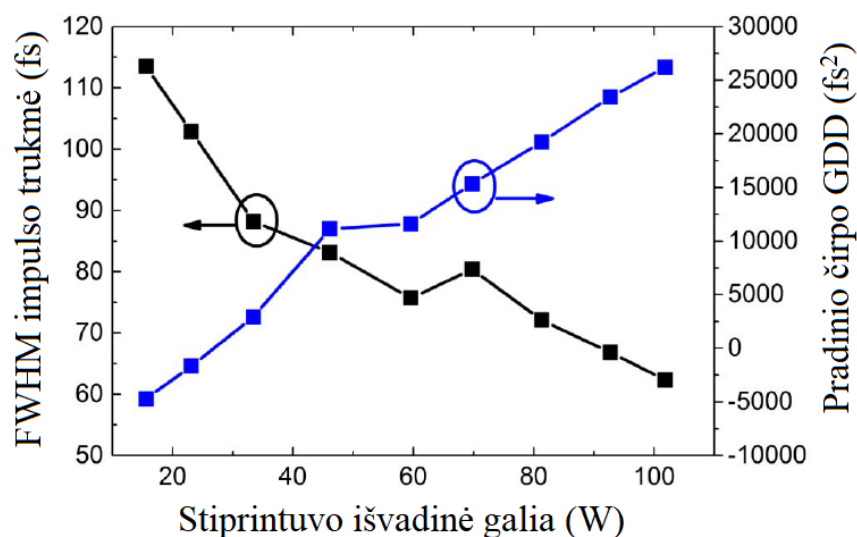
1.5.3 Netiesinės ultratrumpųjų impulsų stiprinimo technikos: valdomo pradinio čirpo stiprinimas (PCMA)



1.14 pav. Tipinė PCMA eksperimentinė schema. HWP - $\lambda/2$ plokštelė, PBS – polarizuojantis pluošto daliklis, TG – pralaidumo difrakcinė gardelė, HR -veidrodžiai, QWP - $\lambda/4$ plokštelė, L – lęšiai, DM – dichroiniai veidrodžiai, CMs – čirpuoti veidrodžiai [7].

Kaip ir minėta anksčiau ultratrumpųjų impulsų stiprinimą šviesolaidžiuose nulemia sąveika tarp šviesolaidžio dispersijos, netiesinių efektų ir stiprinimo. Bendru atveju ši sąveika sąlygoja tai, kad tiesioginio šviesolaidinio stiprinimo schemose suspausti sustiprintus impulsus su aukšta kokybe yra sudėtinga. Šiai problemai spręsti yra naudojamos netiesinio stiprinimo technikos. Viena tokių - valdomo pradinio čirpo stiprinimas (PCMA – *pre-chirp managed amplification*). Metodo esmė – prieš šviesolaidinį stiprintuvą naudojamas impulsų plėstuvas (dažniausiai difrakcinių gardelių pora), kuris faziškai moduliuoja (čirpuoja) impulsą, o dėl stiprinimo metu pasireiškiančio fazės moduliavimosi impulso spektras plinta (1.14 pav.). Skirtingai nei FCPA sistemose, PCMA metode impulsai išplečiami labai nežymiai, o dėka išplitusio spektro sustiprintų ir suspaustų impulsų trukmė yra mažesnė nei užkrato osciliatoriaus impulsų trukmė. Kiti PCMA privalumai: galimos kompaktiškos optinės schemos dėka nedidelio pradinio čirpavimo ir galutinio impulsų suspaudimo, aukšta suspaustų impulsų kokybė. [7].

PCMA sistemose egzistuoja optimali grupinio vėlinimo dispersija (angl. k. *group delay dispersion, GDD*) įvedama pradinio čirpavimo metu, ties kuria gaunami artimi spektriškai ribotiems impulsai su aukšta kokybe (mažu pjedestalu). Dar vienas PCMA būdingas bruožas – optimalaus pradinio čirpo ženklas ir vertė priklauso nuo išvadinės stiprintuvo vidutinės galios [10]. Didėjant stiprintuvo išėjimo vidutinei galiai, optimali pradinio čirpavimo GDD vertė padidėja nuo neigiamos iki teigiamos ir suspaustų impulsų mažėja (1.15 pav.). 24 – 65 fs trukmės beveik spektriškai riboti impulsai iš PCMA sistemų yra pademonstruoti literatūroje, kurių vidutinė galia siekia 1 – 100 W [7-10]. Būtent toks netiesinis stiprinimo metodas ir yra nagrinėjamas šiame darbe.

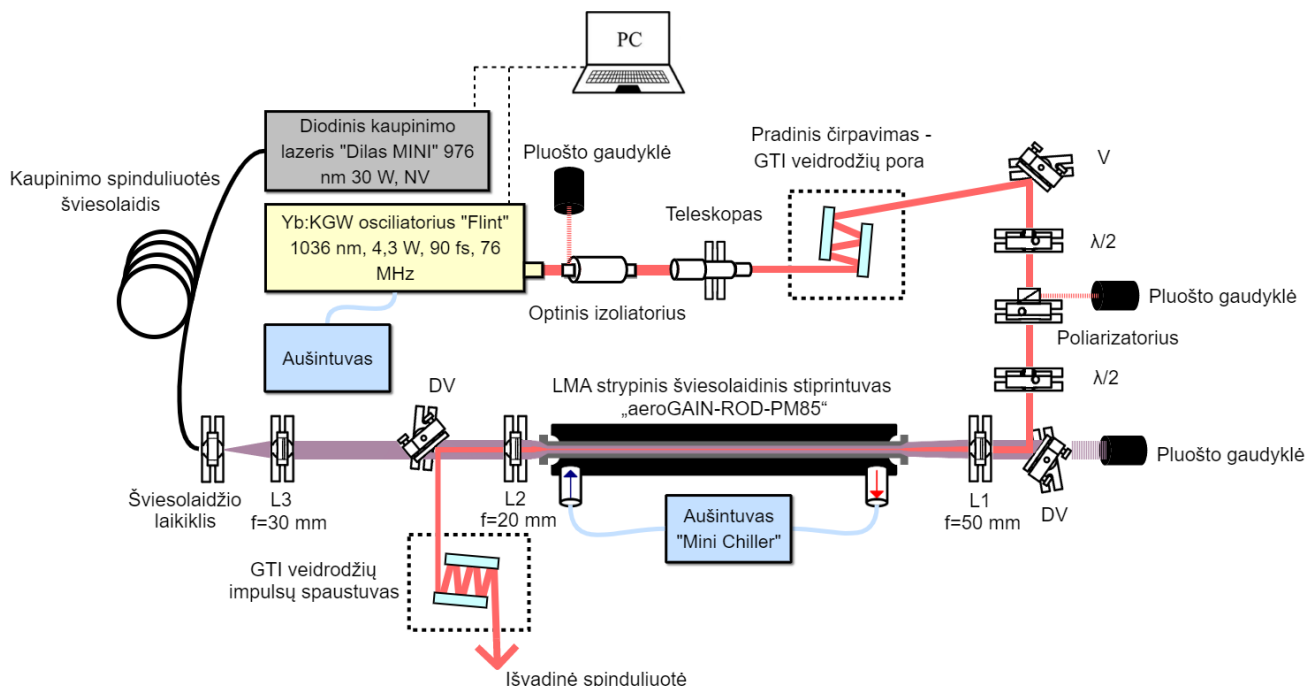


1.15 pav. PCMA sistemos FWHM impulso trukmės (juoda kreivė) ir optimalaus pradinio čirpo (mėlyna kreivė) priklausomybė nuo stiprintuvo išvadinės galios [10].

2. Eksperimentinė dalis

2.1 Eksperimento schema

Sukonstruotos vieno lėkio valdomo pradinio čirpo (PCMA) šviesolaidinės stiprinimo sistemos femtosekundiniam Yb:KGW lazeriniam osciliatoriui „Flint“ optinė schema pavaizduota 2.1 paveikslėlyje.

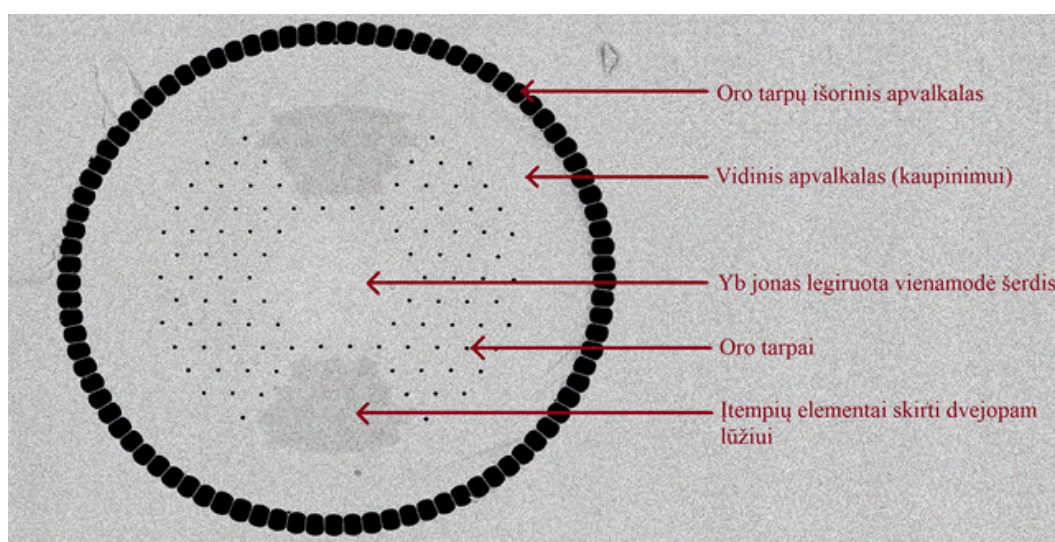


2.1 pav. Vieno lėkio valdomo pradinio čirpo šviesolaidinė stiprinimo (PCMA) sistema Yb:KGW osciliatoriui „Flint“.

PCMA stiprintuvo užkrato signalas buvo UAB MGF „Šviesos Konversija“ gaminamas Yb:KGW femtosekundinis osciliatorius „Flint“, kuris generuoja 1036 nm bangos ilgio, 76 MHz pasikartojimo dažnio, 90 fs trukmės spinduliuotę. Osciliatoriaus vidutinė galia 4,3 W (atitinka 57 nJ impulso energiją), o pluošto $M^2 \sim 1,2$. Užkrato lazeris nuo parazitinių atspindžių iš stiprinimo sistemos, kurie gali sąlygoti triukšmą, galios ir amplitudės fluktuacijas ar net optinę pažaidą, yra apsaugotas optiniu izoliatoriumi. Jį sudaro du poliarizatoriai patalpinti tarp Faradėjaus rotatoriaus. $\lambda/2$ plokštelė kartu su poliarizatoriumi veikia kaip optinis atenuatorius, kuris yra skirtas sumažinti spinduliuotės galią schemos derinimo metu. Antroji $\lambda/2$ plokštelė yra skirta kontroliuoti užkrato spinduliuotės poliarizacijos kryptį.

Impulsų plėstuvus (pradinis čirpavimas) sudarytas iš dviejų identiškų specialiai šiai optinei sistemai pagamintų stačiakampės formos Gires – Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių poros. Tai yra optiniai rezonatoriai, naudojami įvesti chromatinę dispersiją. Jie pasižymi aukštu atspindžio koeficientu ($R > 99,5\%$), vieno atspindžio įvedama GDD 1010 – 1080 nm spektro

intervale yra $-1000 \text{ fs}^2 \pm 500 \text{ fs}^2$, o 5 cm veidrodžio ilgis bei 5 laipsnių kritimo kampas leidžia realizuoti daug atspindžių. Pradinio čirpo (įvedamos neigiamos GDD) valdymas atliekamas keičiant atspindžių skaičių nuo GTI veidrodžių. Veidrodžiu V, dichroiniu veidrodžiu DV (atspindi užkrato bangos ilgį ir praleidžia nesugertą kaupinimo spinduliuotę į pluošto gaudyklę) bei 50 mm židinio nuotolio lęšiu L1 užkrato spinduliuotė yra įvedama į strypinį šviesolaidinį stiprintuvą „aeroGAIN-ROD-PM85“ („NKT Photonics“). Tai poliarizaciją išlaikantis, dvigubo apvalkalo, fotoninių kristalų šviesolaidis, kurio 85 μm diametro šerdis yra legiruota Yb^{3+} jonais (2.2 pav.). Modos lauko diametras (angl. k. *mode field diameter*) yra $65 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ (kas atitinka $3300 \mu\text{m}^2$ modos plotą). Šerdies skaitinė apertūra yra 0,01, vidinio apvalkalo (diametras $260 \mu\text{m} \pm 15 \mu\text{m}$) skaitinė apertūra yra 0,6. Šviesolaidinio stiprintuvo ilgis yra 80,4 cm, sugerties koeficientas 976 nm kaupinimo bangos ilgiui 15 dB. Už stiprintuvo 20 mm židinio nuotolio lęšis L2 kolimuoja išvadinės spinduliuotės pluoštą, kuris atsispindi nuo išvadino dichroinio veidrodžio DV.



