

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS INSTITUTAS

Jonas Pocius

**Puslaidininkiniais lazeriais kaupinamo
Yb:KGW femtosekundinio lazerio veikos
dinamika ir spinduliuotės parametru
optimizavimas**

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius, 2009

Disertacija rengta 2004 – 2009 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas

prof. habil. dr. Algis Petras Piskarskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai,
fizika –02 P)

Konsultantas:

dr. Romualdas Danielius (UAB „Šviesos konversija“, fiziniai mokslai, fizika –
02 P)

Padėka

Norėčiau išreikšti ypatingą padėką savo darbo vadovui prof. A. P. Piskarskui, prieš septynerius metus paskatinusį mane užsiimti lazerinės fizikos galvosūkiiais, bei už pastabas ir patarimus ruošiant disertaciją.

Taip pat nuoširdžiai dėkoju dr. R. Danieliui ir dr. L. Giniūnui už įkvėpimą, idėjas, patarimus ir perduotas žinias.

Dėkoju prof. V. Smilgevičiui ir dr. I. Mikulskui už aprašo nagrinėjimą ir korekcijas.

Dėkoju Kvantinės elektronikos katedros ir UAB MGF „Šviesos konversija“ kolektyvams už palaikymą ir suteiktą galimybę realizuoti savo mokslinį darbą.

Ypatingai dėkoju savo šeimai ir draugams, kurie tiki manimi labiau nei aš pats, tai veda mane pirmyn.

Turinys

Pavadinimų trumpiniai	5
Įvadas	6
Ižanga ir motyvacija	6
Disertacinio darbo tikslas	8
Ginamieji teiginiai.....	9
Straipsniai:	10
Pranešimai mokslinėse konferencijose:.....	10
1. Puslaidininkiais lazeriais kaupinami kietakūniai lazeriai.....	14
Diodinis kaupinimas.....	14
Strypinio elemento diodinio kaupinimo schemas	15
Kaupinimo pluošto parametrai.....	15
Puslaidininkiais lazeriais kaupinami chromo, neodimio ir iterbio lazeriai.....	17
Trijų, keturių ir kvazi-trijų lygmenų modeliai.....	19
Trijų lygmenų modelis.....	19
Keturių lygmenų sistema.....	20
Kvazi – trijų lygmenų modelis.....	21
Palyginimas.....	23
Iterbiu legiruotų medžiagų palyginimas.....	23
Iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframatas (Yb:KGW).....	26
2. Rezonatoriaus modeliavimas.....	28
Aktyvaus elemento forma.....	29
Rezonatoriaus stabilumo tyrimas.....	32
Netiesinio elemento ABCD matrica.....	37
Keturių veidrodžių rezonatorius.....	42
3. Femtosekundinis Yb:KGW osciliatorius.....	49
Modų sinchronizacija.....	49
Modų sinchronizacija netiesiniais SESAM veidrodžiais.....	51
Modų sinchronizacija be kokybės moduliacijos	53
Modų sinchronizacija Kero lęšiu.....	57

Dispersijos kompensavimas rezonatoriuje.	58
Gires ir Tournois interferometras.....	59
Dviejų prizmių kompresorius.....	60
Čirpuoti veidrodžiai.....	62
Nuolatinės veikos Yb:KGW lazeris.	63
Sinchronizuotų modų Yb:KGW lazeris su SESAM veidrodžiu (be dispersijos kompensavimo).....	67
Sinchronizuotų modų Yb:KGW lazeris su SESAM veidrodžiu (su dispersijos kompensavimu).....	70
Kero lęšiu sinchronizuotų modų Yb:KGW osciliatorius.....	72
4. Ultratrumpų impulsų stiprinimas	77
Čirpuotų impulsų stiprinimas.....	77
Pakreiptų impulsų stiprinimas.....	78
Regeneratyvinio stiprintuvo dinamika.	82
Impulsų dažnių ir laikinių charakteristikų nustatymas.....	93
Yb:KGW femtosekundinės sistemos taikymas parametriniam stiprintuvui kaupinti.	98
Rezultatų aptarimas ir pagrindinės išvados	104
Literatūra:	106

Pavadinimų trumpiniai

AE – aktyvusis elementas;

AH – antroji harmonika;

AHG – antros harmonikos generatorius;

CCD – susietojo krūvio prietaisas (Coupled Charge Device);

CPA – čirpuotųjų impulsų stiprinimas (Chirped Pulse Amplification);

CW – nuolatinė veika (Continuous Wave)

FWHM – pilnas plotis ties puses maksimumo verte (Full Width at Half Maximum);

GVD – grupinių vėlinimų dispersija;

PŠS – parametrinis šviesos stiprintuvas;

PH – pirmoji harmonika;

SESAM – išisotinantis puslaidininkinis veidrodis (Semiconductor Saturable Absorber Mirror)

TH – trečioji harmonika;

THG – trečios harmonikos generatorius

Įvadas

Įžanga ir motyvacija

1960 metais pademonstravus pirmą pasaulyje veikiantį lazerį [1] buvo kalbama, kad sukurtas sprendimas, kuris ieško problemos. Tuoju pat buvo pasiūlyti ir galimi lazerių taikymai, tai: spektroskopija, interferometrija, nuotolinė teršalų detekcija, termo branduolių sintezė, mikroskopija, informacijos perdavimas ir kiti, tačiau vienas iš svarbiausių ir vis dažnesnių lazerių taikymų yra medžiagų apdirbimas.

Šviesos ir medžiagos sąveika priklauso tiek nuo medžiagos charakteristikų, tiek nuo šviesos bangos ilgio. Kiekviena lazerinė terpė turi savitą, energetinių lygmenų sandaros sąlygotą emisijos spektrą, tad galimybė generuoti įvairaus bangos ilgio spinduliuotę vertė ieškoti naujų lazerinių medžiagų. 1960 metais sukurtas pirmas dujų lazeris [2], 1962 metais – puslaidininkinis lazeris [3], o 1966 metais – pirmas skystų dažų lazeris [4]. Kitas būdas generuoti įvairaus bangos ilgio spinduliuotę yra parametrinė sąveika, kurios pagrindinės idėjos buvo paskelbtos dar 1962 metais [5, 6]. Medžiagos ir šviesos sąveiką taip pat lemia ir spinduliuotės intensyvumas. Bendru atveju maksimalų galimą impulsinio lazerio spinduliuotės intensyvumą, $I = \frac{E}{\Delta\tau S}$, lemia impulso energija E , impulso trukmė $\Delta\tau$ ir minimalus pluošto plotas S . Pastarasis priklauso nuo spinduliuotės bangos ilgio bei pluošto kokybės ir negali būti sufokusuotas į mažesnę nei bangos ilgis dėmę. Taigi, siekiant didinti spinduliuotės intensyvumą esant ribotiems minimaliems pluošto matmenims, reikia didinti impulso energiją ir mažinti jo trukmę. Ypač didelio intensyvumo ($>10^{18}$ W/cm²) spinduliuotė taikoma lazeriniuose elektronų greitintuvuose [5-8], neutronų šaltiniuose [9, 10], branduolių sintezėje [11]. Netiesinės optikos taikymuose, priklausomai nuo naudojamų medžiagų, spinduliuotės intensyvumas yra $10^8 - 10^{12}$ W/cm². Didesnio nei $\sim 10^{12}$ W/cm² intensyvumo spinduliuotė jau gali jonizuoti

kietakūnę medžiagą ir optiškai ją pažeisti [12]. Tuo tarpu esant mažesniai spinduliuotės intensyvumui, sugeriančios medžiagos optinio pažeidimo slenkstis priklauso nuo energijos tankio ir impulso trukmės. Kuo mažesnė impulso trukmė, tuo mažesnis ir slenkstinis optinio pažeidimo energijos tankis [15]. Tokia priklausomybė yra dėl to, kad medžiagą veikiant trumpesniu impulsu šiluma mažiau difunduoja, t.y. paveiktas tūris yra mažesnis. Šilumos difuzijos ilgis $l_{dif} = \sqrt{\tau_{imp}\kappa}$, kur τ_{imp} yra impulso trukmė, o κ - temperatūrinis laidis. Pavyzdžiui, varyje, veikiant 10 ns trukmės impulsais, šilumos difuzijos ilgis yra $\sim 3 \mu m$. Taigi trumpesni impulsai lemia tikslesnį medžiagų apdirbimą ir leidžia suformuoti mažesnius darinius. Kaip žinoma, pluošto neįmanoma sufokusuoti į mažesnio diametro nei spinduliuotės bangos ilgis dėmę. Tačiau naudojant ypač trumpus, femtosekundinius impulsus galima parinkti tokią impulsų energiją, kad pažeidimo slenkstį viršytų tik centrinė pluošto dalis. Tokiu būdu galima suformuoti darinius, kurių matmenys mažesni už spinduliuotės bangos ilgį [13-15]. Analogiškai, daugiafotonės polimerizacijos būdu, galima sukurti mažesnius nei 100 nm matmenų objektus [16]. Impulsų, naudojamų medžiagų mikroapdirbime, energija yra nuo kelių šimtų nanodžiaulių iki milidžiaulio eilės [15, 17-21]. Šimtų nanodžiaulių energijos impulsams generuoti gali būti naudojami osciliatoriai su rezonatoriaus iškrova, tuo tarpu milidžiaulio eilės energijų femtosekundinius impulsus generuojančios sistemos paprastai susideda iš sinchronizuotų modų osciliatoriaus ir regeneratyvinio stiprintuvo. Maksimalų impulsų pasikartojimo dažnį apsprendžia regeneratyvinio stiprintuvo rezonatoriaus kokybę reguliuojančio modulatoriaus greitis, tuo tarpu maksimalią vidutinę galią kietakūniuose lazeriuose riboja termo-optiniai reiškiniai bei galimi mechaniniai pažeidimai dėl temperatūros gradientų sąlygotų įtempimų [22]. Siekiant sumažinti termo-optinių reiškinų poveikį didelės vidutinės galios lazeriuose yra pritaikyti, šviesolaidiniai ir plono disko aktyvieji elementai, tačiau tiek vieni, tiek kiti turi trūkumų taikant juos femtosekundiniuose lazeriuose.

Pirmieji plačiai taikyti femtosekundiniai lazeriai buvo organinių dažų lazeriai. Organiniai dažai pasižymi ypač plačia stiprinimo juosta, tačiau, atradus kietakūnes medžiagas, turinčias pakankamai plačią femtosekundiniams impulsams generuoti stiprinimo juosta, organinių dažų atsisakyta dėl jų fotocheminio nestabilumo. Plačiausiai iki šiol femtosekundiniuose lazeriuose taikoma kietakūnė medžiaga yra titano jonais legiruotas safyras, jam kaupinti naudojama kietakūnių neodimio lazerių spinduliuotės antra harmonika. Tokie kaupinimo šaltiniai yra brangūs, energetiškai neefektyvūs ir nepakankamai patikimi dėl jų sudėtingumo. Atsiradus komerciniams didelės galios puslaidininkiniams lazeriams, pradėta ieškoti naujų medžiagų, kurias galima tiesiogiai kaupinti puslaidininkiniais lazeriais bei kurios turi pakankamai platų emisijos spektrą femtosekundiniams impulsams generuoti. Išbandyta daug įvairių chromo, neodimio ir iterbio jonais legiruotų medžiagų, tačiau geriausi rezultatai gauti naudojant iterbio jonais legiruotas medžiagas [23]. Pirmasis kambario temperatūroje veikęs puslaidininkiniais lazeriais kaupinamas Yb:YAG lazeris pademonstruotas 1991 metais [24], o pirmos komercinės lazerinės sistemos, tiesiogiai kaupinamos puslaidininkiniais lazeriais ir generuojančios daugiau kaip 100 μ J energijos femtosekundinius impulsus kiloherciniu pasikartojimo dažniu, pasirodė 2003-2004 metais [25]. Lietuvoje pirmasis ultratrumpus impulsus generavęs lazeris sukurtas Vilniaus Universiteto Radiofikos katedroje 1969 metais. Tai buvo pikosekundinis neodimio stiklo lazeris su pasyvia modų sinchronizacija. Šie pasiekimai ir galimybės įkvėpė UAB MGF „Šviesos konversija“ kompaniją bei Vilniaus Universiteto Kvantinės elektronikos katedrą inicijuoti puslaidininkiniais lazeriais kaupinamos Yb:KGW femtosekundinės sistemos, tinkamos medžiagų mikroapdirbimui bei parametrinių stiprintuvų kaupinimui, kūrimą.

Disertacinio darbo tikslas – ištirti puslaidininkiniais lazeriais kaupinamos Yb:KGW femtosekundinės sistemos, susidedančios iš osciliatoriaus ir stiprintuvo, veikos dinamiką ir panaudojant gautus rezultatus optimizuoti spinduliuotės parametrus.