2.2 pav. „aeroGAIN-ROD-PM85“ stiprintuvo dvigubo apvalkalo fotoninių kristalų šviesolaidžio skerspūvis [74].

Kaupinimo spinduliuotės šaltinis yra 30 W vidutinės galios ir 976 nm centrinio bangos ilgio nuolatinės veikos diodinis lazeris „Dilas MINI“ („Coherent“), kurio spinduliuotė išvedama pro 0,22 skaitinės apertūros 200 μm šerdies diametro daugiamodį šviesolaidį. 30 mm židinio nuotolio lęšis L3 kolimuoja iš šio šviesolaidžio išėjusią kaupinimo spinduliuotę, kuri praeina dichroinį veidrodį DV2, ir yra įvedama į šviesolaidžio vidinį apvalkalą lęšiu L2. Sustiprintų impulsų suspaudimui naudojama tokių pačių GTI veidrodžių pora kaip ir impulsų plėstuve.

Schemae naudojamų lęšių židinio nuotoliai f nustatomi naudojant pluošto kolimavimo formulę [75]

$$f = \frac{\pi D(MFD)}{4\lambda M^2}, \quad (2.1.1)$$

čia D yra kolimuoto pluošto diametras $1/e^2$ lygyje, MFD – modos lauko diametras, M^2 - lazerio pluošto M^2 parametro vertė.

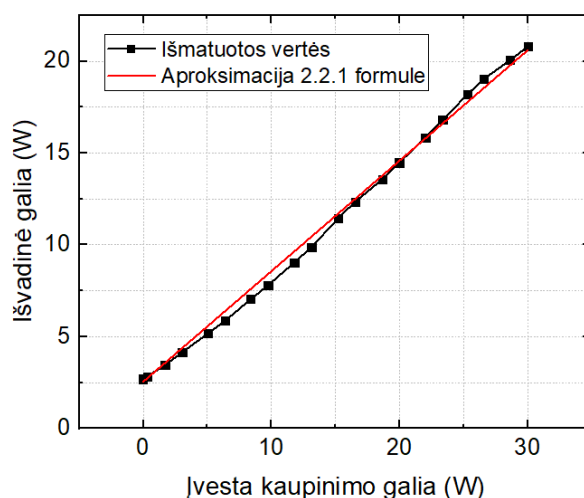
Ant stiprintuvo šviesolaidžio galų yra uždėti skaidrinančiąja danga dengti galiniai dangteliai (angl. k. *end-caps*) skirti išvengti atspindžių ir šviesolaidžio pažeidimo. Šviesolaidžio temperatūros kontroliavimas atliekamas į aliumininį V formos laikiklį įstatytą šviesolaidį aušinant vandeniu.

Sustiprintos išvadinės spinduliuotės galia matuojama galios matuokliu („Ophir NOVA 2“), pluošto parametrai matuojami su CCD kamera („Spiricon SP620U“), spektras - spektrometru „Avantes avaspec-2048-SPU“, o sustiprintų lazerinių impulsų charakteristikos nustatomos antrosios harmonikos dažninės skyros optinės sklendės (SHG FROG) metodu (angl. k. *second harmonic frequency-resolved optical gating*).

2.2 Eksperimento rezultatai ir jų aptarimas

2.2.1 Vieno lėkio PCMA stiprinimo sistemos tyrimas

Sukonstravus ir suderinus vieno lėkio šviesolaidinio stiprintuvo sistemą buvo nustatytos sustiprintos išvadinės lazerinės spinduliuotės charakteristikos. Iš pradžių buvo išmatuota išvadinės spinduliuotės vidutinės galios priklausomybė nuo įvestos į šviesolaidį kaupinimo galios. Ši priklausomybė pavaizduota 2.3 paveikslėlyje. Esant 3,5 W užkrato galiai, stiprintuvas veikia soties režime, o išvadinė galia didėjant kaupinimo galiai auga tiesiškai ir esant 30 W įvestai į šviesolaidį kaupinimo galiai išvadinės spinduliuotės galia pasiekia 20,8 W vertę (atitinka 274 nJ impulso energiją).



2.3 pav. Stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo įvestos kaupinimo galios. Užkrato vidutinė galia 3,5 W.

Tangentinis efektyvumas η apskaičiuotas aproksimavus gautą priklausomybę pagal šią lygtį

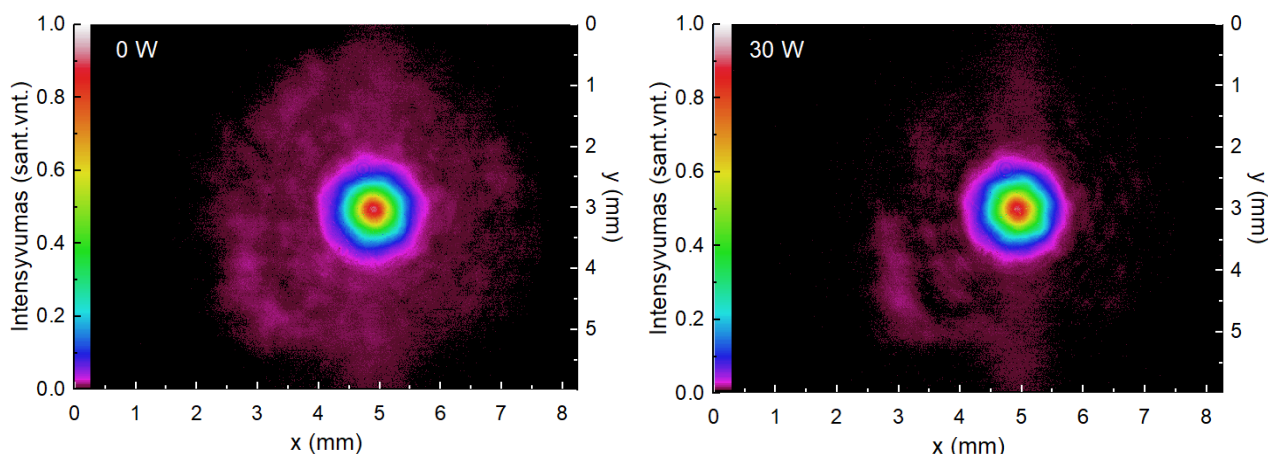
$$P_{out} = 2,7 W + \eta P_{pump}, \quad (2.2.1)$$

kur 2,7 W yra išvadinė galia nesant kaupinimo, P_{out} yra išvadinė galia, o P_{pump} yra kaupinimo galia. Gautas tangentinis efektyvumas yra 60 %. Optinis efektyvumas ties 20,8 W išvadinė galia yra 69 %. Stiprinimo koeficientas, apskaičiuotas pagal formulę

$$\gamma = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{seed}} \right), \quad (2.2.2)$$

siekia 7,7 dB ties 30 W įvesta kaupinimo galia.

CCD kamera užfiksuotas sustiprinto lazerinio pluošto profilio kitimas pavaizduotas 2.4 paveikslėlyje. Pluoštų matavimai atlikti už stiprintuvo pastatant tris 1 laipsnio pleištus stiprintuvo išėjime siekiant atsižvelgti į CCD kameros veikimo ribas. Kadangi stiprintuvo šerdis yra vienamodė, iš šerdies sklindantis pluoštas yra fundamentinė LP_{01} moda. Nesant kaupinimo spinduliuotės pluošto, periferinėje dalyje stebima iš šviesolaidžio apvaskalo sklindanti mažo intensyvumo daugiamodė šviesa. Ją lemia tai, jog maža dalis užkrato spinduliuotės taip pat sklinda ir šviesolaidžio apvaskalu. Didėjant kaupinimo galiai (tuo pačiu ir išvadinei stiprintuvo galiai) vis daugiau energijos yra sutelkiama fundamentinėje modoje, o periferinės dalies indėlis mažėja, dėl to kad stiprinimas vyksta tik šviesolaidžio šerdyje. Pagal ISO 11146-1 standartą išmatuoti pluošto M^2 parametrai esant 20,8 W išvadinei galiai yra $M^2_x=1,18$ ir $M^2_y=1,11$ (2.5 pav.).

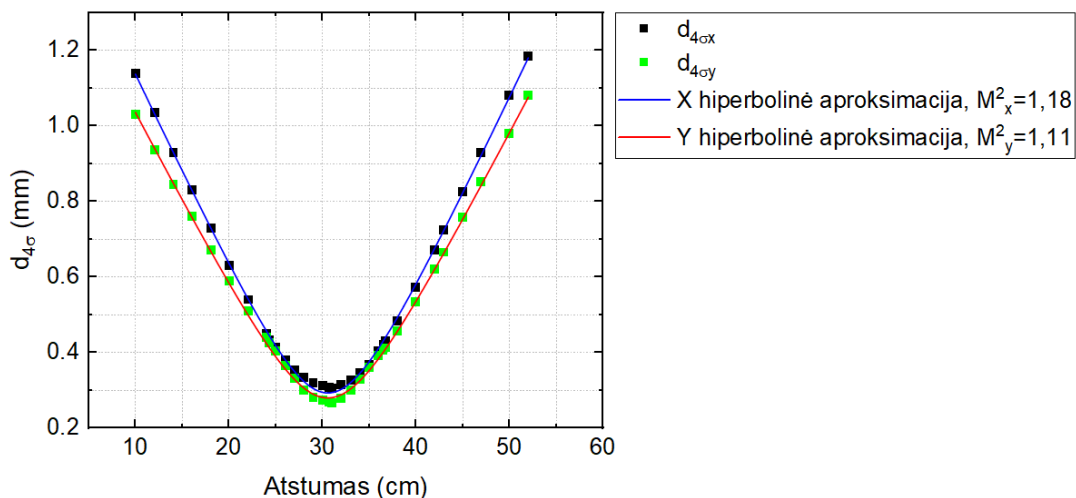


2.4 pav. Stiprintuvo išvadinės spinduliuotės pluošto profiliai prie 0 W ir 30 W kaupinimo galios.

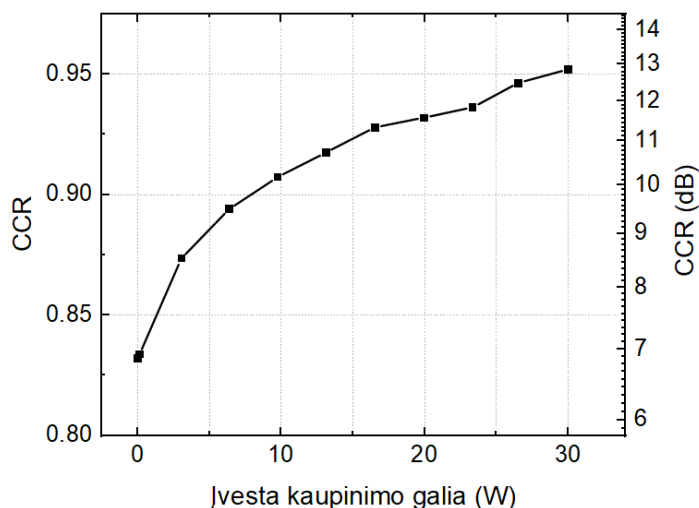
Dar vienas šviesolaidinį stiprintuvą charakterizuojantis parametras yra šerdies – apvaskalo galios santykis (angl. k. *core – clad power ratio*, CCR). Šis dydis parodo, kokia dalis spinduliuotės galios išeina iš šviesolaidžio šerdies (P_{core}) palyginti su visa spinduliuotės galia išeinančia iš šviesolaidžio P_{total} [75]

$$CCR = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{core}}{P_{total} - P_{core}} \right), \quad (2.2.3)$$

CCR įvertinamas stiprintuvo išėjime pastačius diafragmą su tikslu nufiltruoti apvalkalo (periferinę) spinduliuotę bei matuojant galią (galios matuokliu ar CCD kamera) su pilnai praverta ir dalinai uždaryta diafragma.



2.5 pav. Pluošto M^2 parametro matavimas esant 20,8 W išvadinei galiai. $d_{4\sigma}$ – pluošto diametras, apskaičiuotas pagal pluošto galios tankio skirstinio antrojo momento šaknį.



2.6 pav. Šviesolaidinio stiprintuvo šerdies – apvalkalo galios santykio (CCR) priklausomybė nuo įvestos kaupinimo galios.