Atliekant tyrimus buvo sprendžiami tokie uždaviniai:

1. Atlikti įvairių iterbiu legiruočių medžiagų palyginamąją analizę pagal tokius parametrus: stiprinimo juostos plotis, lazerinio lygmens fluorescencijos trukmė, šiluminis laidumas, sugerties ir emisijos skerspjūviai bei kvantinis defektas.
2. Rezonatoriaus modeliavimas: aktyvaus elemento matmenų ir koncentracijos optimizavimas siekiant maksimalios impulsų energijos, rezonatoriaus atsparumo termo-optiniams reiškiniams optimizavimas, osciliatoriaus rezonatoriaus optimizavimas siekiant generuoti kuo trumpesnius impulsus panaudojant Kero lęšio modulį sinchronizacijos metodu.
3. Ištirti Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo veikos dinamiką.
4. Optimizuoti pastiprintų impulsų spūda.
5. Ištirti Yb:KGW femtosekundinės sistemos galimybes optiniam parametriniam stiprintuvui kaupinti.

Ginamieji teiginiai.

- Yb:KGW yra optimali aktyvioji medžiaga puslaidininkiniais lazeriais kaupinamuose didelės vidutinės galios ($\leq 10\text{ W}$) lazeriuose femtosekundiniams ($\geq 150\text{ fs}$) impulsams stiprinti.
- Pakreiptų impulsų stiprinimo metodas yra alternatyvus čirpuotų impulsų stiprinimo metodui nepriklausomai nuo impulsų spektro pločio išlaikant racionalių plėstuvo ir kompresoriaus matmenis.
- Vienašūviame autokoreliatoriuje tiriamojo impulso spektrą paskleidžiant kampine dispersija pasižyminčiu optiniu elementu, gaunama informacija apie įvairių spektrinių komponentų išsidėstymą laike su skiriamąja geba, kuri priklauso tik nuo panaudoto elemento kampinės dispersijos. Šis metodas yra tinkamas vienareikšmiškai charakterizuoti femtosekundinių impulsų spūda ir tuo yra paprastesnis už plačiai naudojamus FROG, GRENOUILLI ir SPIDER metodus.

- Panaudojus puslaidininkiniais lazeriais kaupinamo Yb:KGW osciliatoriaus ir regeneratyvinio stiprintuvo veikos dinamikos tyrimų rezultatus, sukurta 6 W vidutinės išvadinės galios, 1 mJ maksimalios energijos, 200 fs trukmės impulsus iki 350 kHz pasikartojimo dažniu generuojanti originali femtosekundinė lazerinė sistema, tinkama parametriniams stiprintuvams kaupinti, medžiagų apdorojimui ir naujų fotonikos bei optoelektronikos įtaisų kūrimui.

Straipsniai:

1. Giniūnas L., Pocius J., Danielius R., *Energy extraction improvement in picosecond amplifiers by pulse tilting* // Opt. Lett. 2006, No. 31, p. 643-645
2. Molis G., Adomavičius R., Krotkus A., Bertulis K., Giniūnas L., Pocius J., Danielius R., *Terahertz time-domain spectroscopy system based on femtosecond Yb:KGW laser* // Electronics Letters 2007, Vol. 43, No.3. p. 190-191.
3. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, S. Ališauskas, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5 μm*, in *Ultrafast Phenomena XVI*, edited by P. Corkum, K. Nelson, E. Riedle, R. Schoenlein, and S. De Silvestri (Springer, Berlin, 2008).
4. O. D. Mücke, S. Ališauskas, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Self-compression of millijoule 1.5 μm pulses*, Opt. Lett. **34**, 2498 (2009).
5. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Scalable Yb-MOPA-driven carrier-envelope phase-stable few-cycle parametric amplifier at 1.5 μm*, Opt. Lett. **34**, 118 (2009).

Pranešimai mokslinėse konferencijose:

1. Giniūnas L., Pocius J., Danielius R., Michailovas A., Energy extraction improvement in picosecond amplifiers by pulse tilting // XVI Lietuvos ir Baltarusijos seminaras “Lazeriai ir optinis netiesiškumas”, 2004 m. spalio 27-29 d., Vilnius.
2. Pocius J., Giniūnas L., Danielius R., Stretching and amplification of picosecond pulses in Nd:YAG by tilted pulse technique // Internatiol workshop, Parametric processes and periodical structures / 26-29 September, 2004, Vilnius, Lithuania, p. 86-87.
3. Giniūnas L., Zaukevičius A., Pocius J., Danielius R., Energy extration improvement in picosecond amplifiers by pulse tilting // EPS-QEOD

- Euromphoton Conference / Solid – State and Fiber Coherent Light Sources / Swiss Federal institute of Technology, Lausanne, Switzerland, 29 August – 3 September 2004.
4. Račiukaitis G., Grishin M., Danielius R., Pocius J., Giniūnas L., High repetition rate ps- and fs- lasers for micromachining // ICA/LEO 2006, M1001, Oct. 29-Nov.2, 2006, Phoenix, AZ, USA.
 5. Molis G., Adomavičius R., Krotkus A., Bertulis K., Giniūnas L., Pocius J., Danielius R., Terahercų spektroskopinė sistema Yb:KGW lazerio pagrindu // 37-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos konferencija 2007, birželio 11-13 d., Vilnius, S4-52, p.275.
 6. Danielius R., Giniūnas L., Pocius J., Didelės galios ir didelio pasikartojimo dažnio Yb femtosekundinė sistema // 37-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos konferencija 2007, birželio 11-13 d., Vilnius, S4-5, p. 228.
 7. O. D. Mücke, S. Ališauskas, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, ***Efficient 4-Fold Self-Compression of 1.5-mJ Infrared Pulses to 19.8 fs***, talk, *Conference on Ultrafast and Nonlinear Optics UFNO'2009*, Burgas, Bulgaria, September 14-18, 2009.
 8. O. D. Mücke, S. Ališauskas, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, ***Self-compression of millijoule pulses from a 1.5 μm OPCPA***, invited talk, *UltraFast Optics and High Field Short Wavelength (UFO-HFSW 2009)*, Arcachon, France, August 31-September 4, 2009
 9. S. Ališauskas, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***Self-compression of 1.5 μm CEP stable OPCPA pulses in noble gases to sub-20 fs***, poster P1-10, *Northern Optics 2009*, Vilnius, Lithuania, August 26-28, 2009.
 10. S. Ališauskas, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***12.5-mJ CEP-stable OPCPA at 1.5 μm***, invited talk 1, *Northern Optics 2009*, Vilnius, Lithuania, August 26-28, 2009.
 11. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***Toward Terawatt-Peak-Power Single-Cycle Infrared Fields***, talk NFA3, *Nonlinear Optics 2009*, Honolulu, Hawaii, July 12-17, 2009.
 12. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***Multi-mJ Single-Filament Supercontinuum Generation from IR OPCPA***, talk CF5.3, *CLEO Europe*, Munich, Germany, June 14-19, 2009.
 13. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Fernandez, L. Zhu, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, C.-H. Liu, K.-H. Liao, and A. Galvanauskas, ***12-mJ IR OPCPA Based on Picosecond Nd Pump and Femtosecond Yb Seed***

- Technologies*, invited talk Th3, *Middle Infrared Coherent Sources (MICS'2009)*, Trouville France, June 8-12, 2009.
14. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***Infrared Multimillijoule Single-Filament Supercontinuum Generation***, talk JWD6, *CLEO*, Baltimore, Maryland, May 31-June 5, 2009.
 15. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, ***10-mJ Infrared Phase-Stable Parametric Amplification Based on a Femtosecond Yb-MOPA***, talk WD5, *Advanced Solid-State Photonics*, Denver, CO, February 1-4, 2009.
 16. O. D. Mücke, A. Pugžlys, P. Dombi, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, ***10-mJ Few-Cycle OPCPA at 1.5 μm***, invited talk D2-3-03, *IEEE PhotonicsGlobal@Singapore 2008*, SMU Conference Centre, Singapore, December 8-11, 2008.
 17. O. D. Mücke, A. Pugžlys, P. Dombi, A. Baltuška, S. Ališauskas, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, ***10-mJ Few-Cycle Chirped Pulse Parametric Amplification at 1.5 μm***, invited talk WR1, *21st IEEE/LEOS Annual Meeting*, Newport Beach, CA, November 9-13, 2008.
 18. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, S. Ališauskas, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, ***10-mJ Optically Synchronized CEP-Stable Chirped Parametric Amplifier at 1.5 μm***, invited talk Sa20B(E)-1, *XII International Conference on Quantum Optics and Quantum Information (ICQO 2008)*, Vilnius, Lithuania, September 20-23, 2008.
 19. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, ***Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5 μm***, talk WED4a.4, *16th International Conference on Ultrafast Phenomena*, Stresa (Lago Maggiore), Italy, June 9-13, 2008.
 20. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielis, ***Multimillijoule Optically Synchronized and CEP-Stabilized Chirped Parametric Amplification at 1.5 μm***, talk CTuEE5, *CLEO*, San Jose, California, May 4-9, 2008.
 21. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielis, ***Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5 μm***, postdeadline talk MG1, *Advanced Solid-State Photonics*, Nara-Ken New Public Hall, Nara, Japan, January 27-30, 2008.

22. S. Ališauskas, V. Smilgevičius, A. P. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *12,5 mJ faziškai moduluotų impulsų su stabilia nešančiojo dažnio faze parametrinis šviesos stiprinimas 1,5 μm srityje* (12.5-mJ carrier-envelope phase-stable OPCPA at 1.5 μm), talk 2-5, *38th Lithuanian National Physics Conference (LNFK38)*, Vilnius, Lithuania, June 8-10, 2009.
23. S. Ališauskas, V. Smilgevičius, A. P. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Milidžiaulinės energijos kelių optinių ciklų trukmės superkontinuumo generacija ties 1,5 μm* (Multi-mJ few-optical-cycle supercontinuum generation at 1.5 μm), poster S4-34, *38th Lithuanian National Physics Conference (LNFK38)*, Vilnius, Lithuania, June 8-10, 2009.
24. S. Ališauskas, V. Smilgevičius, A. P. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Derinamas stabilios fazės kelių optinių ciklų trukmės parametrinis šviesos stiprintuvas ties 1,5 μm* (Scalable carrier-envelope phase-stable few-optical-cycle parametric amplifier at 1.5 μm), poster S4-33, *38th Lithuanian National Physics Conference (LNFK38)*, Vilnius, Lithuania, June 8-10, 2009.

Autoriaus indėlis

Autorius atliko skaitmeninio modeliavimo programų kūrimą, skaitmeninį modeliavimą, rezultatų interpretaciją. Taip pat atliko eksperimentus, dalyvavo iškeliant hipotezes, formuluojant išvadas, rengiant publikacijų tekstus ir rezultatų iliustracijas.

Pagrindinių bendraautorių indėlis

Dr. R. Danielius ir Dr. L. Giniūnas konkretizavo disertacinio darbo eksperimentų idėjas, konsultavo vykdant matavimus, analizuojant gautus rezultatus ir dalyvavo rengiant publikacijas bei pranešimus mokslinėse konferencijose.

G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, S. Ališauskas, N. Forget, A. Baltuška, A. J. Verhoef, V. Smilgevičius, A. Michailovas, A. Zaukevičius, G. Račiukaitis, M. Grishin, A. Piskarskas, A. Fernandez ir L. Zhu. dalyvavo rengiant publikacijas ir pranešimus mokslinėse konferencijose.

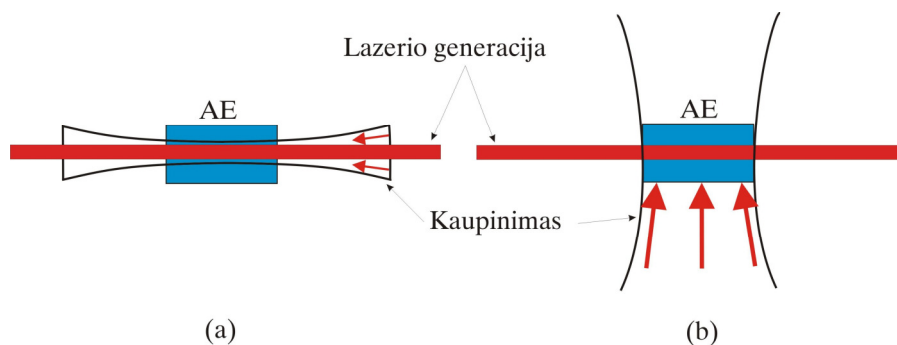
1. Puslaidininkiniais lazeriais kaupinami kietakūniai lazeriai.

Diodinis kaupinimas.

Puslaidininkiniai lazeriai yra efektyvūs kietakūnių lazerių kaupinimo šaltiniai. Lyginant su kaupinimu lempomis, kaupinimas puslaidininkiniais lazeriais pasižymi eile pranašumų. Pirma, puslaidininkinis lazeris turi siaurą emisijos spektrą, lyginant su kaupinimo lempomis, tai užtikrina gerą emisijos spektro persiklojimą su kaupinamo elemento sugerties juosta. Be to, reguliuojant puslaidininkinio lazerio temperatūrą galima derinti centrinį bangos ilgį. Šiems lazeriams charakteringas $d\lambda/dT$ dydis yra maždaug 0,3 nm/K. Visa tai įgalina naudoti didesnius kaupinimo intensyvumus nesibaiminant išsiskiriančio didelio šilumos kiekio ir jį lydinčių termo-optinių reiškinių. Antra, puslaidininkinio lazerio veikimo laikas yra dešimt kartų ilgesnis nei kaupinimo lempos, tai padidina visos sistemos veikimo laiką ir patikimumą. Trečia, puslaidininkiniai lazeriai generuoja poliarizuotą spinduliuotę. Be to, generuojamą pluoštą galima pertvarkyti siekiant sulyginti pluošto kokybę skersinėse koordinatėse. Pluošto kokybė apibūdinama M^2 parametru, kuris parodo kiek generuojamo pluošto parametrai skiriasi nuo idealaus Gauso pluošto. Geresnės kokybės kaupinimo pluoštą galima fokusuoti į mažesnio diametro ir ilgesnę sąsmauką. Tai įgalina kaupinimo modą sutapatint su generacijos moda. Ketvirta, mažas puslaidininkinio lazerio, kaip šviesos šaltinio, dydis leidžia kurti bei naudoti naujas ir universalias lazerines sistemas, tokias kaip iš galo kaupinami lazeriai, šviesolaidiniai lazeriai ir kitos. Be to, puslaidininkiniams lazeriams nereikia aukštos įtampos maitinimo šaltinių. Naudojant kaupinimo lempas paprastai tik (2-3)% kaupinimo galios pakeičiama į lazerinę spinduliuotę, didžiausias gautas efektyvumas siekė 6,3% [26-28]. Tuo tarpu kaupinant puslaidininkiniais lazeriais pasiektas 65% [29] keitimo efektyvumas kambario temperatūroje ir 74% [30] atšaldžius aktyvųjį elementą iki 70K. Iterbio lazeriams kaupinti tinkamą bangos ilgį generuoja InGaAs puslaidininkiniai lazeriai [31]. Šiuolaikiniai komerciniai 100 μm apertūros

lazeriniai diodai spinduliuoja iki 5 W galią , o 10 mm pločio lazerinių diodų liniuotės iki 60 W galios nuolatinėje veikoje. Galingesni kaupinimo šaltiniai gaminami sujungiant kelias lazerinių diodų liniuotes.

Strypinio elemento diodinio kaupinimo schemas. Dažniausiai naudojamos išilginio ir skersinio diodinio kaupinimo schemas (1.1 pav.). Geresnis energijos perdavimas realizuojamas išilginio kaupinimo schemeje, be to, tinkamai suderinus erdvinį kaupinimo ir generacijos pluoštų persiklojimą lengviau generuoti TEM₀₀ modą. Tačiau dėl nevienodo kaupinimo pluošto intensyvumo pasiskirstymo skersinėse koordinatėse, išilginio kaupinimo atveju, aktyviajame elemente pasireiškia termo-optiniai reiškiniai, kurie riboja išilginio kaupinimo lazerių galią. Skersinio kaupinimo atveju visas aktyvusis elementas yra homogeniškai sužadinas, todėl termo-optiniai reiškiniai mažiau pasireiškia, tačiau skersinio kaupinimo atveju stirinamos ir aukštesnės eilės skersinės modos. Taikymams, kuriems generacijos pluošto kokybė yra svarbiau nei maksimali išvadinė galia, lazeriui kaupinti tinkamesnė yra išilginio kaupinimo schema, kadangi reabsorbicija neprakaupintose aktyviojo elemento zonose veikia kaip minkšta apertūra aukštesnės eilės modoms.



1.1 pav. Diodinio kaupinimo schemas, (a) – išilginio kaupinimo schema, (b) – skersinio kaupinimo schema.

Kaupinimo pluošto parametrai. Dėl skirtingų lazerinio diodo emiterio matmenų p-n sandūrai statmenoje ir lygiagrečioje kryptyse generuojamo pluošto matmenys skiriasi. Taip vadinama greitosios skėsties kryptimi, statmenai p-n sandūrai, emiterio matmenys yra mikrono eilės, o pluošto skėstis

paprastai yra ribose nuo 25 iki 40 laipsnių. Lėtos skėsties kryptimi emiterio matmenys gali būti maždaug 100 μm, o pluošto skėstis nuo 6 iki 10 laipsnių. Pluošto kokybės parametras M^2 galima apskaičiuoti iš šios lygties:

$$M^2 = \frac{\pi}{2\lambda} w_0 \theta, \quad (1.1)$$

kur λ – bangos ilgis, w_0 – sąsmaukos radiusas, θ – skėsties kampas. Nuo pluošto kokybės priklauso į kokią mažą dėmę galima sufokusuoti pluoštą arba kiek ilga bus pluošto sąsmauka. Sąsmaukos ilgis randamas iš šios lygties:

$$l = \frac{2\pi w_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (1.2)$$

kur l – sąsmaukos ilgis. Paprastai 1x100 μm emiterio matmenų ir 1–5 W galios lazerinių diodų M^2 greitos skėsties kryptimi yra artimas vienetui, o lėtos skėsties kryptimi gali būti tarp 10 ir 30. Didelės galios puslaidininkinių lazerių liniuotėse nuo ~20 iki 50 tokių emiterių išdėstoma lygiagrečiai p-n sandūrai vienas šalia kito maždaug 500 μm atstumu, o generuojamo pluošto kokybės parametras lėtos skėsties kryptimi yra ~1000. Dėl skirtingos pluošto kokybės skirtingomis kryptimis konfokaliniai pluošto parametrai taip pat skirsis, todėl tikslinga tokį kaupinimo pluoštą nagrinėti atskirose plokštumose įsivedus efektyvųjį bangos ilgį $\lambda_{ef} = \lambda M^2$. Kaupinimo pluošto fokusavimą modeliuoti galima naudojantis ABCD matricų formalizmu. Kitas svarbus parametras, susijęs su kaupinimo šaltinio galia ir pluošto kokybe, yra šaltinio ryškis. Ryškis apibrėžiamas kaip intensyvumo kaupinimo sąsmaukoje ir pluošto erdvinio kampo santykis:

$$B = \frac{P}{M_{greitos}^2 M_{lėtos}^2 \lambda^2}. \quad (1.3)$$

Maksimalus pasiekiamas kaupinimo intensyvumas aktyviajame elemente spindulinės optikos artinyje:

$$I_{maks} \approx \frac{n\sqrt{BP}}{2l}, \quad (1.4)$$

kur n – aktyvaus elemento medžiagos lūžio rodiklis, l – pluošto sąsmaukos ilgis.

Puslaidininkiniais lazeriais kaupinami chromo, neodimio ir iterbio lazeriai.

Sukūrus didelės galios puslaidininkinius lazerius, generuojančius nuo 600 nm iki beveik 1000 nm bangos ilgio spinduliuotę, atsirado galimybė tiesiogiai jais kaupinti chromo, neodimio ir iterbio jonais legiruotas lazerines medžiagas. Išbandyta daug naujų medžiagų ieškant tinkamiausių didelės vidutinės galios lazeriams femtosekundiniams impulsams generuoti. Cr:LiSGAF Kero lęšiu sinchronizuotų modų osciliatoriumi generuoti 67 fs trukmės impulsai, tačiau bandant šiuos impulsus stiprinti Cr:LiSGAF regeneratyviniu stiprintuvu maksimali impulsų energija tesiekė 1 μ J [32]. Taip pat pademonstruoti 12 fs trukmės impulsus generuotys Kero lęšiu sinchronizuotų modų Cr:LiSAF ir Cr:LiCAF osciliatoriai [33], [34]. 90 fs trukmės impulsai 235 MHz pasikartojimo dažniu generuoti naujos konfigūracijos Cr:LiSAF lazeriu, kuomet aktyvusis elementas patalpintas tarp dispersiją kompensuojančių prizmių [35]. 20 fs trukmės impulsus generuojantis 400 mW vidutinės galios Cr⁴⁺:YAG lazeris sukurtas panaudojant čirpuotus veidrodžius dispersijai kompensuoti [36]. Nors chromo jonų turintys aktyvieji elementai sėkmingai panaudoti femtosekundiniuose osciliatoriuose, tačiau, norint kurti didelės galios impulsines sistemas, šios medžiagos netinka dėl jų trumpos lazerinio lygmens gyvavimo trukmės ir šiluminio fluorescencijos gesinimo regeneratyviniai stiprintuvai su tokiais aktyviaisiais elementais yra neefektingi. Neodimio jonais legiruoti aktyvieji elementai patrauklūs dėl keturių lygmenų sistemai būdingo žemo generacijos slenksčio, didelių sugerties bei emisijos skerspjūvių. Pademonstruotas 2,7 W vidutinės galios 11 ps trukmės impulsus generuojantis Nd³⁺:YVO4 lazeris [37]. 130 fs trukmės impulsai generuoti diodais kaupinamu Nd:stiklo lazeriu panaudojus Fabri ir Pero išsotinantį sugėriklį [38]. Pirmą kartą 64 fs trukmės impulsai generuoti Kero lęšiu sinchronizuotų modų Nd:stiklo lazeriu, tačiau vidutinė galia tesiekė 50 mW, o kaupinimui panaudotas 1 W galios titano safyro lazeris. Nors neodimio stiklo lazeriais generuojami trumpi impulsai, tačiau dėl mažo

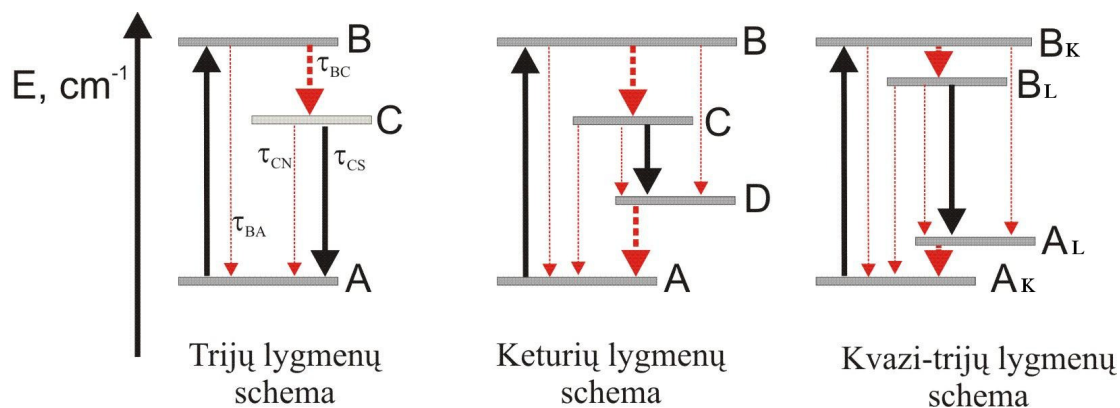
šiluminio laidumo, net 14 kartų mažesnio už Nd:YAG, bei didelio kvantinio defekto pasireiškia stiprūs termo-optiniai reiškiniai. Geresnį šiluminį laidumą turinčių Nd:YAG, Nd:KGW aktyviųjų terpių stiprinimo juostos plotis nepakankamas femtosekundinių impulsų generavimui. Didelis iterbio legiruotų aktyviųjų elementų pranašumas yra ypač mažas kvantinis defektas. 65 μ J energijos impulsai generuoti Yb:KYW regeneratyviniu stiprintuvu [39], bei 240 fs trukmės impulsai generuoti 22 W vidutinės galios Yb:KYW diskiniu lazeriu [40]. 44 μ J [41] ir daugiau nei 100 μ J [42] energijos impulsai generuoti Yb:KGW regeneratyviniais stiprintuvais. Be to, iterbio jonų turinčios medžiagos turi pakankamai platų emisijos spektrą femtosekundiniams impulsams generuoti. 69 fs trukmės impulsai generuoti Yb:BOYS lazeriu modoms sinchronizuoti panaudojus puslaidininkinį įsisotinantį SESAM veidrodį [43], 112 fs [44] ir 230 fs [42] trukmės impulsai generuoti Yb:KGW lazeriais su SESAM veidrodžiais. 101 fs trukmės impulsai generuoti Yb:KYW lazeriu, modoms sinchronizuoti taip pat naudotas SESAM veidrodis [45], 71 fs trukmės impulsai yra generuoti Kero lęšiu sinchronizuotų modų osciliatoriumi [46]. 1.1 lentelėje pateikti kelių, dažniausiai naudojamų, puslaidininkiniais lazeriais kaupinamų chromo, neodimio ir iterbio jonais legiruotų lazerinių medžiagų parametrai. Tam, kad aiškiau suprasti kokios ypatybės lemia iterbio jonais legiruotų medžiagų pranašumą femtosekundinių didelės galios lazerių kūrime, reiktų panagrinėti joms būdingą kvazi-trijų energetinių lygmenų schemą.