Nesant kaupinimo, užkrato spinduliuotė patiria nuostolius dėl Yb jonų sugerties šviesolaidžio šerdyje (neigiamas stiprinimas užkrato bangos ilgiui 1.6 pav.), todėl ties 0 W kaupinimo galia, CCR vertė yra maža, 6,9 dB, ir apie 17 % visos spinduliuotės galios yra sutelkta šviesolaidžio apvalkale (2.6 pav.). Kadangi lazerinis stiprinimas vyksta tik stiprintuvo šerdyje, didėjant kaupinimo galiai, fundamentinėje modoje sutelkiama vis daugiau energijos, o periferinė pluošto dalis išlieka nestiprinama ir yra stebimas CCR vertės didėjimas kylant išvadinei stiprintuvo galiai. CCR siekia ~13 dB (arba 0,95) ties 20,8 W išvadine galia.

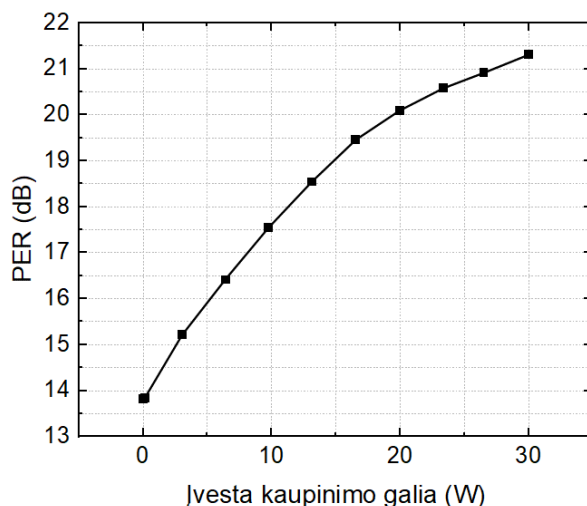
Taip pat CCR vertės priklauso ir nuo užkrato bangos ilgio dėl šerdies sugerties koeficiento priklausomybės nuo bangos ilgio [75]. Darbe naudotas stiprintuvas pritaikytas optimaliai stiprinti 1030 – 1040 nm bangos ilgių intervalą. Įvedant į šviesolaidinį stiprintuvą plataus (šiuo atveju ~15 nm FWHM) spektro užkrato spinduliuotę, kai kurie bangos ilgiai gali pradėti sklįsti apvaskale ir patirti didesnius nuostolius. Būtent tai ir riboja CCR parametro vertes.

Šviesolaidinio stiprintuvo poliarizacijos kontrastas (angl. k. *polarization extinction ratio*, PER) apibrėžiamas kaip statmenos poliarizacijos spinduliuočių galios santykis šviesolaidinio stiprintuvo išėjime [75]

$$PER = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{max}}{P_{min}} \right). \quad (2.2.4)$$

Šiame darbe naudotas poliarizaciją išlaikantis šviesolaidinis stiprintuvas, kurio apvaskale yra įterpiami įtempių elementai, skirti sukurti papildomą dvejoją lūžį (2.2 pav.). Šviesolaidis išlaiko poliarizaciją tada, kai užkrato tiesinės poliarizacijos kryptis tiksliai sutampa su šviesolaidžio greitąja arba lėtąja poliarizacinėmis ašimis.

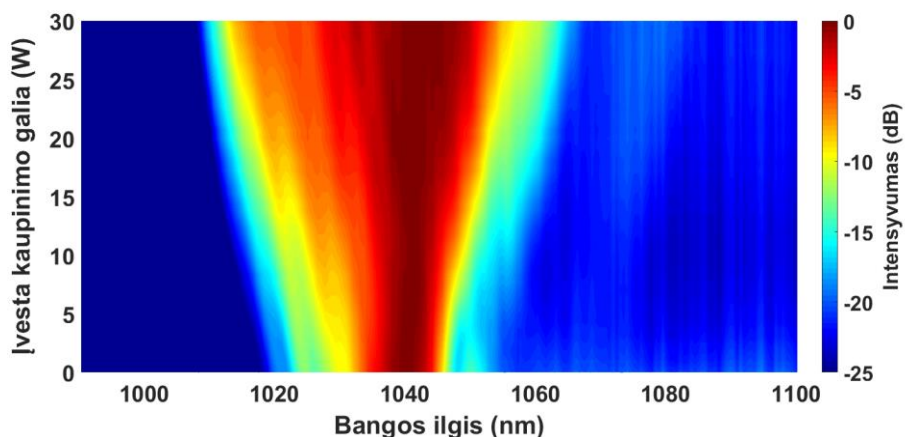
Poliarizacijos kontrastas matuojamas stiprintuvo išėjime pastatant $\lambda/2$ plokštelę bei poliarizatorių ir sukant $\lambda/2$ plokštelę yra išmatuojama maksimali P_{max} ir minimali P_{min} išvadinė stiprintuvo galia. Nesant kaupinimo, PER yra 13,8 dB ir šią žemą kontrasto vertę sąlygoja apvaskale sklindanti spinduliuotė, kuri nėra poliarizuota. Didėjant kaupinimo galiai didėja ir poliarizacijos kontrasto vertė kol pasiekia maksimalią 21,3 dB (135:1) vertę ties 30 W kaupinimo galia (2.7 pav.).



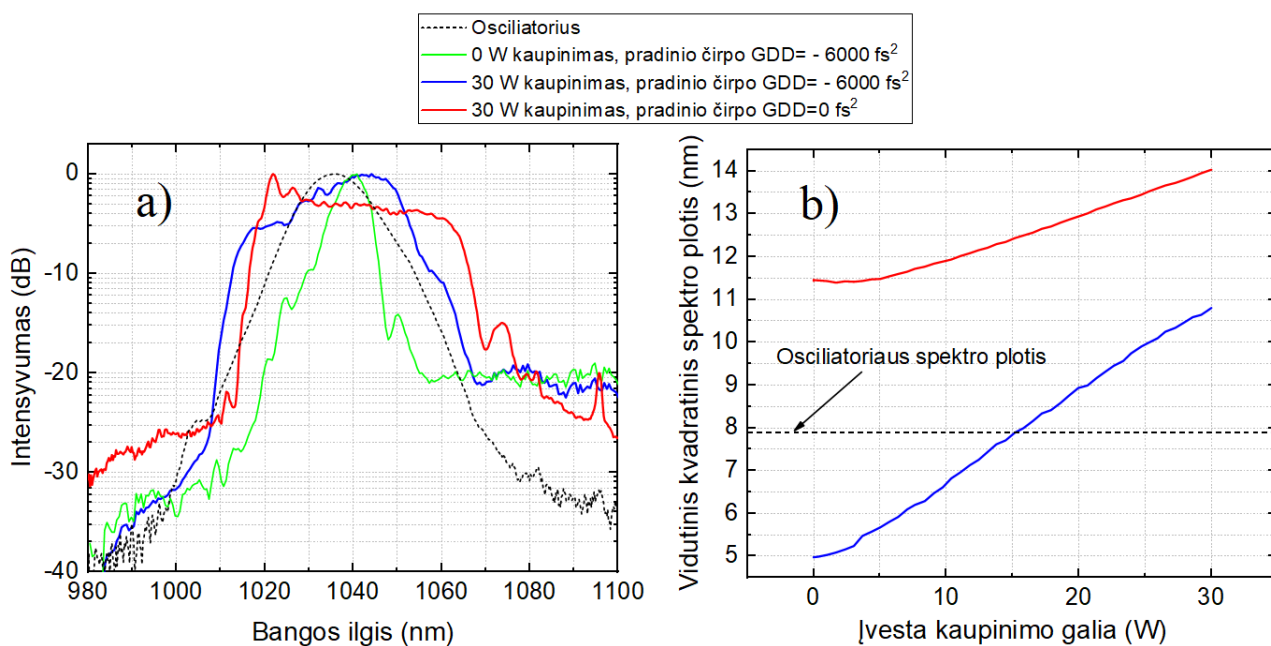
2.7 pav. Šviesolaidinio stiprintuvo poliarizacijos kontrasto (PER) priklausomybė nuo kaupinimo galios.

Sekančioje darbo dalyje buvo tiriamos sustiprintos lazerinės spinduliuotės impulso charakteristikos. Atsižvelgiant į literatūrą, PCMA sistemose esant mažam stiprinimo koeficientui (šiuo atveju 7,7 dB), neigiamos pradinio čirpavimo GDD vertės turėtų leisti efektyviai suspausti sustiprintus lazerinius impulsus iki beveik spektriškai ribotų [11]. Šiame darbe nagrinėjama PCMA

sistema yra pirmoji tokia, kurioje impulsų pradinis čirpavimas ir galutinis suspaudimas atliekamas naudojant tik Gires – Tournois interferometrinius veidrodžius. Tai reiškia, kad impulsų plėstuvus ir spaustuvas yra identiški, kompaktiški ir lengvai justiruojami.



2.8 pav. Vieno lėkio PCMA stiprintuvo išvadinės spinduliuotės spektro dinamika keičiant kaupinimo galią. Pradinio čirpavimo GDD - 6000 fs^2 . Užkrato galia 3,5 W.



2.9 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai (a) ir vidutinio kvadratinio spektro pločio priklausomybė nuo kaupinimo galios (b). PCMA ir tiesioginio stiprinimo ($\text{GDD} = 0 \text{ fs}^2$) metodai. Punktyrinė juoda linija – osciliatoriaus spektras.

2.8 paveikslėlyje pavaizduota vieno lėkio PCMA šviesolaidinio stiprintuvo išvadinės spinduliuotės spektro dinamika keičiant kaupinimo galią. Tokia priklausomybė yra proporcinga stiprinamojo impulso sukauptam netiesiniam fazės pokyčiui šviesolaidyje. Šiuo atveju pradiniu čirpavimu įvesta GDD siekia -6000 fs^2 (16 atspindžių nuo GTI). GDD vertės apskaičiuotos pagal formulę

$$GDD = -\frac{\sqrt{\tau_0^2 \tau_p^2 - \tau_0^4}}{8 \ln^2(\sqrt{2} + 1)}, \quad (2.2.5)$$

kur τ_0 yra osciliatoriaus impulso trukmė pusės intensyvumo aukštyje (FWHM), o τ_p yra galutinė impulso trukmė po čirpavimo. 2.2.5 formulė išvesta iš impulso trukmės kitimo dispersinėje terpėje formulės, apsiribojant antruoju dispersijos teorijos artiniu ir teigiant, kad impulso gaubtinė yra hiperbolinio sekanto (sech^2) formos

$$\tau_p = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z^2}{L_d^2}\right)}, \quad (2.2.6)$$

kur z sklidimo atstumas dispersinėje terpėje, L_d – dispersinio plitimo nuotolis $L_d = \frac{\tau_0^2}{2g_0}$, o g_0 yra grupinių greičių dispersijos koeficientas [51]. Spektro dinamikos analizei svarbu panagrinti spektro pavidalą bei pločio kitimą keičiant kaupinimo galią (2.9 pav.). Iš rezultatų matyti, kad didėjant kaupinimo galiai (tuo pačiu ir išvadinei galiai) impulso spektras tampa asimetrinis ir plinta: nuo 5 nm ties 0 W kaupinimo galia, iki 10,8 nm ties 30 W kaupinimo galia (2.9 pav. b). Čia visi spektro pločiai yra apibrėžiami kaip vidutiniai kvadratiniai spektro pločiai $\Delta\Omega_{vid.kv.}$, kadangi išvadinio impulso spektro gaubtinė nėra glotni ir simetriška [51]

$$\Delta\Omega_{vid.kv.} = \sqrt{\langle\Omega^2\rangle - \langle\Omega\rangle^2}, \quad (2.2.7)$$

čia $\Omega = \omega - \omega_0$ yra dažnio nuokrypis centrinio dažnio ω_0 atžvilgiu. Spektro centrinis bangos ilgis 1038 nm.