1.1 Lentelė. Įvairių, puslaidininkiniais lazeriais kaupinamų, lazerinių medžiagų parametrai

	Cr:LiSAF	Cr:YAG	Nd:YAG	Nd:Stiklas	Yb:YAG	Yb:Stiklas	Yb:KGW
Fluorescencijos trukmė, ms	0,067	0,003	0,23	0,29-0,36	0,95	2	0,35
Emisijos spektro plotis, nm	180	>150	0,45	18-28	6,3	>100	25
Emisijos skerspjūvis, 10-20 cm ²	4,8	82	65	40	2,1	1-1,6	2,8
Šiluminis laidumas, W/mK	3,3	13	14	1	14	1	3,8

Trijų, keturių ir kvazi-trijų lygmenų modeliai.

Daugelio lazerinių medžiagų energetinių lygmenų schemas paprastai galima nagrinėti naudojant tris modelius, tai trijų, keturių ir kvazi-trijų lygmenų modeliai, kurių principinės schemas pavaizduotos 1.2 pav.



1.2 pav. Energetinių lygmenų schemas.

Trijų lygmenų modelis. Trijų lygmenų lazerio pavyzdys galėtų būti rubino ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) lazeris. Medžiagai esant termodinaminėje pusiausvyroje jonai yra žemiausiame lygmenyje A. Paprastai aktyvatoriaus jonų lygmenys susideda iš tam tikro skaičiaus Štarko polygmenių ir priklausomai nuo aktyvaus centro sąveikos su matricos gardelės virpesiais sugerties ir emisijos spektrinės linijos yra išplitusios. Paprastumo dėlei nagrinėkime jas kaip be galo siauras juostas, tuomet, apšvitinus medžiagą spinduliuote, kurios fotonų energija yra lygi energijų skirtumui tarp A ir B lygmenų, aktyvatoriaus jonai sužadunami į aukštesnį lygmenį B. Dauguma sužadintų jonų per labai trumpą laiką (nuo 10^{-8} s iki 10^{-11} s)[27] nespinduliniu būdu relaksuoja į tarpinį, lygmenį C. Šio proceso metu energija perduodama medžiagos gardelei. Galiausiai, C jonai išspinduliavę fotoną peršoka į pagrindinį lygmenį A. Galima ir nespindulinė relaksacija, tačiau tai yra daugiafononis procesas ir esant dideliai kvanto energijai mažai tikėtinas. Jeigu C lygmens užpilda yra mažesnė nei A lygmens, tuomet jonai iš tarpinio lygmens C į pagrindinį lygmenį daugiausia pereina fotoną išspinduliavę spontaniškai, tai yra fluorescencija. Jei nustotume kaupinti

medžiaga, C lygmuo dėl fluorescencijos ištuštėtu, o populiacijos mažėjimo greitis priklausytų nuo C lygmens fluorescencijos trukmės τ , kuri paprastai yra nuo 10^{-5} s iki 10^{-3} s [27]. Esant užpildos inversijai, tarp A ir C lygmenų, populiacija C lygmenyje mažėja ir dėl savaiminių, ir dėl priverstinių šuolių, pastarieji ir sudaro lazerinę spinduliuotę. Jonų relaksacijos iš B lygmens į C lygmenį laikas yra žymiai mažesnis už laiką, per kurį jonai relaksuoja iš C lygmens į A lygmenį, tad galima teigti, kad jonų skaičius B lygmenyje palyginti su jonų skaičiumi kituose dviejuose lygmenyse yra labai mažas, taigi galime daryti prielaidą, kad visų jonų skaičius yra lygus A ir C lygmenų užpildos sumai, $N_T = N_A + N_C$. Pagrindinis trijų lygmenų sistemos trūkumas yra toks, kad norint gauti užpildos inversiją, $\Delta N > 0$, kur $\Delta N = N_C - N_A$, reikia daugiau nei pusę visų jonų sužadinti į C lygmenį, o tam sunaudojama daug kaupinimo galios. Kad geriau suprastume tokio lazerio veikimą, užrašome kinetinę lygtį trijų lygmenų lazeriui:

$$\frac{d\Delta N}{dt} = 2W_{AB}N_A - \frac{N_T + \Delta N}{\tau} - 2W_{CA}\Delta N, \quad (1.5)$$

kur τ - fluorescencinė C lygmens gyvavimo trukmė, konstanta W_{xy} parodo šuolio tikimybę ir išreiškiama taip:

$$W_{xy} = \frac{\sigma_{xy} I_{xy}}{h\nu_{xy}}, \quad (1.6)$$

kur xy – indeksai, parodantys iš kurio lygmens į kuri lygmenį pereina jonas, σ – šuolio skerspjūvis, I_{xy} – spinduliuotės intensyvumas, kai fotono energija lygi $h\nu_{xy}$, h – Planko konstanta, ν_{xy} – spinduliuotės dažnis.

Keturių lygmenų sistema. Keturių lygmenų lazerio pavyzdys galėtų būti Nd:YAG lazeris. Kaupinimo spinduliuotė sužadina aktyvatoriaus jonus iš pagrindinio lygmens A į aukščiausią lygmenį B. Iš B lygmens, kaip ir trijų lygmenų modelyje, jonai labai greitai, nespinduliniu būdu relaksuoja į lygmenį C. Iš pastarojo po spontaninio arba priverstinio šuolio pereina į lygmenį D, kuris yra aukščiau pagrindinio lygmens A. Iš lygmens D jonai labai greitai,

nespinduliniu būdu relaksuoja į lygmenį A. Šios relaksacijos trukmė yra panaši į relaksacijos tarp B ir C lygmenų trukmę ir yra daug mažesnė nei C lygmens gyvavimo trukmė.

Idealiame keturių lygmenų lazeryje lygmuo D turėtų būti tuščias, tačiau jis yra šiek tiek užpildytas dėl šiluminės užpildos. Ji yra tuo didesnė, kuo lygmuo D yra arčiau lygmens A. Aktyvatorių, esančių D lygmenyje, skaičių galime apsiskaičiuoti pagal Bolcmano pasiskirstymo išraišką:

$$N_D = N_A \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right), \quad (1.7)$$

čia N_D – jonų, esančių D lygmenyje, skaičius, N_A – jonų esančių A lygmenyje, skaičius, ΔE – A ir D lygmenų energijų skirtumas, k – Bolcmano konstanta, T – temperatūra. Keturių lygmenų sistemoje spindulinis šuolis iš sužadinto lygmens C vyksta ne į žemiausią lygmenį A, o į beveik tuščią D lygmenį, todėl daug paprasčiau sukurti užpildos inversiją nei trijų lygmenų sistemoje. Tačiau kartu su šiuo privalumu keturių lygmenų sistema turi ir papildomą trūkumą, t.y. net dviejų šuolių metu energija perduodama medžiagos gardelei šilumos pavidalu. Keturių lygmenų kinetinė lygtis būtų tokia:

$$\frac{d\Delta N}{dt} = W_{AB}N_A - \frac{\Delta N}{\tau} - W_{CD}\Delta N, \quad (1.8)$$

kur ΔN – užpildos skirtumas tarp C ir D lygmenų,

$$\Delta N = N_C - N_D = N_C, \quad (1.9)$$

visi dydžiai analogiški kaip ir trijų lygmenų lazerio kinetinėje lygtyje (1.5), jie bus naudojami ir toliau.

Kvazi – trijų lygmenų modelis. Šiame modelyje yra dvi lygmenų grupės, apatinė lygmenų grupė A ir viršutinė lygmenų grupė B. Praktinis to pavyzdys galėtų būti Yb:YAG lazeris. Lygmenys atskirose grupėse yra tiek arti vienas kito, kad kambario temperatūroje jonams užtenka energijos pereiti į aukštesnį lygmenį, esantį toje pačioje lygmenų grupėje. Kaupinant jonai, esantys žemiausiame lygmenyje A_k , sužadinami į atitinkamą lygmenį B_k viršutinių lygmenų grupėje. Sužadinus jonus į aukštesniąją lygmenų grupę po labai

trumpo laiko abiejose lygmenų grupėse nusistovi termodinaminė pusiausvyra, o kiekvieno lygmens užpildą nusako Bolcmano užpildos faktorius,

$$f_{Ai,Bi} = \frac{\exp(-E_{Ai,Bi}/kT)}{Z_{A,B}}, \quad [47] \quad (1.10)$$

kur

$$Z_{A,B} = \sum^{Ai,Bi} \exp(-E_{Ai,Bi}/kT), \quad [47] \quad (1.11)$$

f_{Ai} – Bolcmano šiluminės užpildos faktorius i lygmeniui A lygmenų grupėje, E_{Ai} – i lygmens energija, kT – šiluminė energija, Z_A – A lygmenų grupės pasidalijimo funkcija. Daugiausia sužadintų jonų bus žemiausiame viršutinės grupės lygmenyje, būtent šiame lygmenyje esantiems jonams yra didžiausia tikimybė po priverstinai išspinduliuoto fotono peršokt į žemesnę lygmenų grupę, kur vėl labai greitai nusistovi termodinaminė pusiausvyra. Užpildos skirtumas

$$\Delta N_L = f_{Bi}N_B - f_{Ai}N_A, \quad (1.12)$$

čia f_{Bi} ir f_{Ai} – atitinkamų lygmenų, tarp kurių skaičiuojame užpildos skirtumą, Bolcmano užpildos faktoriai, N_B ir N_A – elektronų skaičius B ir A lygmenų grupėse. Kinetinė lygtis kvazi – trijų lygmenų sistemai būtų tokia:

$$\frac{d\Delta N_L}{dt} = (f_{AL} + f_{BL}) \left(\Delta N_K W_K - \frac{\Delta N_L + f_{AL}N_i}{(f_{AL} + f_{BL})\tau} - \Delta N_L W_L \right), \quad (1.13)$$

čia ΔN_K – užpildos skirtumas tarp kaupinimo lygmenų, o ΔN_L – užpildos skirtumas tarp lygmenų, tarp kurių vyskta priverstinis šuolis. Tarp ΔN_K ir ΔN_L egzistuoja tiesinė priklausomybė

$$\Delta N_K = \frac{N_i (f_{AK}f_{BL} - f_{AL}f_{BK}) - \Delta N_L (f_{AK} + f_{BK})}{f_{AL} + f_{BL}}. \quad (1.14)$$

Ištačius (1.10) į (1.9) gauname tokią kinetinės lygties išraišką:

$$\frac{d\Delta N_L}{dt} = (N_i (f_{AK}f_{BL} - f_{AL}f_{BK}) - \Delta N_L (f_{AK} + f_{BK})) W_K - \frac{\Delta N_L + f_{AL}N_i}{\tau} - (f_{AL} + f_{BL}) \Delta N_L W_L \quad (1.15)$$

Palyginimas. Palyginti šiuos tris modelius tarpusavyje galima lyginant jų dinamines lygtis. Lygybėse (1.5), (1.8) ir (1.15) galima išskirti tris narius, išreikiančius kaupinimą, spontanię ir priverstinę emisiją. Pagrindinis skirtumas tarp trijų ir keturių lygmenų sistemų yra spontantinės emisijos narys. Trijų lygmenų sistemoje jis yra proporcingas visų aktyvatorių skaičiaus ir užpildos skirtumo sumai, tuo tarpu keturių lygmenų sistemoje spontaniė emisija proporcinga tik užpildos skirtumui. Taip yra dėl to, kad trijų lygmenų sistemoje užpildos inversija gaunama tik tuomet, kai sužadinama daugiau nei pusę visų aktyvatorių. Kvazi trijų lygmenų sistemą patogiau lyginti su keturių lygmenų sistema. Mažinant aktyvaus elemento temperatūrą f_{AL} Bolcmano užpildos faktorius artėja į nulį, tuo tarpu f_{BL} artėja į vienetą. Esant nulinei temperatūrai kvazi trijų lygmenų sistemos kvantinis efektyvumas susilygina su keturių lygmenų sistemos efektyvumu, tačiau dėl mažesnio kvantinio defekto energetiškai kvazi-trijų lygmenų sistema yra efektyvesnė. 76% kaupinimo galios keitimas į lazerinę spinduliuotę pademonstruotas Yb:YAG lazeriu atšaldžius aktyvųjį elementą iki 100 K [48], tai yra maksimalus teorinis 1064nm bangos ilgio spinduliuotę generuojančio ir 808 nm bangos ilgio spinduliuote kaupinamo Nd:YAG lazerio efektyvumas.