Spektro pločio priklausomybė nuo spinduliuotės galios yra fazės moduliavimo (FSM) požymis, nes spektro plitimas dėl FSM yra tiesiogiai proporcingas spinduliuotės intensyvumui šviesolaidyje [43]

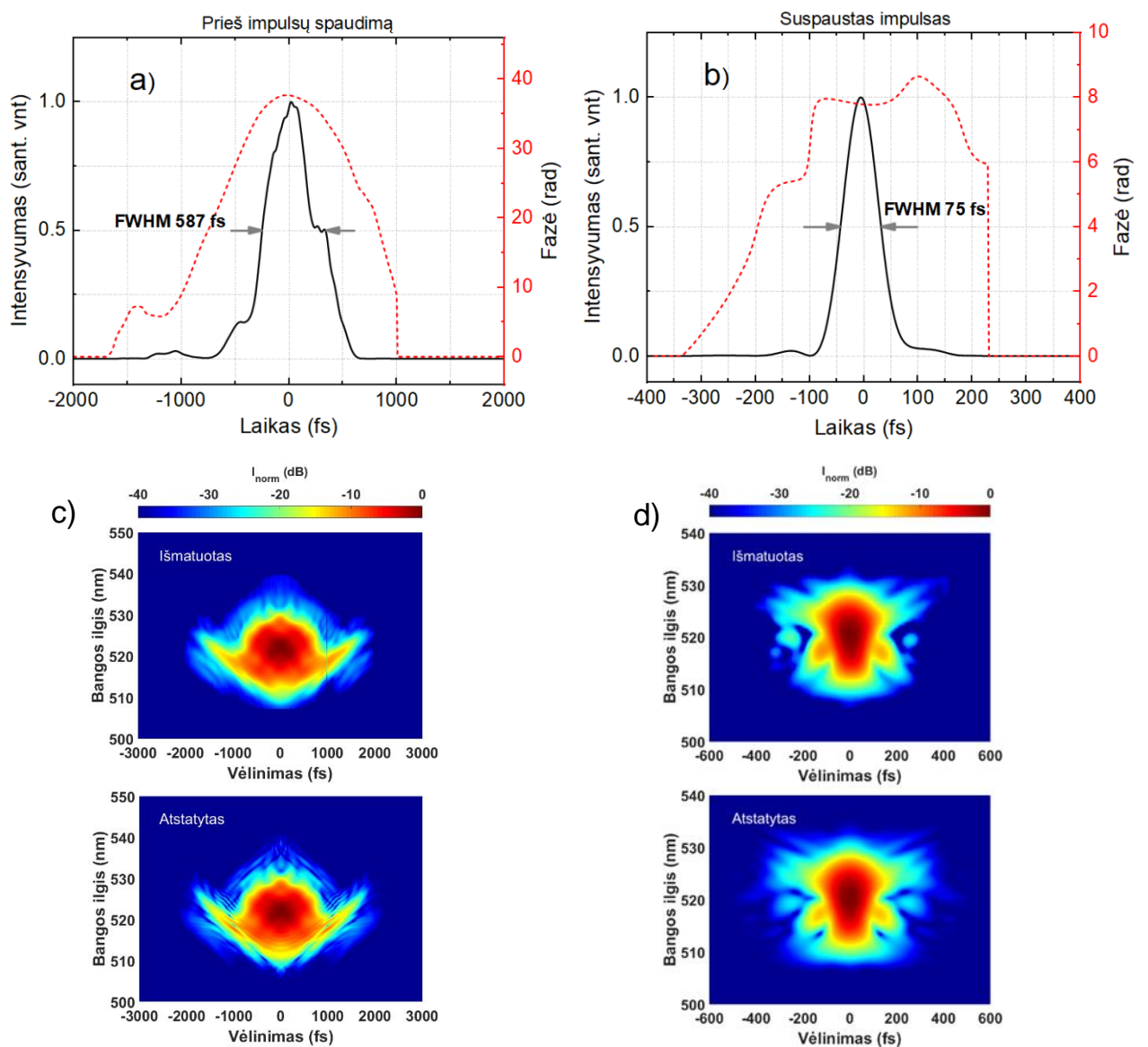
$$\Delta\lambda_{FSM} \propto \frac{P_{sm}L}{t_p A_{ef}}, \quad (2.2.8)$$

kur P_{sm} yra impulso smailinė galia, L – šviesolaidžio ilgis, t_p – impulso trukmė, A_{ef} – šviesolaidžio efektyvus modos plotas. Šiame darbe naudotas šviesolaidinis stiprintuvas pasižymi dideliu modos plotu ($3300 \mu\text{m}^2$), tad netiesinių reiškinų slenkstinis intensyvumas yra gerokai didesnis nei įprastuose šviesolaidiniuose stiprintuvuose, kurių A_{ef} yra 10 – 100 μm^2 .

Kita vertus, FSM gali sąlygoti ne tik spektro plitimą, bet ir jo susiaurėjimą. 2.9 b paveikslėlyje matyti, kad stiprintuvą praėjusios spinduliuotės spektras (nesant kaupinimo) yra maždaug 3 nm siauresnis nei užkrato spektras prieš stiprintuvą. Toks spektro siaurėjimas atsiranda dėl to, kad užkrato impulsai yra neigiamai čirpuoti ir sklindant šviesolaidžiu jų pradinė dažninė moduliacija yra kompensuojama dažnine moduliacija, kylančia iš FSM [53]. Toliau sekančio

stiprinimo metu teigiama šviesolaidžio dispersija kartu su FSM lemia spektro plitimą ir dinamiką jau aptartą 2.8 paveikslėlyje.

Tiesiogiai stiprinant užkrato impulsus (pradinio čirpavimo $GDD=0 \text{ fs}^2$, raudona linija 2.9 pav.) spektro gaubtinė įgauna plokščios viršūnės formą, spektras išplinta dar labiau – iki 14 nm, o spektro plitimo priklausomybė nuo kaupinimo galios yra nuožulnesnė lyginant su $GDD=-6000 \text{ fs}^2$ atveju. Tai parodo, jog impulso spektro evoliuciją šviesolaidiniame stiprintuve stipriai nulemia užkrato impulso pradinis čirpavimas. Tiek tiesioginio, tiek PCMA stiprinimo atveju sustiprintų impulsų spektras yra platesnis nei užkrato osciliatoriaus spektras ir tai yra viena pagrindinių netiesinio stiprinimo šviesolaidžiuose ypatybių, kuri įgalina gauti trumpesnius nei pradiniai (90 fs trukmės) impulsus.

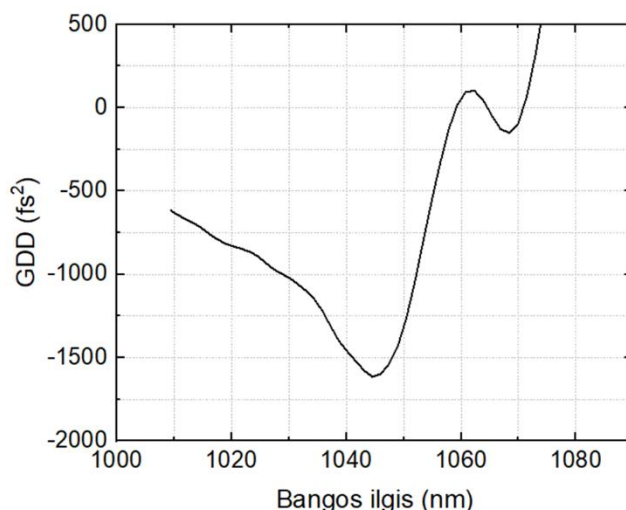


2.10 pav. Nesuspaustų (a) ir suspaustų (b) sustiprintų impulsų laikiniai intensyvumo profiliai ir atitinkami jų FROG pėdsakai (c ir d). Punktyrinė raudona linija žymi impulso fazę. Pradinio čirpo $GDD= -6000 \text{ fs}^2$, impulsų suspaudimui įvesta -7026 fs^2 . Išvadinė galia (nufiltravus apvalkalo spinduliuotę) yra 19,8 W, po impulsų spaudimo 19 W.

Antrosios harmonikos FROG būdu buvo nustatyta sustiprintų lazerinių impulsų trukmė bei fazė. Iki 19,8 W (įskaitant šviesolaidžio apvaskalo spinduliuotės nufiltravimą) galios sustiprintos išvadinės spinduliuotės FROG pėdsakai ir impulsų laikiniai intensyvumo profiliai pavaizduoti 2.10 paveikslėlyje. Pradinio čirpavimo GDD -6000 fs^2 . Matyti, kad sustiprintas impulsas išplinta iki 587 fs trukmės (FWHM) ir įgauna asimetrišką profilį (2.10 pav. a). Svarbu, jog nesuspausto impulso laikinė fazė yra kvadratinė funkcija ir tai reiškia, kad impulso čirpas yra tiesinis (momentinis dažnis yra laikinės fazės išvestinė). Tokį čirpą įmanoma efektyviai kompensuoti naudojant impulsų spaustuvus.

Dažniausiai impulsų spaustuvams naudojamos difrakcinių gardelių ar prizmių poros. Gardeliniai spaustuvai pasižymi dideliais spinduliuotės galios nuostoliais, kadangi gardelės atspindžio efektyvumas siekia 90 - 94 %, ir po keturių atspindžių spaustuve liks tik 66 – 78 % galios. Tuo tarpu prizminiu spaustuvu siekiant įnešti reikiamą grupinio vėlinimo dispersiją atstumas tarp prizmių turėtų būti 1 - 1,8 metro, kas yra visiškai nepraktiška.

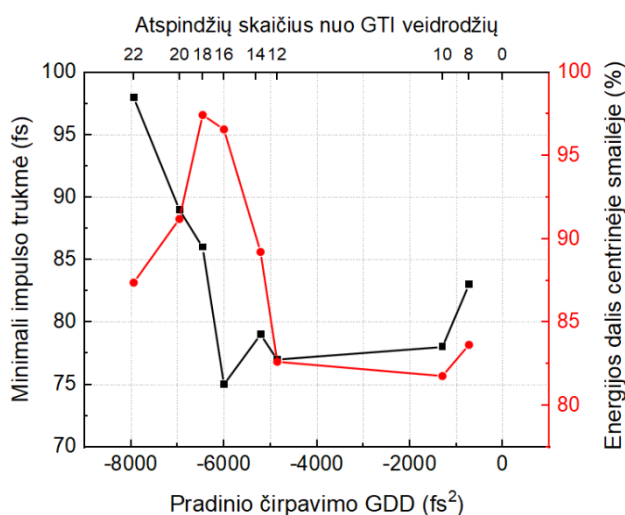
Šiuo atveju impulsų spaustuvas buvo Gires - Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių, identiškių naudotiems impulsų plėstuve, pora. Tokiu kompaktišku ir paprastu spaustuvu įvedus -7026 fs^2 GDD (atitinka 10 atspindžių nuo GTI) buvo gauti aukštos kokybės 75 fs trukmės impulsai, kurių centrinėje smailėje yra ~ 97 % visos energijos (2.10 pav. b). Impulsų spaustuvo energinis efektyvumas 96%. Suspaustų impulsų trukmės ir spektro pločio sandauga (angl. k. *time bandwidth product*) yra 0,431, taigi impulsai yra artimi spektriškai ribotiems (minimali spektrinė kokybė sech^2 impulsams 0,315). Suspausto impulso laikinė fazė ties smaile yra tiesinė, o impulso šonuose, kur energijos dalis yra labai maža, kvadratinė.



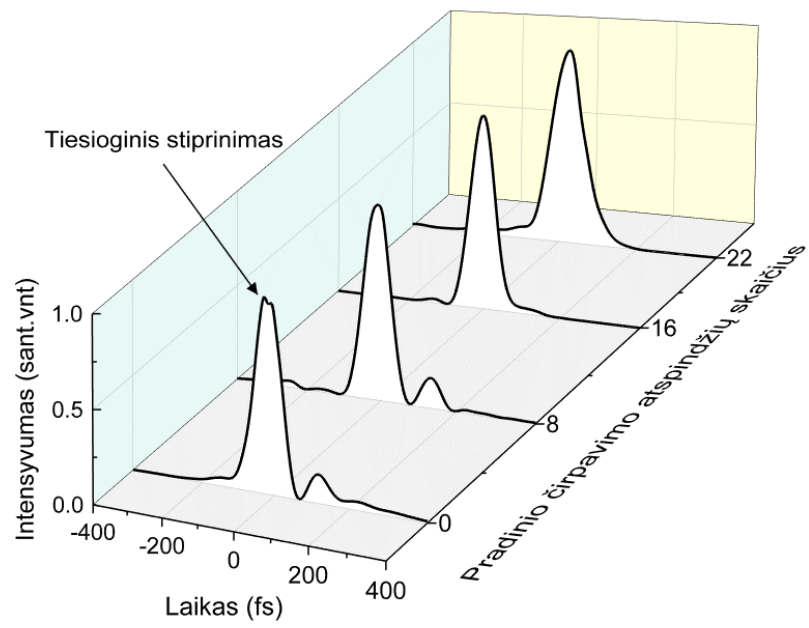
2.11 pav. PCMA sistemoje naudotų Gires – Tournois interferometrinių veidrodžių vieno atspindžio įnešamos grupinio vėlinimo dispersijos (GDD) priklausomybė nuo bangos ilgio. Gamintojo pateikti duomenys.

Impulsų suspaudimą iki dar mažesnės trukmės riboja tai, kad GTI veidrodžiai leidžia keisti įnešamą GDD vieno atspindžio nuo veidrodžio žingsniu, o pačių veidrodžių GDD priklausomybė nuo bangos ilgio (2.11 pav.) nėra plokščia ir turi įdubą 1035 – 1052 nm intervale. Tai reiškia, jog duotam atspindžių skaičiui nuo veidrodžių, ilgesnieji impulso spektro bangos ilgiai bus nežymiai perspausti (įgavę didesnę neigiamą GDD). Mažinant atspindžių skaičių nuo GTI situacija apsivers – ilgesnieji spektro komponentai bus pilnai suspausti, o trumpesnieji iki galo nesuspausti (negavę pakankamai neigiamos GDD). Tai aiškiai matosi suspausto impulso FROG pėdsakuose (2.10 pav. d), kuriuose spektrogramos plotis yra didesnis ties ilgesniais bangos ilgiais. Papildomas prizminio spaustuvo naudojimas tik „pagilintų“ GDD įdubą 2.11 paveikslėlyje, o tuo pačiu būtų prarandamas spaustuvo paprastumas ir kompaktiškumas.

Efektyvus impulsų suspaudimas PCMA stiprinimo sistemose yra pasiekiamas esant tam tikrai pradinio čirpo vertei. Kiekvieną kartą keičiant pradinio čirpavimo įvedamą GDD (valdant pradinį čirpą) buvo nustatyta minimali suspaustų impulsų trukmė ir energijos dalis centrinėje impulso smailėje (kas iš esmės apibrėžia impulso kokybę). Gauti rezultatai pavaizduoti 2.12 ir 2.13 paveikslėliuose. Iš jų matyti, kad esant -6000 fs^2 GDD (arba 16-ai atspindžių) pradiniam čirpiui gaunami trumpiausi impulsai, kurie pasižymi didžiausia energijos dalimi centrinėje smailėje. Suspaustų impulsų laikinių intensyvumo profilių palyginimas (2.13 pav.) aiškiai parodo, kad PCMA metodu gaunami impulsai yra ne tik trumpesni, bet ir turi gerokai mažesnę impulso periferinę dalį lyginant su tiesioginiu užkrato impulso stiprinimu. Taigi dėl sąveikos tarp stiprinimo, dispersijos ir fazės moduliavimosi, PCMA šviesolaidinėje stiprinimo sistemoje egzistuoja optimali pradinio čirpo vertė, kuriai esant gaunami aukščiausios kokybės ir trumpiausi suspausti lazeriniai impulsai.



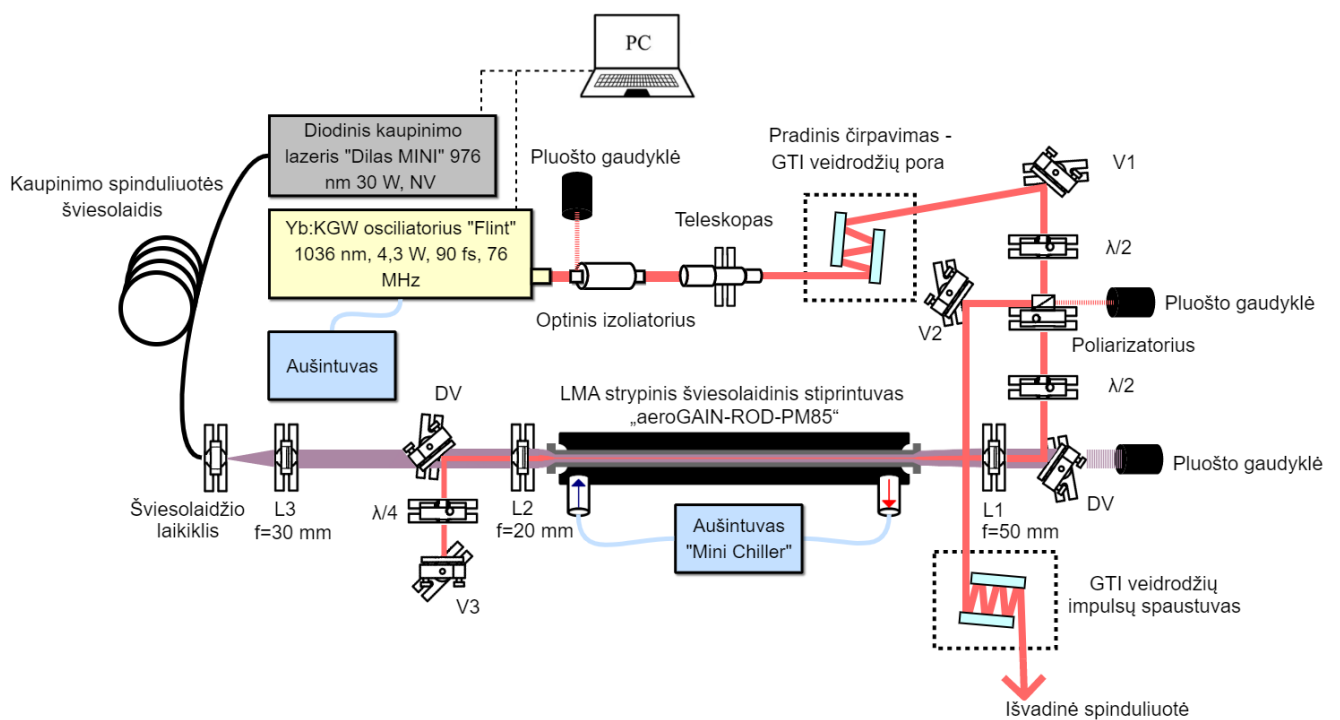
2.12 pav. Minimalios suspaustų impulsų trukmės (juoda kreivė) ir energijos dalies centrinėje impulso smailėje (raudona kreivė) priklausomybė nuo pradinio čirpavimo GDD (arba atspindžių skaičiaus nuo GTI veidrodžių).



2.13 pav. Iki minimalios trukmės suspaustų impulsų laikinių intensyvumo profilių palyginimas esant skirtingiems pradinio ėirpavimo atspindžių skaičiams nuo GTI veidrodžių.

2.2.2 Dviejų lėkių PCMA stiprinimo sistemos tyrimas

Pagrindinė dviejų lėkių per stiprintuvą sistemų savybė yra galimybė gauti labai didelį stiprinimo koeficientą. Šiose sistemose po vieno lėkio sustiprinta spinduliuotė apgręžiama atgal ir antrą kartą pereidama stiprintuvą nuima jame sukauptą energiją. Lyginant su vieno lėkio sistemomis, du lėkiai per stiprintuvą leistų gauti dvigubai didesnį stiprinimo koeficientą. Daugiau nei 100 W vidutinės galios iš 10 mW užkrato yra pademonstruotos literatūroje [76]. Šiame darbe pirmąkart pademonstruota dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo (PCMA) stiprinimo sistema, kurioje naudojamas strypinis Yb šviesolaidinis stiprintuvas.

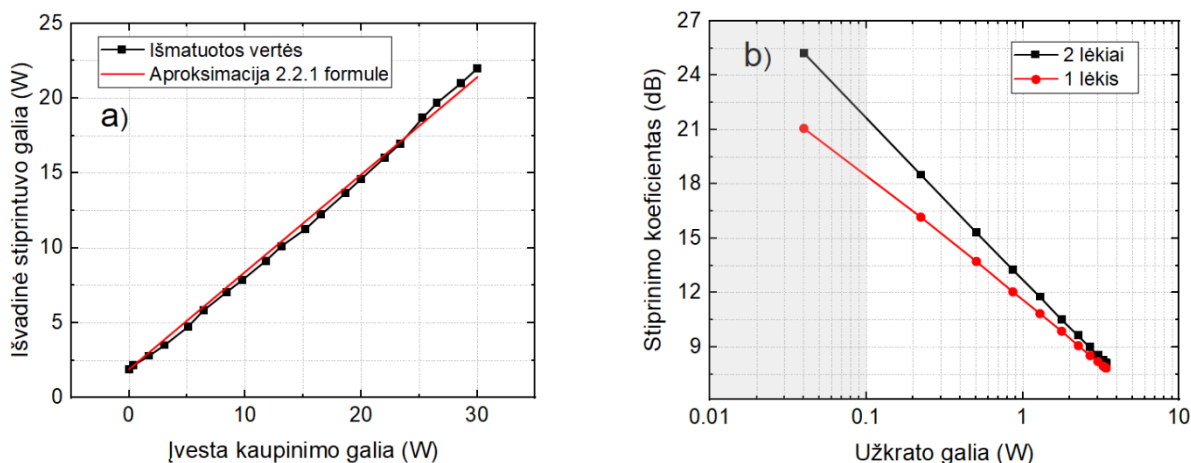


2.14 pav. Dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo šviesolaidinės stiprinimo (PCMA) sistema Yb:KGW osciliatoriui „Flint“.

Sukonstruotos dviejų lėkių PCMA šviesolaidinės stiprinimo sistemos optinė schema pavaizduota 2.14 paveikslėlyje. Lyginant su vieno lėkio sistema (2.1 pav.), dviejų lėkių PCMA sistemoje yra naudojami papildomi trys optiniai elementai: veidrodis V2, ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė ($\lambda/4$) ir nulio laipsnių veidrodis V3. Visi likę optiniai komponentai yra tie patys. Antrasis lėkis yra realizuojamas stiprintuvo išėjime pastatant $\lambda/4$ plokštelę, kurią praėjusi tiesinė (vertikali) poliarizacijos šviesa tampa apskritimiškai poliarizuota. Tokiai šviesai atsispindėjus nuo nulio laipsnių veidrodžio apskritiminės poliarizacijos sukimosi kryptis (angl. k. *helicity*) pasikeičia į priešingą pusę. Tai reiškia, jog atsispindėjusi šviesa dar kartą praeidama $\lambda/4$ plokštelę vėl tampa tiesinės poliarizacijos, tačiau jos kryptis – ortogonalai pradinei. Tokia atgal sklindanti horizontalios

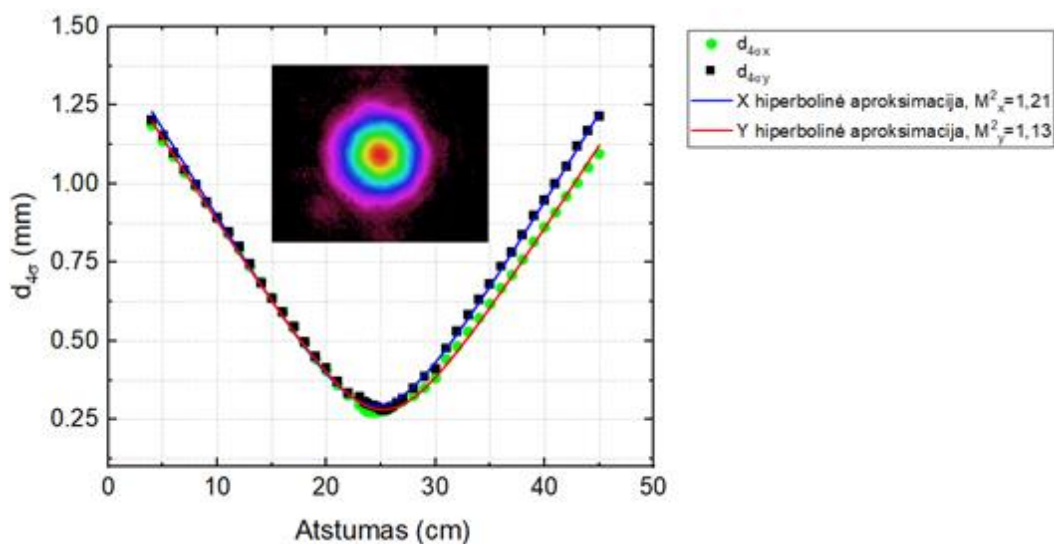
polarizacijos spinduliuotė vėl sustiprinama stropiniame šviesolaidiniame stiprintuve, kitame gale yra atskiriama poliarizatoriuje, atsispindi nuo veidrodžio V2 ir galiausiai yra suspaudžiama spaustuve. Poliarizaciniam atskyrimui vietoje $\lambda/4$ plokštelės taip pat galima naudoti Faradėjaus rotatorių, tačiau pastarasis įneša daugiau nuostolių ir stipriai čirpuoja jį praeinančius impulsus, tad šiuo atveju $\lambda/4$ plokštelė yra efektyvesnis ir ekonomiškesnis sprendimas.

Dviejų lėkių PCMA sistemos išvadinės spinduliuotės vidutinės galios priklausomybė nuo įvestos į šviesolaidį kaupinimo galios pavaizduota 2.15 a paveikslėlyje. Išvadinė galia didėjant kaupinimo galiai auga tiesiškai ir esant 30 W įvestai kaupinimo galiai pasiekia 22 W. Lyginant su vieno lėkio sistema yra išlošiami papildomi 1,2 W galios, tangentinis efektyvumas nuo 60 % pakyla iki 65 %, o optinis efektyvumas siekia 73 %. Tokį nedidelį galios prieaugį sąlygoja užkrato signalo vidutinė galia (3,4 W), kuri gerokai viršija sotes galią. Iš 2.15 b paveikslėlio matyti, kad dėka stiprinimo sotes stiprinimo koeficientas mažėja augant užkrato galiai, o akivaizdus dviejų lėkių sistemos pranašumas išryškėja vykstant mažo užkrato signalo stiprinimui, t.y stiprinant < 100 mW galios užkratą. Tokiu atveju dviejų lėkių sistema visada turi daugiau nei 2 kartus didesnę stiprinimą nei vieno lėkio sistema.