Iterbiu legiruotų medžiagų palyginimas

Pagrindinis medžiagos parametras, lemiantis kiek trumpus impulsus galima generuoti ir stiprinti, yra stiprinimo juostos plotis. 100 fs trukmės, 1 μ m centrinio bangos ilgio Gauso impulso spektro plotis pusės aukštyje yra 15 nm. Tačiau norint sugeneruoti ir pastiprinti 100 fs trukmės impulsus 15 nm pločio stiprinimo juostos nepakanka, nes impulsui sklindant lazerio optiniais komponentais pasireiškia įvairūs, tiesiogiai ar netiesiogiai spektrą įtakojantys reiškiniai, kaip fazinė savimoduliacija [49], dispersija [50], spektro siaurinimas [51] ir centrinio dažnio slinktis į ilgų bangų pusę [51].

Lazerinio lygmens gyvavimo arba fluorescencijos trukmė lemia kiek daug energijos galima sukaupti ir kiek ilgai ją galima išlaikyti. Ilgesnė fluorescencijos trukmė bei didesnis sugerties skerspjūvis taip pat reiškia ir mažesnę kaupinimo soties intensyvumą $I_{sot} = \frac{h\nu}{\sigma_a \tau (f_{AK} + f_{BK})}$, kur σ_a – sugerties skerspjūvis, ν – kaupinimo spinduliuotės dažnis, τ - fluorescencinė trukmė, o f_{AK} ir f_{BK} yra Bolcmano užpildos faktoriai lygmenų, tarp kurių vyksta šuolis kaupiniant. Nuo sužadinto lygmens gyvavimo trukmės taip pat priklauso ir dažnių diapazonas, kuriame nuolatine spinduliuote kaupinamuose regeneratyviniuose stiprintuvuose pasireiškia chaotinis elgesys [52].

Sugerties ir stiprinimo skerspjūviai lemia kaupinimo sugerties ir generacijos stiprinimo efektyvumą. Didesnis skerspjūvis reiškia didesnę sugerties ar priverstinės spinduliuotės įvykio tikimybę, o kartu ir mažesnius soties intensyvumus.

Kvantinis defektas parodo, kokia dalis sugertos kaupinimo energijos dėl skirtingų sugerties ir emisijos kvantų energijų virsta šiluma. Mažesnis kvantinis defektas ir didesnis šiluminis laidumas yra ypač svarbūs didelės vidutinės galios lazeriams, kadangi jų maksimalią galią riboja termo-optiniai reiškiniai.

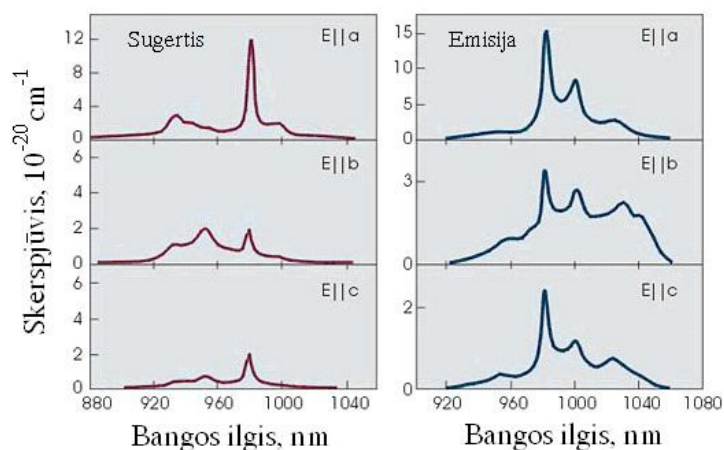
1.2 lentelėje pateikti pagrindiniai įvairių iterbiu legiruotų medžiagų parametrai, kuriuos analizuojant ir buvo pasirinkta Yb:KGW kaip tinkama medžiaga šiam darbui atlikti. Taip pat atsižvelgta į tai, kad Yb:KGW yra dvejopai laužiantis kristalas, tad tokiaime aktyviajame elemente silpniau pasireiškia temperatūrų gradiento indukuota depoliarizacija.

Medžiaga	$\Delta\lambda$ (nm)	τ (ms)	σ_a (10^{-20} cm^2)	σ_e (10^{-20} cm^2)	q (%)	ŠL (W/mK)
Yb:LSB [53], [54], [55]	40	1,7	0,98	0,13 0,28	~5,8	2,8*
Yb:YCOB [53], [56], [57]	45	2,65	0,94	0,10 0,55	~10 ~5,2	4,7
	44	2,28	1	0,33		2,1*
Yb:YAG [57], [58]	8,5	1 0,95	0,8 0,82	2,2 2,1	~8,8	11-14
	4,1 4	1,3	8,6	7,30	~13,5	2*
Yb:KGW [59], [60]	20 25	0,8	12	2,8	~4,8	3,3
Yb:KYW [59], [60]	16 24	0,7	13	3	~5,7	3,3
Yb:YLF [57]	12	2,2	0,9	0,8	~7	6*
Yb: Sc₂O₃ [57], [61]	20 11,6	0,65 0,8	4,4	1,3 1,4	~6,4	15,5* 16,5
	20	0,68	3,4	0,8	~5,4	3*
Yb: LuAG [57]	16	0,925	0,75	2,7	~10	12,6*
Yb:NaGdW [62], [63]	33	0,32 0,397	1,51 1,21	-	~5	-
	44	2,44	1,12	0,46 0,36	~7	2,1
Yb:BOYS [60], [65]	60	1,1	0,8	0,3	~7,5	1,5 1,8
Yb:CaBOYS [65]	50	1,2	0,6	0,3	~7,5	1,2
Yb:YSAG [58], [66]	12,5	1,1	0,7	1,42	~8,6	6,6
Yb:LAG [58]	6,5	0,51	0,7	3	~8,8	8
Yb:GGG [58]	12	0,8	0,46	2	~8,2	8
Yb:Y₂O₃ [58], [61]	12,2 14,5	0,85	0,24	0,98 1,06	~5,3	11 13,6
	11,5 13	0,82	0,3	1,1 1,28	~5,4	12,5
Yb:stiklas [58]	52	0,8	2,6	0,64	~5,1	0,6

1.2 lentelė. Iterbiu legiruočių medžiagų parametų palyginimas

Iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframatas (Yb:KGW).

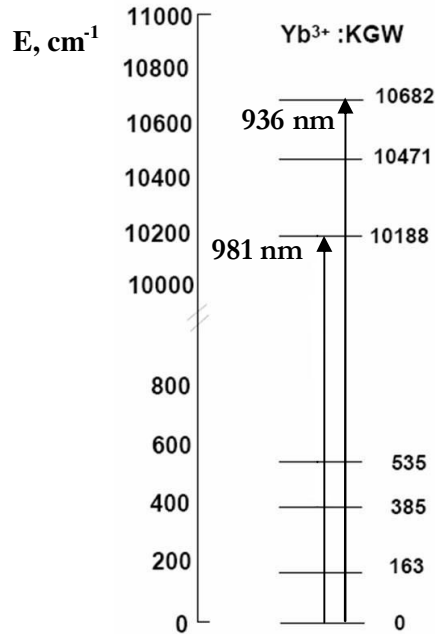
Dėl natūralaus dvejojimo, mažo kvantinio defekto, sugerties spektro, suderinamo su komercinių lazerinių diodų bangos ilgiu, pakankamai plataus emisijos spektro bei gero šiluminio laidumo Yb:KGW medžiaga yra viena tinkamiausių femtosekundinėms, didelės galios lazerinėms sistemoms kurti. 1.3 pav. pavaizduota 5% koncentracijos Yb:KGW kristalo visų orientacijų sugerties ir emisijos spektrai, išmatuoti kambario temperatūroje. Čia a, b ir c kristalografinės ašys, o E – elektrinio lauko vektorius. Orientacijos, kai E||c nenagrinėsime, nes tiek sugerties, tiek emisijos skerspjūviai šioje orientacijoje yra maži. E||a orientacijoje dominuoja sugerties maksimumas ties 981 nm bangos ilgiu, tuo tarpu E||b orientacijoje galima išskirti du sugerties maksimumus ties 936 nm ir 981 nm atitinkamai. Panašaus bangos ilgio spinduliuotę generuoja komerciniai didelės galios InGaAs/GaAs puslaidininkiniai lazeriai.



1.3 pav. 5% koncentracijos Yb:KGW kristalo sugerties ir emisijos spektras įvairiose orientacijose, kambario temperatūroje

1.4 pav. pavaizduota Yb:KGW aktyvaus elemento lygmenų schema bei du šuoliai, atitinkantys maksimumus sugerties spektre ties 981 nm ir 936 nm bangos ilgiais. 981 nm bangos ilgio spinduliuotės sugerties koeficientas yra gerokai didesnis lyginant su 936 nm, tačiau kaupinant 981 nm bangos ilgio

spinduliuote šuolis vyksta į didžiausią viršutinėje lygmenų grupėje šiluminę užpildą turintį lygmenį, kaupinant 936 nm – į mažiausią. Lentelėje 1.3 pateikta kaupinimo soties intensyvumai I_{sot} , kaupinant įvairiomis sąlygomis.



1.4 pav. Yb:KGW $F_{7/2}$ ir $F_{5/2}$ energetinių lygmenų schema

Labai svarbu intensyviai kaupinti kvazi-trijų lygmenų sistemą turintį aktyvųjį elementą, kad nepasireikštų reabsorbicija, dėl kurios trumpesnio bangos ilgio generacijos komponentėms atsirastų papildomi nuostoliai arba tiesiog mažesnis stiprinimas. Nors Ellb orientuoto kristalo emisijos spektras yra šiek tiek platesnis dėl daug didesnės sugerties, geriau rinktis Ella orientuotą kristalą ir kaupinti jį 981 nm bangos ilgio spinduliuote.

Kaupinimo poliarizacija	$\sigma_a, 10^{-20} \text{ cm}^2$	$\sigma_e, 10^{-20} \text{ cm}^2$	$I_{sot}, \text{ kW/cm}^2$
981 nm, Ella	16	2.8	3.2
981 nm, Ellb	2.5	2.2	20.1
936 nm, Ella	3.4	2.8	31.5
936 nm, Ellb	1.7	2.2	63

1.3 lentelė. Yb:KGW 5% koncentracijos kristalo parametrai

2. Rezonatoriaus modeliavimas.

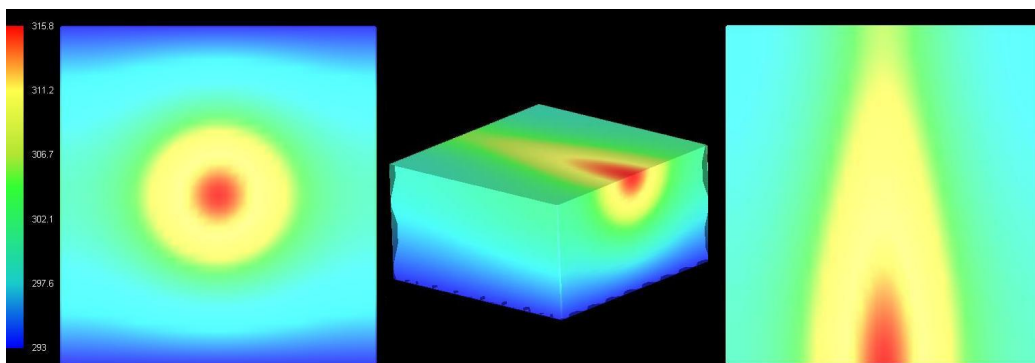
Rezonatorius yra viena iš lazerio sudedamųjų dalių. Paprastai tai yra veidrodžių, atspindinčių aktyviajame elemente stiprinamą spinduliuotę ir užtikrinančių atgalinį ryšį, sistema. Kad užtikrintume atgalinį ryšį, rezonatorius turi tenkinti pastovumo sąlygą, t.y. stiprinamas pluoštas po tam tikro skaičiaus eigų rezonatoriuje turi atkartoti pats save. Stiprinamo pluošto kokybė priklauso nuo jo skersinės modos. Geriausia kokybė yra Gauso pluošto. Tai atitiktų nulines eilės skersinę modą. Aukštesnės eilės skersinių modų pluoštų skėstis yra didesnė. Siekiant generuoti Gauso pluoštą, didinami nuostoliai aukštesnės eilės modoms, tai realizuojama rezonatoriuje patalpinus erdvinius filtrus. Naudojant skersgalinio kaupinimo schemą, kaupinimo pluoštas veikia kaip minkštas erdvinis filtras, ypač gerai aktyviose medžiagose, kuriose pasireiškia reabsorbicija stiprinamai spinduliuotei. Taigi rezonatoriaus modeliavimas būtinas ne tik pastovaus rezonatoriaus konfigūracijai rasti, tačiau ir tokį rezonatorių turinčio lazerio generuojamo Gauso pluošto parametrus apskaičiuoti.