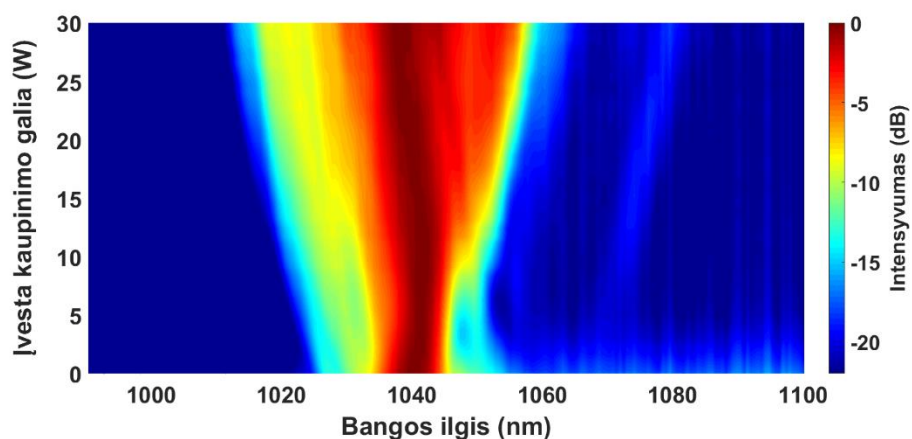
2.15 pav. Dviejų lėkių PCMA stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo įvestos kaupinimo galios (a) ir stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo užkrato galios (b). Užtušuota dalis (b) grafike žymi užkrato galių sritį, kurioje dviejų lėkių sistema turi daugiau nei 2 kartus didesnę stiprinimą.

Dviejų lėkių PCMA sistemoje sustiprintos spinduliuotės pluošto kokybė yra labai panaši vieno lėkio sistemos pluoštui. Išmatuoti pluošto M^2 parametrai esant 22 W išvadinei galiai yra $M^2_x=1,21$ ir $M^2_y=1,13$ (2.16 pav.). 95 % iš stiprintuvo išeinančios galios yra fundamentinėje modoje, tai reiškia, kad šerdies – apvalkalo galios santykis, CCR, irgi nesiskiria nuo vieno lėkio sistemos CCR ir siekia 0,95 (~13 dB) ties maksimalia išvadine galia. Spinduliuotės polarizacijos kontrastą dviejų lėkių stiprintuve riboja optinėje schemoje naudojamo poliarizatoriaus optinis kontrastas, kuris šiuo atveju siekia 20 dB.

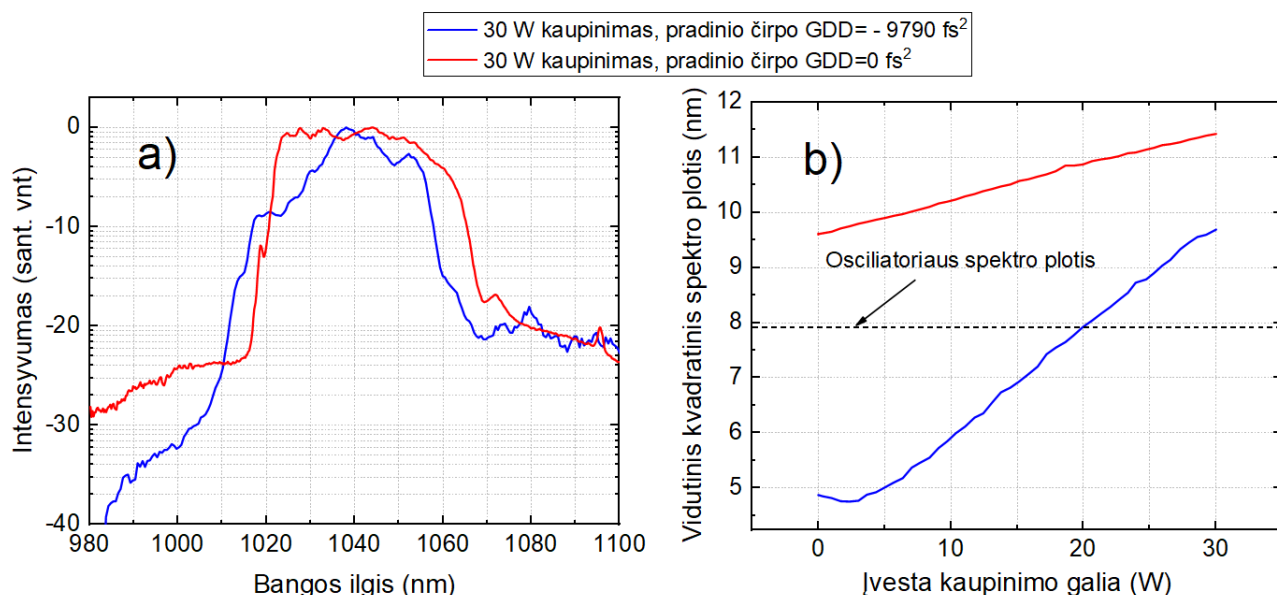


2.16 pav. Dviejų lėkių PCMA sistemos sustiprintos šviesos pluošto M^2 parametro matavimas esant 22 W išvadinei galiai. $d_{4\sigma}$ – pluošto diameteras, apskaičiuotas pagal pluošto galios tankio skirstinio antrojo momento kvadratinę šaknį. Įtarpas pavaizduotas pluošto profilis.

Dviejų lėkių PCMA sistemoje sustiprintos spinduliuotės spektro dinamika keičiant kaupinimo galią pavaizduota 2.17 paveikslėlyje, o spektro forma ir pločio priklausomybė nuo kaupinimo galios - 2.18 paveikslėlyje. Skirtingai nei vieno lėkio sistemoje, pradinio čirpavimo GDD vertė yra -9790 fs^2 , o minimalus spektro plotis pasiekiamas pačioje stiprinimo pradžioje – ties 3,6 W kaupinimo galia. Kaupinimui toliau augant stebimas asimetriškas spektro pločio plitimas dėl FSM iki 9,7 nm ties 30 W kaupinimo galia (2.18 pav. b). Centrinis bangos ilgis yra 1040 nm. Nepaisant to, kad pradinis čirpas dviejų lėkių sistemoje yra gerokai didesnis nei vieno lėkio stiprintuve, maksimalus spektro plotis viršija užkrato osciliatoriaus spektro plotį, kas vėlgi įgalina gauti trumpesnius nei 90 fs impulsus.



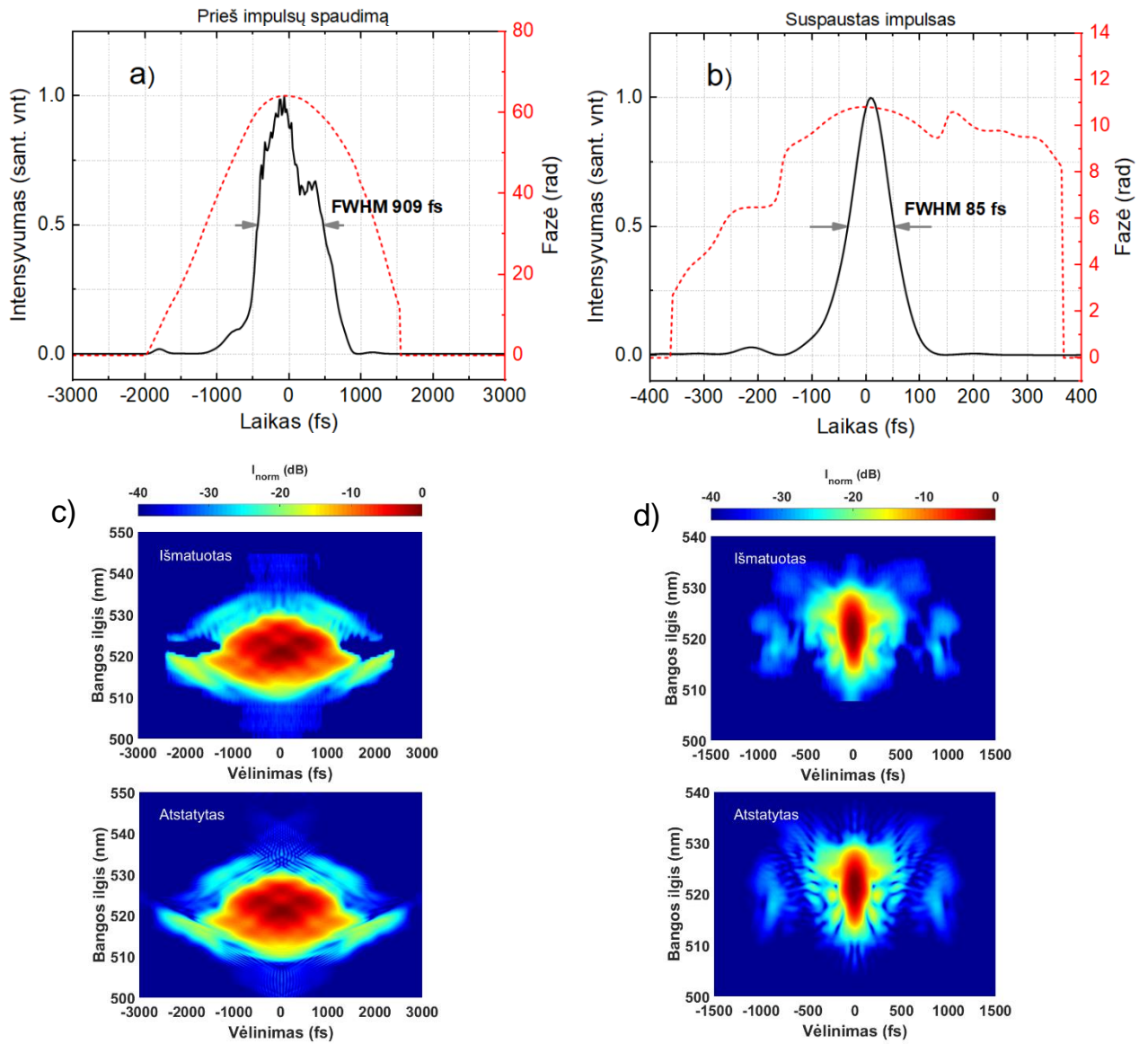
2.17 pav. Dviejų lėkių PCMA stiprintuvo išvadinės spinduliuotės spektro dinamika keičiant kaupinimo galią. Pradinio čirpavimo GDD - 9790 fs^2 . Užkrato galia 3,4 W.



2.18 pav. Dviejų lėkių sistemos išvadinės spinduliuotės spektrai (a) ir vidutinio kvadratinio spektro pločio priklausomybė nuo kaupinimo galios (b). PCMA ir tiesioginio stiprinimo (GDD= 0 fs²) metodai. Punktyrinė juoda linija žymi osciliatoriaus spektro plotį.

Tiesiogiai stiprinant užkrato impulsus (pradinio čirpavimo GDD=0 fs², raudona linija 2.18 pav.) spektro gaubtinė įgauna plokščios viršūnės formą, spektras išplinta dar labiau – iki 11,4 nm. Šie dėšningumai yra analogiški vieno lėkio stiprinimo sistemai bei dar kartą parodo, jog impulso spektro gaubtinę, plotį ir centrinį bangos ilgį didelio modos ploto strypiniame šviesolaidiniame stiprintuve stipriai nulemia užkrato impulso pradinis čirpavimas.

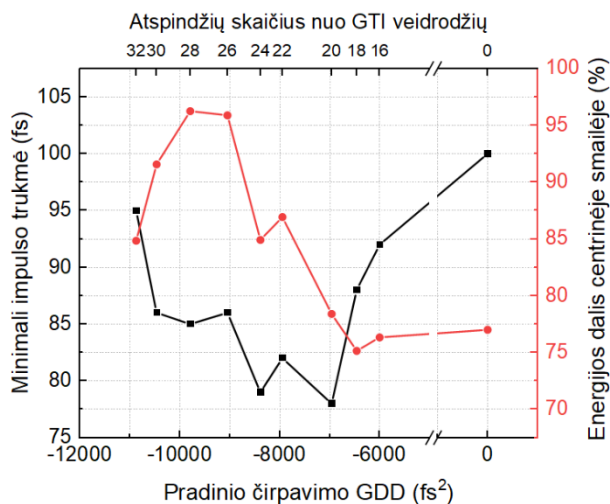
Dviejų lėkių PCMA sistemoje sustiprintų ir nesuspaustų impulsų trukmė siekia 909 fs, o laikinė fazė yra kvadratinė funkcija (2.19 pav. a ir c). Tai vėlgi įgalina efektyviai suspausti impulsus. GTI veidrodžių spaustuvu įvedus -12378 fs² GDD (atitinka 16 atspindžių nuo GTI) buvo gauti 85 fs trukmės impulsai, kurių centrinėje smailėje yra ~96 % visos energijos (2.19 pav. b). Impulsų spaustuvo energinis efektyvumas 93%. Suspaustų impulsų trukmės ir spektro pločio sandauga yra 0,452.