Pagrindiniai uždaviniai modeliuojant rezonatorių yra šie:

1. Sutapatinti skersinę rezonatoriaus modą aktyviajame elemente su kaupinimo moda.
2. Parinkti tinkamą modą, kad lazeriui veikiant spinduliuotės energijos tankis ar intensyvumas rezonatoriuje neviršytų optinių elementų optinio pažeidimo slenksčio.
3. Parinkti aktyvaus elemento tinkamą vietą rezonatoriuje taip, kad rezonatoriaus skersinės modos diametras, mažėjant termo-lęšio aktyviajame elemente židinio nuotoliui, pakistų kuo mažiau.
4. Regeneratyvinio stiprintuvo rezonatorius turi būti pakankamai ilgas, kad pridėjus įtampą prie Pokelso elemento per impulso eigos rezonatoriuje laiką suspėtų pasikeisti Pokelso elemento būsena ir nusloptų sužadinti akustiniai virpesiai.

Aktyvaus elemento forma.

Dalis kaupinimo energijos dėl kvantinio defekto aktyviajame elemente virsta šiluma, tad kuriant didelės vidutinės galios kietakūnius lazerius yra būtinas efektyvus aktyvaus elemento aušinimas. Norint pagerinti šilumos išvedimą iš aktyvaus elemento, reikia didinti jo paviršiaus plotą bei paviršiaus ir tūrio santykį. Tačiau net ir efektyviai išvedant šilumą iš aktyviojo elemento, susiduriama su termo-optiniais reiškiniais, kurie gali riboti maksimalią lazerio išvadinę galią. Priklausomai nuo kaupinimo schemos, kaupinimo bei generacijos modų, aktyvaus elemento geometrijos, medžiagos fizikinių parametrų bei aušinimo būdo medžiagoje atsiranda temperatūros gradientai (2.2 pav.) Kadangi medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo temperatūros, kartu su temperatūros gradientu atsiranda ir lūžio rodiklio gradientas. Tokiu būdu aktyvusis elementas lazeryje yra kintančių parametrų optinis elementas, keičiantis rezonatoriaus stabilumą. Paveiksle (2.2 pav.) pavaizduota temperatūros pasiskirstymas kubiniame, iš galo kaupinamame aktyviajame elemente, kai papildomai aušinamos dvi, lygiagrečios kaupinimui, aktyvaus elemento sienos. Kaip matosi, skersai kaupinimo sklidimo ašies susidaro temperatūros gradientas, o kartu ir lūžio rodiklio gradientas, kuris tiek kaupinimo pluoštą, tiek lygiagrečiai sklindantį generacijos pluoštą veiktų kaip gradientinis lęšis.



2.2 pav. Temperatūros pasiskirstymas kubiniame, iš galo kaupinamame aktyviajame elemente, kai papildomai aušinamos dvi, lygiagrečios kaupinimui, aktyvaus elemento sienos.

Galima išskirti dvi kietakūnių lazerių aktyvaus elemento geometrijos koncepcijas, kurios yra atsparios termo-optiniams reiškiniams, tai – šviesolaidinis [67] ir diskinis [68] aktyvusis elementas. Šviesolaidinis vienamodis aktyvusis elementas visame savo ilgyje palaiko vienodą skersinę modą, o optinių paviršių išsigaubimo galima išvengti prie aktyviais jonais legiruoto šviesolaidžio galų prilydžius nelegiruoto šviesolaidžio atkarpas. Diskiniame aktyviajame elemente temperatūros gradientas susidaro išilgai kaupinimo ir generacijos pluoštų, nes aušinamas statmenas jiems paviršius, be to, kaupinimo pluoštas yra suformuojamas aukšto laipsnio supergauso profilio. Geometrinis šių koncepcijų skirtumas yra aktyvaus elemento ilgio ir skersinių matmenų santykis, šviesolaidinio aktyvaus elemento ilgis $L_s \gg r_s$, r – skersinis matmuo, radiusas, diskinio – $L_D \ll r_D$, be to, $L_s \gg L_D$ ir $r_s \ll r_D$. Ilgių ir apertūros skirtumas lemia skirtingą netiesinių procesų, tokių kaip Ramano sklaida, susifokusavimas ar fazinė savimoduliacija, slenkstį. Skirtingų optinių elementų netiesiškumą galima įvertinti lyginant B integralą, $B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz$, kur n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, $I(z)$ – spinduliuotės intensyvumas išilgai pluošto sklidimo krypties z . B integralas parodo, koks yra netiesiškumo įtakotas fazės pokytis spinduliuotei praėjus per nagrinėjamą medžiagą. Didelės galios lazeriams priimtina B integralo reikšmė yra $B \leq 3$ [69]. Paprastai diskinio elemento matmuo išilgai generacijos pluošto yra kelių šimtų mikrometrų eilės [30, 73], tuo tarpu šviesolaidinio aktyvaus elemento ilgis yra metrų eilės [27, 70], tai yra maždaug 10^4 kartų ilgesnis. Be to, naudojant diskinį elementą galima mažinti intensyvumą didinant skersinius pluošto matmenis, tuo tarpu $1 \mu m$ bangos ilgio spinduliuotei vienamodžio šviesolaidžio su stačiakampiu lūžio rodiklio pasiskirstymu maksimalus šerdies diametras yra $\sim 30 \mu m$ [71]. Šviesolaidinių elementų koncepcijai galima priskirti ir taip vadinamus fotoninius kristalus, kurių šerdies diametras gali būti ir didesnis $\sim 60 \mu m$ [71].

Skirtinga aktyvaus elemento geometriją taip pat lemia ir stiprinimo galimybės. Maksimalūs mažo signalo stiprinimai įvairios geometrijos elementuose gauti atlikus skaitmeninį modeliavimą [72], kurių rezultatai pateikti 2.1 lentelėje.

Elementas	Stiprinimas	Elementas	Stiprinimas
Strypinis ($r_d = L_d$)	2.53	Strypinis ($L_s = 5r_s$)	20.5
Diskinis ($r_d = 10L_d$)	1.27	Strypinis ($L_s = 10r_s$)	112
Diskinis ($r_d = 100L_d$)	1.04	Šviesolaidinis ($L_s = 100r_s$)	2.7×10^4

2.1 Lentelė. Maksimalus mažo signalo stiprinimas įvairios geometrijos AE.

Didesnis stiprinimas ypač svarbus regeneratyviniuose stiprintuvuose, kadangi kiekvienos eigos metu dalis šviesos prarandama dėl nuostolių rezonatoriuje, be to, mažiau pasireiškia spektro siaurinimas [51]. Kita vertus, esant dideliame stiprinime stiprintuvas gali pradėti stiprinti spontanine emisiją. Diskiniame lazeryje spontanine emisijos stiprinimas pasireiškia skersinėse koordinatėse, t.y. statmenai stiprinamai spinduliutei, tačiau šviesolaidiniuose lazeryuose spontanine emisija stiprinama kartu su stiprinama spinduliute, tai ne tik mažina inversiją, bet ir blogina signalo kontrastą. Kompromisas tarp šių dviejų koncepcijų yra strypinis aktyvusis elementas, kurio skersiniai matmenys yra sulyginami su jo išilginiais matmenimis, tačiau naudojant strypinį AE maksimalią lazerio galią riboja termo-optiniai reiškiniai. Dėl šios priežasties ypač svarbu, kad skersinė rezonatoriaus moda būtų kuo mažiau jautri termo-optiniams reiškiniams. Absoliuti AE temperatūra yra taip pat svarbi, nes nuo jos priklauso aktyvių jonų energetinių lygmenų užpildos faktoriai: kuo temperatūra žemesnė, tuo mažesnis iterbio jonais legiruoto AE kaupinimo sotes intensyvumas. Minimizuoti absoliučią AE temperatūrą reiškia mažinti AE matmenis šilumos nuvedimo kryptimi bei didinti matmenis lygiagrečiai generacijai ir kaupinimo pluoštui. Minimalūs AE matmenys skersinėse

koordinatėse priklauso nuo rezonatoriaus modos, t.y. AE turi būti pakankamų matmenų, kad rezonatoriuje nebūtų difrakcinių nuotolių ties AE. Per apvalią r radiuso apertūrą praėjusio Gauso profilį turinčio pluošto galia $P(r, z) = P_0 \left(1 - e^{-2r^2/w^2(z)}\right)$, kur P_0 – galia prieš apertūrą, o $w(z)$ – pluošto radiusas ties apertūra. Per $r = 3w(z)$ radiuso apertūrą praeina 99,75% galios. Išilginio kaupinimo schemoje nuo kaupinimo pluošto skėsties ir diametro priklauso kokiam ilgyje efektyviai persiklos kaupinimo ir generacijos modos. Didelės galios puslaidininkinių lazerių pluošto kokybės parametras $M^2 = \sqrt{M_x^2 M_y^2} \approx 30$, čia M_x^2, M_y^2 yra pluošto kokybės parametrai lygiagrečioje ir statmenoje puslaidininkiniai sandūrai ašyse. Taigi kaupinimo pluošto skėstis yra maždaug 30 kartų didesnė nei generacijos pluošto, tiek pat yra trumpesnis ir kaupinimo pluošto sąsmaukos ilgis. Kaupinimo pluošto sąsmaukos ilgis $d = \frac{2\pi\omega_0^2}{M^2\lambda}$ ir lemia maksimalų strypinio AE ilgį naudojant išilginį kaupinimą, čia ω_0 – sąsmaukos diametras, λ – bangos ilgis. Minimizuoti termo-optinius reiškinius strypiniame elemente galima ilginant AE ilgį ir parenkant tinkamą aktyvių jonų koncentraciją, tokią, kad kuo tolygiau pasiskirstytų dėl kvantinio defekto išsiskirianti šiluma.

Rezonatoriaus stabilumo tyrimas.

Norint aprašyti spindulio sklidimą optinėje sistemoje, kurioje yra lęšiai, veidrodžiai, skirtingų lūžio rodiklių medžiagos ar kiti elementai, galima naudotis ABCD matricų formalizmu. Kiekvienas optinės sistemos elementas aprašomas tam tikra matrica. Visos optinės sistemos matricą gauname sudauginę atskirų elementų matricas. Kaip žinome, iš matricų daugybos $A \times B \neq B \times A$, taigi labai svarbu visą optinę sistemą teisingai padalinti į atskirus elementus, sekančius tam tikra tvarka. Spindulys aprašomas dviem koordinatėmis, atstumu nuo pasirinktos ašies ir kampu tarp spindulio ir

pasirinktosios ašies. Esant mažiems kampams, t.y. kai spinduliai yra paraksialūs, matricų elementai labai supaprastėja, nes $\tan \theta \approx \sin \theta \sim \theta$.

Atstumo matrica užrašoma taip:

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

kur d yra atstumas. Plono lęšio matrica yra tokia:

$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

čia f – lęšio židinio nuotolis. Sferinio veidrodžio matrica:

$$M_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

kur R – sferinio veidrodžio kreivumo radiusas.

Sistemos, susidedančios iš kelių optinių elementų, kurių matricos atitinkamai yra M_1, M_2, M_3 ir M_4 , ABCD matricą M gausime sudauginus šias matricas priešinga spindulio sklaidimo kryptčiai eiles tvarka,

$$M = M_4 * M_3 * M_2 * M_1 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

Jei ši sistema yra rezonatorius, jo stabilumo sąlyga užrašoma taip:

$$-1 \leq \left(\cos \theta = \frac{A+D}{2} \right) \leq 1. \quad (2.5)$$

Pridėję vienatę ir padalinę iš dviejų gauname:

$$0 \leq \frac{A+D+2}{4} \leq 1. \quad (2.6)$$

Tai reiškia, kad spindulys po kažkiek eigų rezonatoriuje grįžta į pradinę padėtį.