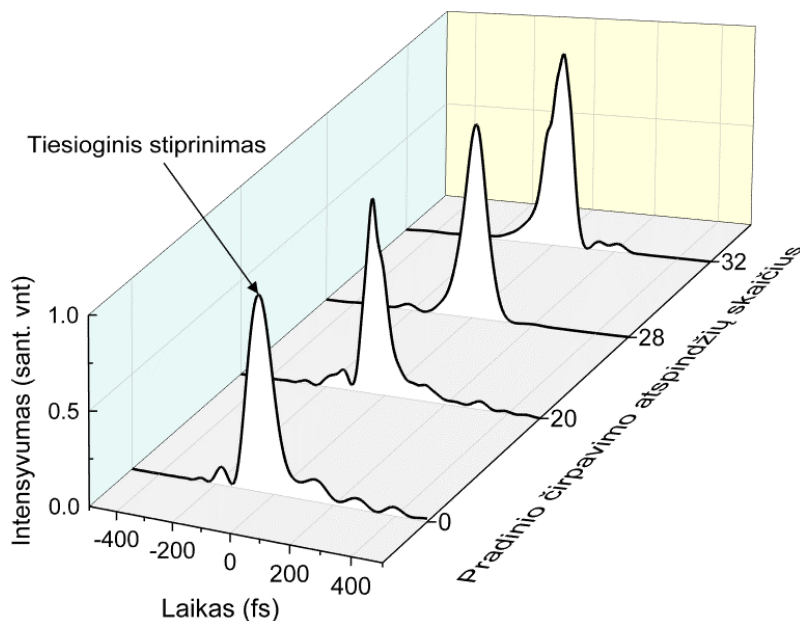
2.19 pav. Dviejų lėkių PCMA sistemos nesuspaustų (a) ir suspaustų (b) sustiprintų impulsų laikiniai intensyvumo profiliai ir atitinkami jų FROG pėdsakai (c ir d). Punktyrinė raudona linija žymi impulso fazę. Pradinio čirpo $GDD = -9790 \text{ fs}^2$, impulsų suspaudimui įvesta -12378 fs^2 . Išvadinė galia (nufiltravus apvalkalo spinduliuotę) $20,9 \text{ W}$, po impulsų spaudimo $19,4 \text{ W}$.

Iš minimalios suspaustų impulsų trukmės ir energijos dalies centrinėje impulso smailėje priklausomybių nuo pradinio čirpavimo GDD (2.20 pav.) matyti, kad esant -7000 fs^2 pradinio čirpavimo GDD gaunami trumpiausi, 78 fs impulsai. Tačiau optimali situacija tarp impulso trukmės ir kokybės gaunama esant -9790 fs^2 pradiniam GDD (atitinka 28 atspindžius nuo GTI). Suspaustų impulsų laikinių intensyvumo profilių palyginimas (2.21 pav.) parodo, kad tiesioginis užkrato signalo stiprinimas dviejų lėkių sistemoje nesudaro gerų sąlygų efektyviam impulsų suspaudimui – nors spektras platesnis nei PCMA stiprinime, minimali trukmė siekia 100 fs ir impulsas turi plačią periferinę dalį. Taigi dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo stiprintuve, kaip ir vieno lėkio stiprintuve, egzistuoja optimali pradinio čirpo vertė, kuriai esant GTI veidrodžių pora galima suspausti impulsus iki artimų spektriškai ribotiems impulsams.

Lyginant vieno ir dviejų lėkių PCMA stiprintuvus, esant 30 W kaupinimo ir 3,4 W užkrato galioms dviejų lėkių sistemoje išlošiama tik ~0,5 W daugiau išvadinės galios (suspaudus impulsus), o impulsai yra per 10 fs ilgesni. Tad šiuo atveju efektyviau ir praktiškiau būtų naudoti vieno lėkio sistemą kaip galutinį stiprintuvą. Kita vertus, mW eilės užkrato galioms, dviejų lėkių sistema būtų kur kas našesnė dėl daugiau nei du kartus didesnio stiprinimo koeficiento.



2.20 pav. Dviejų lėkių PCMA sistemos minimalios suspaustų impulsų trukmės (juoda kreivė) ir energijos dalies centrinėje impulso smaileje (raudona kreivė) priklausomybė nuo pradinio čirpavimo GDD (arba atspindžių skaičiaus nuo GTI veidrodžių).



2.21 pav. Iki minimalios trukmės suspaustų impulsų laikinių intensyvumo profilių palyginimas esant skirtingiems pradinio čirpavimo atspindžių skaičiams nuo GTI veidrodžių. Dviejų lėkių PCMA sistema.

3. Išvados

1. Pirmą kartą pademonstruotos vieno bei dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo (PCMA) stiprinimo sistemos femtosekundiniam Yb:KGW osciliatoriui, kuriose pradiniam čirpavimui ir impulsų spaudimui naudojamos tik Gires - Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių poros; tokios konfigūracijos sistemos leido pasiekti aukštą stiprintuvo energinį efektyvumą ir suspausti impulsus iki artimų spektriškai ribotiems.
2. Nustatyta, kad tiek tiesioginėje, tiek valdomo pradinio čirpo (PCMA) šviesolaidinėje stiprinimo sistemoje sustiprintų impulsų spektras yra išplitęs dėl fazės moduliavimosi (FSM) reiškinių, o impulsų laikinė fazė yra kvadratinė funkcija, lemianti tiesinį impulso čirpą, ir šie veiksniai įgalina gauti trumpesnius nei užkrato osciliatoriaus impulsus (90 fs).
3. Sąveika tarp stiprinimo, FSM bei šviesolaidžio dispersijos sąlygoja tai, jog ir vieno, ir dviejų lėkių valdomo pradinio čirpo (PCMA) šviesolaidinėse stiprinimo sistemose egzistuoja optimalios pradinio čirpo vertės, kurioms esant gaunami artimi spektriškai ribotiems sustiprinti ir suspausti lazeriniai impulsai.
4. Esant santykinai didelėms užkrato galioms (šiuo atveju 3,4 W) yra efektyviau ir praktiškiau naudoti vieno lėkio PCMA sistemą, nes galios prieaugis naudojant dviejų lėkių sistemą yra santykinai mažas (šiuo atveju 2,6 %) o impulsų trukmė padidėja 13,3 %.

Literatūros sąrašas

- [1] W. Zhao, X. Hu, and Y. Wang, Femtosecond-pulse fiber-based amplification techniques and their applications, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**(5), 512–524 (2014).
- [2] M. E. Fermann and I. Hartl, Ultrafast fibre lasers, *Nat. Photonics* **7**(11), 868–874 (2013).
- [3] M. E. Fermann and I. Hartl, Ultrafast fiber laser technology, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**(1), 191–206 (2009).
- [4] C. Saraceno, F. Emaury, A. Diebold, I. Graumann, M. Golling and U. Keller, Trends in high-power ultrafast lasers, *International Society for Optics and Photonics*, Vol. 9835, p. 98350X (2016).
- [5] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Bouillet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier, Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers, *Opt. Lett.* **33**(2), 107–109 (2008).
- [6] J. F. Lupi, M. M. Johansen, M. Michieletto and J. Lægsgaard, Static and dynamic mode coupling in a double-pass rod-type fiber amplifier, *Opt. Lett.* **43**(22), 5535-5538 (2018).
- [7] Y. Zhang, R. Chen, H. Huang, Y. Liu, H. Teng, S. Fang and Z. Wei, High-power pre-chirp managed amplification of circularly polarized pulses using high-dispersion chirped mirrors as a compressor, *OSA Continuum*, **3**(7), 1988-1998 (2020).
- [8] Y. Hua, G. Chang, F.X. Kärtner, and D. N. Schimpf, Pre-chirp managed, core-pumped nonlinear PM fiber amplifier delivering sub-100-fs and high energy (10 nJ) pulses with low noise, *Opt. Express* **26**(5), 6427-6438 (2018).
- [9] H. Song, B. Liu, Y. Li, Y. Song, H. He, L. Chai and C. Wang, Practical 24-fs, 1- μ J, 1-MHz Yb-fiber laser amplification system, *Opt. Express* **25**(7), 7559-7566 (2017).
- [10] W. Liu, D.N. Schimpf, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, F.X. Kärtner, and G. Chang, Pre-chirp managed nonlinear amplification in fibers delivering 100 W, 60 fs pulses, *Opt. Lett.* **40**(2), 151-154 (2015).
- [11] Y. Liu, W. Li, J. Zhao, D. Bai, D. Luo and H. Zeng, High-power pre-chirp managed amplification of femtosecond pulses at high repetition rates. *Laser Phys. Lett.* **12**(7), 075101 (2015).
- [12] G. R. Holtom, Mode-locked Yb:KGW laser longitudinally pumped by polarization-coupled diode bars, *Opt. Lett.* **31**(18), 2719–2721 (2006).
- [13] A. Greborio, A. Guandalini, and J. Aus der Au, Sub-100 fs pulses with 12.5-W from Yb:CALGO based oscillators, *Proc. SPIE* 8235, 823511 (2012).

- [14] H. Zhao and A. Major, “Powerful 67 fs Kerr-lens mode-locked prismless Yb:KGW oscillator,” *Opt. Express* **21**(26), 31846–31851 (2013).
- [15] R. Akbari and A. Major, High-power diode-pumped Kerr-lens mode-locked bulk Yb: KGW laser. *Appl. Opt.* **56**(31), 8838-8844 (2017).
- [16] J. Krauth, A. Steinmann, R. Hegenbarth, M. Conforti and H. Giessen, Broadly tunable femtosecond near-and mid-IR source by direct pumping of an OPA with a 41.7 MHz Yb: KGW oscillator, *Opt. Express* **21**(9), 11516-11522 (2013).
- [17] D. Sandkuijl, R. Cisek, A. Major, and V. Barzda, Differential microscopy for fluorescence-detected nonlinear absorption linear anisotropy based on a staggered two-beam femtosecond Yb:KGW oscillator, *Biomed. Opt. Express* **1**(3), 895–901 (2010).
- [18] A. Major, R. Cisek, and V. Barzda, Development of diode-pumped high average power continuous-wave and ultrashort pulse Yb:KGW lasers for nonlinear microscopy, *Proc. SPIE* 6108, 61080Y (2006).
- [19] R. Akbari, K. A. Fedorova, E. U. Rafailov and A. Major, Diode-pumped ultrafast Yb: KGW laser with 56 fs pulses and multi-100 kW peak power based on SESAM and Kerr-lens mode locking, *Appl. Phys. B* **123**(4), 123 (2017).
- [20] A. Dubietis, *Lazerių fizika*. Paskaitų konspektas.
- [21] H. Zhao and A. Major, Powerful 67 fs Kerr-lens mode-locked prismless Yb: KGW oscillator. *Opt. Express* **21**(26), 31846-31851 (2013).
- [22] K. Stankeviciute, S. Melnikas S. Kicas, L. Trišauskas, J. Vengelis, R. Grigonis, M. Vengris and V. Sirutkaitis, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, in: *Proc. of SPIE* **9503**, 1-x (2015).
- [23] V. E. Kisel, A. S. Rudenkov, A. A. Pavlyuk, A. A. Kovalyov, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato and N. V. Kuleshov, High-power, efficient, semiconductor saturable absorber mode-locked Yb: KGW bulk laser, *Opt. Lett.* **40**(12), 2707-2710 (2015).
- [24] <http://lightcon.com/Product/FLINT.html> (2021-05-13).
- [25] J. E. Hellström, S. Bjurshagen, V. Pasiskevicius, J. Liu, V. Petrov and U. Griebner, Efficient Yb: KGW lasers end-pumped by high-power diode bars, *Appl. Phys. B* **83**(2), 235 (2006).
- [26] D. Stučinskis, R. Antipenkov and A. Varanavičius, Thermal lensing in high-power diode-pumped Yb: KGW laser, *Lith. J. Phys.* **50**(2) (2010).
- [27] J. A. Berger, M. J. Greco and W. A. Schroeder, High-power, femtosecond, thermal-lens-shaped Yb: KGW oscillator, *Opt. Express* **16**(12), 8629-8640 (2008).