Visa tai taikoma darant prielaidą, kad elektromagnetines bangas galime nagrinėti kaip spindulius, tačiau reikia suprasti tokio taikymo ribotumą. Spindulys – tai ne laukas, neturi amplitudės, fazės, erdvinio išplitimo. Gauso pluoštas rezonatoriuje apibūdinamas kompleksiniu parametru q , kuriam atvirkštinis dydis išreiškiamas taip:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi w^2}, \quad (2.7)$$

čia R – pluošto kreivumo radiusas, w – pluoštelio radiusas, o λ – bangos ilgis. ABCD matricų dėsnis teigia, kad Gauso pluoštui sklindant optine sistema kompleksinis pluošto parametras q transformuojasi taip:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad (2.8)$$

kur A, B, C, D – optinės sistemos matricos elementai, o q_1 ir q_2 – kompleksiniai pluošto parametrai įėjimo ir išėjimo plokštumose. Jeigu pluoštui apėjus rezonatorių jo kompleksinis pluošto parametras bus toks pat kaip ir pradžioje, rezonatorius bus stabilus. Pasinaudojus ABCD matricų dėsniu iš (2.8) išraiškos galima išreikšti stabilaus rezonatoriaus kompleksiniam pluošto parametrai atvirkštinį dydį,

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} - j \frac{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/2}}{B}, \quad (2.9)$$

kur A, B, C, D – rezonatoriaus matricos elementai. Iš (2.9) ir (2.7) išraiškų galima išreikšti pluošto fronto kreivumo radiuso ir pluošto radiusą:

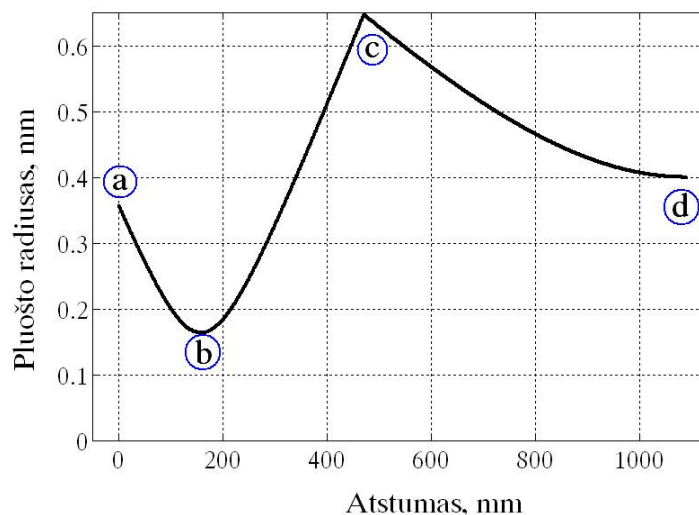
$$R = -\frac{2B}{A-D}, \quad (2.10)$$

o

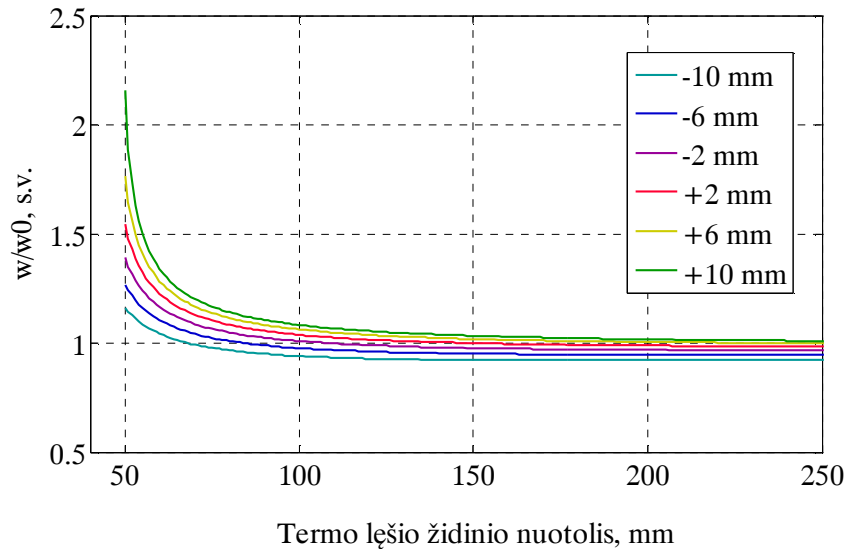
$$w = \sqrt{\frac{\lambda B}{\pi \left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/2}}}. \quad (2.11)$$

Apskaičiavus pluošto radiusą kiekviename rezonatoriaus taške (2.3 pav.), nesunku paskaičiuoti kokie galimi spinduliuotės intensyvumai ir energijos tankiai ties optiniais elementais lazeriui veikiant įvairiais režimais. Veidrodžių, lęšių ir kitų, pralaidumui ar atspindžiui naudojamų, bet nesugeriančių kaupinimo ar lazerinės spinduliuotės, elementų parametrai nepriklauso nei nuo kaupinimo galios, nei nuo spinduliuotės galios rezonatoriuje, tuo tarpu aktyvus elementas veikia kaip kintamų parametru optinis elementas. Esant nevienodam stiprinimui skersinėse koordinatėse aktyviajame elemente pasireiškia (*gain guiding*) reiškinys [12], bet daug

reikšmingesni yra termo-optiniai reiškiniai. Paprastumo dėlei kaupinimo pluošto ir lazerinės spinduliuotės indukuotą termo-lęšį aktyviajame elemente laikysime plonu sferiniu lęšiu ir aprašysime plono lęšio matrica. Kaupinant didesne nei 10W galia strypinį Yb:KGW aktyvųjį elementą, indukuojamas trumpesnio nei 100 mm židinio nuotolio termo-lęšis [73]. Rezonatoriaus atsparumą termo-lęšiui nagrinėjame lygindami, kiek pasikeičia rezonatoriaus skersinės modos radiusas keičiant termo-lęšio židinio nuotolį. Modos radiuso kitimas kritiškiausias yra aktyviajame elemente, kadangi keičiasi generacijos ir kaupinimo modų persiklojimas. Esant termo-lęšiui, modos spindulys aktyviajame elemente taip pat priklauso ir nuo AE vietos rezonatoriuje (2.4 pav.)

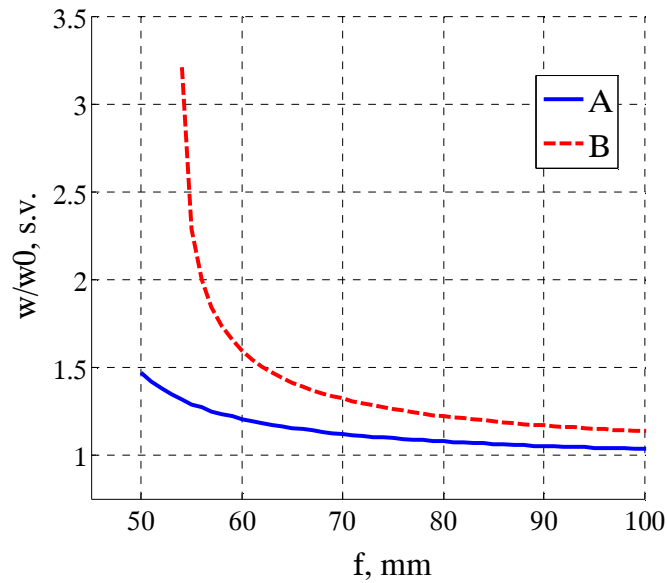


2.3 pav. Modos spindulys rezonatoriuje. Raidė a žymi galinio sferinio veidrodžio vietą, b – aktyvaus elemento vietą, c – lankstančio sferinio veidrodžio arba lęšio vietą, d – galinio plokščio veidrodžio vietą.

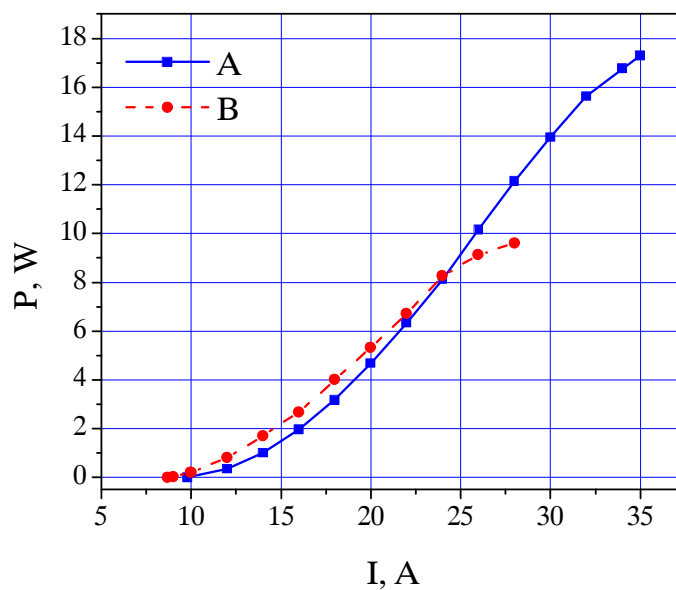


2.4 pav. Rezonatoriaus modos spindulio priklausomybė nuo termo-lęšio židinio nuotolio f esant skirtingoms AE padėtims rezonatoriuje, w_0 – modos radiusas, kai $f = \infty$. Skirtingos linijos žymi skirtingas AE padėtis $\pm(2, 4, 6, 8, 10)$ mm aplink sąsmauką.

Pageidautina, kad modos radiusas prie kuo trumpesnio židinio nuotolio termo-lęšio liktų kuo artimesnis modos radiusui rezonatoriuje be termo-lęšio. Palyginimui, 2.5 pav. pavaizduota dviejų panašių A ir B lazerių rezonatoriaus modos spindulio priklausomybė nuo termo-lęšio židinio nuotolio, o 2.6 pav. pavaizduota tų pačių lazerių galios priklausomybė nuo kaupinimo srovės. Palygintų A ir B rezonatorių konfigūracija susideda iš keturių veidrodžių: dviejų sferinių veidrodžių, esančių abipus aktyvaus elemento, ir dviejų plokščių veidrodžių rezonatoriaus galuose. Abiem atvejais, neįvertinus termo-lęšio, sąsmaukoje patalpintame aktyviajame elemente pluošto matmenys yra artimi, o skiriasi tik sferinių veidrodžių kreivumo radiusas ir atstumai tarp veidrodžių. Kaip matosi iš 2.5 pav., B lazerio rezonatorius yra jautresnis termo-lęšiui aktyviajame elemente, dėl to jo išvadinė galia įsisotina prie mažesnės kaupinimo srovės nei A lazeryje, (2.6 pav.).



2.5 pav. A ir B lazerių rezonatoriaus modos spindulio aktyviajame elemente priklausomybė nuo lęšio esančio ties aktyviuoju elementu židinio nuotolio kitimo.



2.6 pav. A ir B lazerių išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios.

Netiesinio elemento ABCD matrica. Medžiagos lūžio rodiklio netiesiškumas svarbus su lazerio pluošto sklidimu medžiagoje susijusiems reiškiniams, tokiems kaip susifokusavimas ir savimoduliacija. Bendru atveju lūžio rodiklio netiesiškumas gali būti apibrėžtas kaip medžiagos lūžio rodiklio arba lūžio rodiklio erdvinio pasiskirstymo kitimas sąlygotas medžiagoje

esančių elektromagnetinių bangų, o lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo gali būti išreikšta taip:

$$n(\vec{r}, t) = n_0(\vec{r}, t) + \Delta n[I(\vec{r}, t)], \quad (2.12)$$

kur n_0 – tiesinis lūžio rodiklis, o Δn – nuo intensyvumo I priklausanti lūžio rodiklio dalis.. Kadangi nagrinėjamas netiesinis lūžio rodiklis yra sąlygotas trečios eilės netiesiškumo $\chi^{(3)}$ (juo pasižymi visos medžiagos), tai paprastumo dėlei nagrinėkime izotropines medžiagas. Kero tipo medžiagai:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad (2.133)$$

kur

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |E|^2 \quad (2.14)$$

ir

$$n_2 = \frac{3}{(8n_0)} \chi^{(3)}, \quad (2.15)$$

čia n_2 – netiesinis lūžio rodiklis. Gauso pluoštui su plokščiu bangos frontu patekus į ploną netiesinę medžiagą dėl netiesinio lūžio rodiklio turėsime moduluotą lūžio rodiklį:

$$n = n_0 + n_2' I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right), \quad (2.16)$$

kur w – pluošto spindulys, r – atstumas nuo ašies, o

$$n_2' = \frac{n_2}{\varepsilon_0 n_0 c}. \quad (2.17)$$

Atstumams artimiems ašiai:

$$n \approx n_0 \left(1 - \frac{2n_2' I_0 r^2}{n_0 w^2}\right). \quad (2.18)$$

Medžiaga su paraboliniu lūžio rodiklio pasiskirstymu fokusuoja sklindantį pluoštą, o netiesinio lūžio židinio nuotolis yra:

$$f = \frac{n_0 w^2}{4n_2' I_0 L}, \quad (2.19)$$

kur L – netiesinės medžiagos ilgis. Esant ilgai netiesiniai medžiagai galimas pluošto susifokusavimas. Galia, prie kurios fokusavimas susilygina su difrakcija, vadinama kritine galia:

$$P_c = \frac{c\varepsilon_0\lambda^2}{2\pi n_2}. \quad (2.20)$$

Yb:KGW medžiagos $n_2 = 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$, o kritinė galia $P_c = 0.9 \cdot 10^6 \text{ W}$, palyginus su Ti:safyro $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$, $P_c = 1.7 \cdot 10^6 \text{ W}$ ji yra beveik 2 kartus mažesnė. Rezonatoriuje patalpinus plyšį ten, kur pluošto radiusas mažėja dėl Kero lęšio fokusavimo, gauname, jog nuostoliai ties plyšiu didesnės galios impulsams yra mažesni. Kadangi galia tiesiškai proporcinga impulso energijai ir atvirkščiai proporcinga trukmei, gauname, kad didesnės energijos ir mažesnės trukmės impulsams nuostoliai ties plyšiu yra mažesni. Kaip papildoma apertūra gali veikti ir kaupinimo moda, t.y. Kero lęšio fokusuojamas generacijos pluoštas persikloja su kaupinimo pluoštu taip, kad būtų daugiau stiprinamas ir nepatirtų nuostolių dėl reabsorbicijos. Parametras δ , kuriuo yra vertinama rezonatoriaus galimybė veikti Kero lęšio sinchronizuotų modų veikoje išreiškiamas taip:

$$\delta = \left(\frac{1}{w} \frac{dw}{dP} \right)_{P=0}, \quad (2.21)$$

kur w – pluošto radiusas nagrinėjamoje plokštumoje, statmenoje pluošto sklidimo kryptčiai. Jis parodo, kaip stipriai keisis puošto spindulys kintant galiai rezonatoriuje, taške, kai $P=0$, nuo ko ir priklauso Kero lęšio modų sinchronizacijos startavimas esant savaiminėms intensyvumo fliktuacijoms. Norint apskaičiuoti rezonatoriaus delta reikšmių žemėlapij reikia žinoti Kero elemento ABCD matricą.