- [28] X. Meng, Q. Liu, X. Zhang, Y. Li, X. Xi and B. Zhao, Diode-pumped Yb: KGW laser with 73 fs pulse and 0.72 MW peak power based on Kerr-lens mode locking, *Appl. Phys. B* **125**(9), 166 (2019).
- [29] H. Zhao and A. Major, Megawatt peak power level sub-100 fs Yb: KGW oscillators, *Opt. Express* **22**(25), 30425-30431 (2014).
- [30] M. E. Fermann, A. Galvanauskas and G. Sucha, *Ultrafast lasers: technology and applications* (CRC Press, 2002).
- [31] https://www.rp-photonics.com/saturation_power.html?s=ak (2021-05-13).
- [32] https://www.rp-photonics.com/gain_saturation.html (2021-05-13).
- [33] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D.C. Hanna, Ytterbium-doped fiber amplifiers, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**(7), 1049-1056 (1997).
- [34] A. D. Szabó, Optical nonlinearities in high power fiber lasers and phase-sensitive amplifiers: novel modeling tools and experiments, (2014).
- [35] H. Takebe, T. Murata and K. Morinaga, Compositional dependence of absorption and fluorescence of Yb³⁺ in oxide glasses, *J. Amer. Ceram. Soc.* **79**(3), 681–687 (1996).
- [36] M. J. Weber, J. E. Lynch, D. H. Blackburn and D. J. Cronin, Dependence of the stimulated emission cross section of Yb³⁺ on host glass composition, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**(10), 1600–1608 (1983).
- [37] S. Magne, M. Druetta, J. P. Goure, J. C. Thevenin, P. Ferdinand and G. Monnom, An ytterbium-doped monomode fiber laser: amplified spontaneous emission, modeling of the gain and tunability in an external cavity, *J. Lumin.* **60**, 647–650 (1994).
- [38] https://www.rp-photonics.com/tutorial_fiber_amplifiers6.html (2021-05-13).
- [39] W. He, M. Leich, S. Grimm, J. Kobelke, Y. Zhu, H. Bartelt and M. Jäger, Very large mode area ytterbium fiber amplifier with aluminum-doped pump cladding made by powder sinter technology, *Laser Phys. Lett.* **12**(1), 015103 (2014).
- [40] N. K. Dutta, *Fiber amplifiers and fiber lasers* (World Scientific, 2015).
- [41] D. Kouznetsov and J. V. Moloney, Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. iii. calculation of modes, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(6), 1304–1309 (2002).
- [42] T. A. Birks, J. C. Knight and P. S. Russell, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Opt. Lett.* **22**(13), 961 (1997).
- [43] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer and C. Jakobsen, Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier, *Opt. Express* **12**(7), 1313-1319 (2004).

- [44] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen and K. P. Hansen, Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers, *Opt. Lett.* **28**(20), 1879-1881 (2003).
- [45] <https://www.nktpotonics.com/lasers-fibers/product/large-mode-area-photonic-crystal-fibers/> (2021-05-13).
- [46] https://www.rp-photonics.com/effective_mode_area.html (2021-05-13).
- [47] Z. Zhao, B. M. Dunham and F. W. Wise, Generation of 150 W average and 1 MW peak power picosecond pulses from a rod-type fiber master oscillator power amplifier, *JOSA B*, **31**(1), 33-37 (2014).
- [48] Z. Zhao, B. Sheehy and M. Minty, Generation of 180 W average green power from a frequency-doubled picosecond rod fiber amplifier, *Opt. Express* **25**(7), 8138-8143 (2017).
- [49] T. Schreiber, F. Röser, O. Schmidt, J. Limpert, R. Iliew, F. Lederer and A. Tünnermann, Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity, *Opt. Express* **13**(19), 7621-7630 (2005).
- [50] Y. Jaouën, G. Canat, S. Grot and S. Bordaïs, Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifiers. *C R Phys.* **7**(2), 163-169 (2006).
- [51] A. P. Stabinis and G. Valiulis, *Ultratrumpujų šviesos impulsų netiesinė optika.* (TEV, Vilnius 2008).
- [52] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius 2011).
- [53] M. Oberthaler and R. A. Höpfel, Special narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers, *Appl. Phys. Lett.* **63**(8), 1017-1019 (1993).
- [54] C. Stihler, H. J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, Experimental investigation of transverse mode instabilities in a double-pass Yb-doped rod-type fiber amplifier, *Proc. of SPIE* **10083**, 1-5 (2017).
- [55] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56**(3), 219-221 (1985).
- [56] M. D. Perry, T. Ditmire and B. C. Stuart, Self-phase modulation in chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **19**(24), 2149-2151 (1994).
- [57] D. N. Schimpf, T. Eidam, E. Seise, S. Hädrich, J. Limpert and A. Tünnermann, Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with Kerr-nonlinearity, *Opt. Express*, **17**(21), 18774-18781 (2009).
- [58] T. Schreiber, D. Schimpf, D. Müller, F. Röser, J. Limpert and A. Tünnermann, Influence of pulse shape in self-phase-modulation-limited chirped pulse fiber amplifier systems, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(8), 1809-1814 (2007).

- [59] J. van Howe, G. Zhu and C. Xu, Compensation of self-phase modulation in fiber-based chirped-pulse amplification systems, *Opt. Lett.* **31**(11), 1756-1758 (2006).
- [60] J. Limpert, T. Clausnitzer, A. Liem, T. Schreiber, H. J. Fuchs, H. Zellmer, E.-B. Kley and A. Tünnermann, High-average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.* **28**(20), 1984-1986 (2003).
- [61] J. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger and H. R. Müller, High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier, *Opt. Lett.* **26**(23), 1849-1851 (2001).
- [62] J. Bouillet, Y. Zaouter, J. Limpert, S. Petit, Y. Mairesse, B. Fabre and E. Cormier, High-order harmonic generation at a megahertz-level repetition rate directly driven by an ytterbium-doped-fiber chirped-pulse amplification system, *Opt. Lett.* **34**(9), 1489-1491 (2009).
- [63] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens and A. Tünnermann, Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power, *Opt. Express* **19**(1), 255-260 (2011).
- [64] D. Luo, Y. Liu, C. Gu, Z. Zhu, Z. Deng, L. Zhou and W. Li, 130 W, 180 fs ultrafast Yb-doped fiber frequency comb based on chirped-pulse fiber amplification, *Opt. Express* **28**(4), 4817-4824 (2020).
- [65] J. Rothhardt, S. Hädrich, H. Carstens, N. Herrick, S. Demmler, J. Limpert and A. Tünnermann, 1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100-fs duration at 100 W average power. *Opt. Lett.* **36**(23), 4605-4607 (2011).
- [66] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert and A. Tünnermann, Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system, *Opt. Lett.* **32**(24), 3495-3497 (2007).
- [67] M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestaev, M. Plötner and A. Tünnermann, 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser, *Opt. Lett.* **41**(15), 3439-3442 (2016).
- [68] P. Sidorenko, W. Fu, F. Wise, Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit, *Optica*, **6**(10), 1328-1333 (2019).
- [69] C. Finot, J. M. Dudley, B. Kibler, D. J. Richardson, and G. Millot, Optical parabolic pulse generation and applications, *IEEE J. Quantum Electron.* **45**(11), 1482-1489 (2009).
- [70] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley and J.D. Harvey, Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.* **84**(26), 6010 (2000).

- [71] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H. J. Fuchs, E. B. Kley and A. Tünnermann, High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Express* **10**(14), 628-638 (2002).
- [72] Y. Deng, C. Y. Chien, B. G. Fidric and J. D. Kafka, Generation of sub-50 fs pulses from a high-power Yb-doped fiber amplifier, *Opt. Lett.* **34**(22), 3469-3471 (2009).
- [73] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett and U. Keller, Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber, *Opt. Lett.* **28**(20), 1951-1953 (2003).
- [74] <https://www.swissphotonics.net/libraries.files/Michieletto.pdf> (2021-05-14).
- [75] <https://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/03/application-note-coupling-to-aerogain-rod.pdf> (2021-05-14).
- [76] J. F. Lupi, M. M. Johansen, M. Michieletto, S. L. Christensen and J. Lægsgaard, High gain in a dual-pass rod-type fiber amplifier. *JOSA B* **37**(2), 451-458 (2020).

Santrauka

Jonas Banys

Šviesolaidinio stiprinimo sistemos femtosekundiniam Yb:KGW osciliatoriui tyrimas ir optimizavimas.

Šiame darbe buvo sukonstruotos vieno ir dviejų lėkių šviesolaidinės valdomo pradinio čirpo (PCMA) stiprinimo sistemos femtosekundiniam Yb:KGW osciliatoriui „Flint“ ir ištirtos jos energinės, laikinės ir erdvinės charakteristikos. Šiame darbe pirmąkart pademonstruotas šviesolaidinis PCMA stiprintuvas, kuriame pradinis čirpavimas ir impulsų spaudimas atliekamas Gires – Tournois interferometrinių (GTI) veidrodžių pora. Tokia kombinacija leido gauti 19 W išvadinės vidutinės galios 75 fs trukmės beveik spektriškai ribotus sustiprintus impulsus su beveik difrakciškai ribota pluošto kokybe. GTI veidrodžių naudojimas PCMA sistemoje patrauklus dėl lengvo justiravimo, didelio energinio efektyvumo (>93%) bei kompaktiškumo. Darbe nustatytos PCMA netiesinio stiprinimo metodo ypatybės – fazės moduliavimosi sąlygotas impulso spektro plitimas stiprinimo metu bei optimali pradinio čirpavimo grupinio vėlinimo dispersijos vertė, kuriai esant gaunami aukščiausios kokybės trumpiausi impulsai. Be to, pirmąkart pademonstruota dviejų lėkių PCMA stiprinimo sistema, kuri ne tik išlaiko PCMA metodo privalumus, bet pasižymi dar aukštesniu stiprinimo koeficientu. Toks PCMA stiprintuvas bus panaudotas kaip didelės vidutinės galios ir aukštos impulsų kokybės lazerinis šaltinis tolimesniems netiesinės optikos tyrimams.

Summary

Jonas Banys

Investigation and optimization of fiber amplifier system for femtosecond Yb:KGW oscillator

Single-pass and double-pass pre-chip managed (PCMA) fiber amplifier systems were designed and constructed for amplification of femtosecond pulses from Yb:KGW oscillator „Flint“. Spatial, temporal and power characteristics of amplified light was measured. A PCMA fiber amplifier was demonstrated for the first time, in which pulse pre-chirping and pulse compression is done using Gires – Tournois interferometric (GTI) mirror pairs. Such a combination of GTI's and PCMA allowed to achieve 75 fs almost transform limited amplified pulses with average power of 19 W. Moreover, the use of GTI mirrors in the PCMA system is attractive due to its easy adjustment, high energy efficiency (>93%) and compactness. Also, the features of PCMA nonlinear amplification method were determined – broadened spectrum of amplified pulses due to self-phase modulation and optimal pre-chirping group delay dispersion at which the highest quality shortest pulses were determined. In addition, a double-pass PCMA amplification system has been demonstrated for the first time, which not only retains the advantages of the single-pass PCMA method but has an even higher gain and efficiency. Such a PCMA amplifier will be used as a high power and high pulse quality laser system for further nonlinear optics experiments.

Aprobacija

Esu dviejų mokslinių publikacijų, apie rezonansinius efektus Pokelso elementuose, bendraautorius:

1. J. Vengelis, G. Sinkevičius, J. Banys, L. Masiulis, R. Grigonis, J. Domarkas and V. Sirutkaitis, Investigation of piezoelectric ringing effects in Pockels cells based on beta barium borate crystals, *Appl. Opt.* **58**(33), 9240 – 9250 (2019).
2. G. Sinkevičius, J. Vengelis, J. Banys, L. Masiulis, R. Grigonis, A. Baškys, V. Sirutkaitis and J. Domarkas, Investigation of piezoelectric ringing effects in deuterated potassium dihydrogen phosphate crystals, *Opt. Eng.* **59**(3), 036107 (2020).

Pranešimai konferencijose:

1. Jonas Banys, Rimantas Grigonis, Giedrius Sinkevičius, Julius Vengelis, Investigation of the Resonance Effects in Pockels Cells with BBO Crystals, “62nd International conference for students of physical and natural sciences Open Readings 2019”, March 19 – 22, 2019, Vilnius, Lithuania.
2. Jonas Banys, Julius Vengelis, Construction and investigation of rod-type fiber amplifier system for femtosecond Yb:KGW oscillator, “64th International conference for students of physical and natural sciences Open Readings 2021”, March 16 – 19, 2021, Vilnius, Lithuania