Poliarizuotos šviesos elektrinio lauko svyravimai išilgai sklidimo ašies z aprašomi lygtimi:

$$E = \frac{1}{2} \{ u \exp[i(\omega t - kz)] + c.c. \}, \quad (2.22)$$

kur ω yra kampinis dažnis, $k = n_0 \omega / c$, kur c – šviesos greitis vakuume, n_0 – tiesinis lūžio rodiklis, u – kompleksinė lauko amplitudė, lėtai kintanti z atžvilgiu

ir *c.c.* – kompleksiškai jungtinis dydis. Paraksialinis skaliarinės difrakcijos artinys aprašomas lygtimi:

$$\nabla_T u - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} + k^2 \frac{n_2}{n_0} |u|^2 u = 0, \quad (2.23)$$

kur ∇_T yra dviejų, statmenų z ašiai, koordinačių Laplaso operatorius.

Tarkime, kad cilindriškai simetrinio pluoštelio intensyvumo profilis išlieka Gausinis jam sklindant. Tokio pluoštelio kompleksinis laukas gali būti aprašomas taip:

$$u(r, z) = (U/w) \exp\left[-(r/w)^2 - ikr^2/2R + i\varphi\right], \quad (2.24)$$

kur r – atstumas nuo z ašies, U – amplitudė, tuo tarpu pluoštelio radiusas w , kreivumo radiusas R ir fazių skirtumas φ yra funkcijos, priklausančios tik nuo z . Amplitudė išlieka pastovi nesikeičiant pluošto galiai, tarp jų egzistuoja sąryšis $P = \pi c \varepsilon_0 n_0 U^2 / 4$. Norint išspręsti (2.23) lygtį $|u|^2$ galima aprašyti paraboliniu artiniu:

$$|u|^2 \approx \frac{3U^2}{4w^2} \left(1 - \frac{2r^2}{3w^2}\right). \quad (2.25)$$

Įrašius (2.24) ir (2.25) į (2.23) gaunamos keturios diferencialinės lygtys, viena susijusi su pluoštelio galios pastovumu $P = \pi c \varepsilon_0 n_0 U^2 / 4$, o kitas tris išsprendus galima gauti $w(z)$, $R(z)$ ir $\varphi(z)$ funkcijas. Sprendiniai užrašomi taip:

$$w^2(z) = w_1^2 \left[\left(1 + \frac{z}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi n_0 w_1^2}\right)^2 \left(1 - \frac{P}{P_c}\right) \right], \quad (2.26)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \left(\frac{w_1}{w(z)}\right)^2 \left[\frac{1}{R_1} + \frac{z}{R_1^2} + z \left(\frac{z}{\pi n_0 w_1^2}\right)^2 \left(1 - \frac{P}{P_c}\right) \right], \quad (2.27)$$

$$\varphi(z) - \varphi_1 = \frac{1 - 3P/2P_c}{\sqrt{1 - P/P_c}} \left[\arctan\left(\frac{\pi n_0 w^2(z)}{\lambda R(z) \sqrt{1 - P/P_c}}\right) - \arctan\left(\frac{\pi n_0 w_1^2}{\lambda R_1 \sqrt{1 - P/P_c}}\right) \right]. \quad (2.28)$$

Pertvarkius kompleksinį parametą laisvam sklidimui aprašyti gauname $1/q$ parametą, kurio menamoji dalis yra padauginta iš daugiklio $\sqrt{1-P/P_c}$.

Žinant kompleksinio spindulio išraišką:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi n_1 w^2} \quad (2.29)$$

ir ABCD dėsnį:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad (2.30)$$

įrašius (2.26) ir (2.27) išraiškas galima išreikšti netiesinio elemento ABCD matricą:

$$M = \sqrt{1-\gamma} \begin{pmatrix} 1 & d_e \\ -\gamma / [(1-\gamma)d_e] & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

kur ,

$$\gamma = \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d_e} - \frac{\lambda d_e}{2\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \frac{P}{P_c}. \quad (2.32)$$

Matrica M aprašo tiek tiesinį, tiek ir netiesinį sklidimą. Tam kad atskirtume šias dalis, matricą M galima suskaidyti į tris matricas:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & d_e/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} M_k \begin{pmatrix} 1 & d_e/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

kur kraštinės matricos aprašo tiesinį pluoštelio sklidimą per pusės netiesinio elemento ilgio n lūžio rodiklio medžiagą, o matrica M_k aprašo netiesinį poveikį, tada gauname:

$$M_k = 1/\sqrt{1-\gamma} \begin{pmatrix} 1-\gamma/2 & -\gamma d_e/4 \\ -\gamma/d_e & 1-\gamma/2 \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Plono lęšio ir sklidimo išilgai z ašiai matrica gali būti supaprastinta ir užrašyta taip:

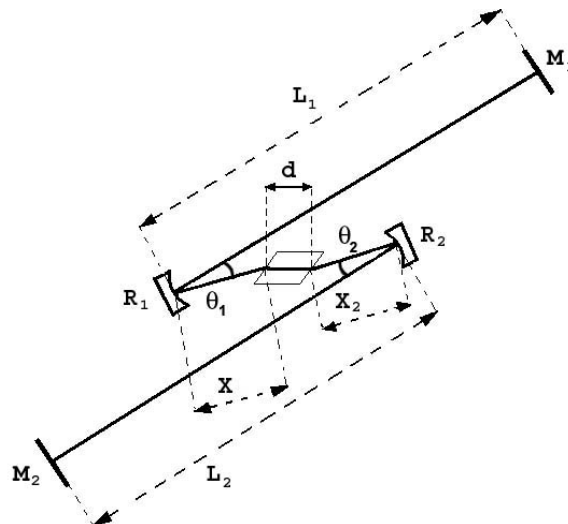
$$\begin{pmatrix} 1 & z \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.35),$$

jeigu ją palygintume su (2.34) esant mažoms γ reikšmėms gautume:

$$M_k \approx \begin{pmatrix} 1 & -\gamma d_e / 4 \\ -\gamma / d_e & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

kur $1/f_k = \gamma/d_e$ ir $z_k = -\gamma d_e/4$, f_k atitiktų fokusuojančio lęšio židinio nuotolį, o z_k – neigiamą atstumą. Tokiu būdu Kero netiesiškumas rezonatoriuje įvertinamas dviem poveikiais: pluošto fokusavimu ir optinio kelio Kero elemente trumpėjimu.

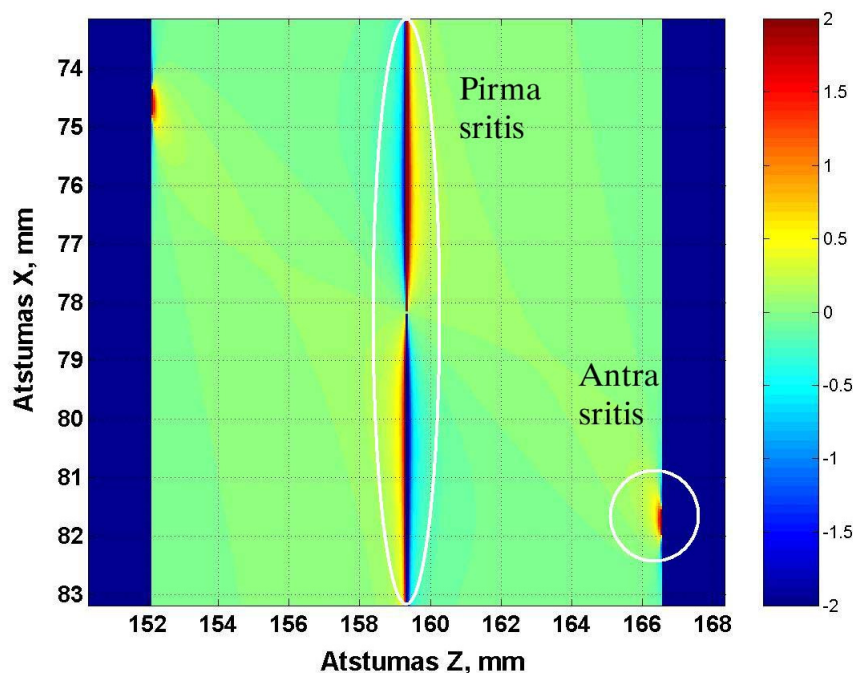
Keturių veidrodžių rezonatorius. Panaudojus netiesinio Kero elemento ABCD matricą buvo modeliuojamas Z formos keturių veidrodžių rezonatorius (2.7 pav.) siekiant ištirti jo delta reikšmių žemėlapi, pastovumą ir pluošto parametrus.



2.7 pav. Keturių veidrodžių rezonatoriaus schema

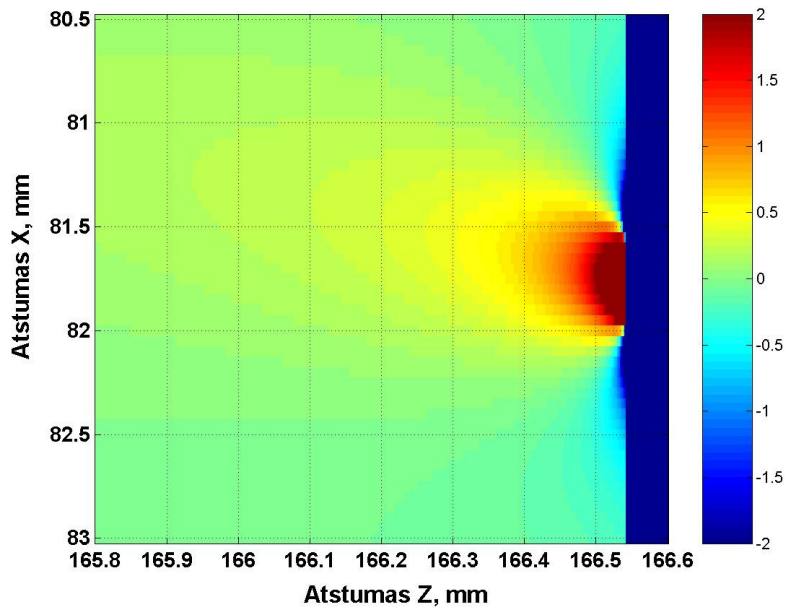
Keičiant atstumus L_1 ir L_2 galima keisti rezonatoriaus ilgį, taigi ir impulso eigos rezonatoriumi laiką. Didinant rezonatoriaus ilgį mažėja impulsų pasikartojimo dažnis. Taigi išlaikant vienodą išvadinę galią generuojami didesnės energijos impulsai. Pasirenkame $L_1=L_2=850$ mm. R_1 ir R_2 kreivumo spindulio sferiniai veidrodžiai apsprendžia pluošto modos spindulį aktyviame elemente. Šiame rezonatoriuje aktyviam elementui kaupinti naudojamas lazerinis diodas, kurio pluoštas pertvarkytas pluošto formuotuvo. Pastarasis suformuoja apie $80 \mu\text{m}$ diametro modą, taigi norint turėti optimalų generacijos

ir kaupinimo modų persiklojimą sferinių veidrodžių kreivumo radiusai $R_1=R_2=150$ mm. Norint pilnai kompensuoti astigmatizmą, kampai θ_1 ir θ_2 turėtų būti lygūs, $\theta_1=\theta_2=4,5$ laipsnio, tačiau to realizuoti nebuvo galima dėl rezonatoriaus konstrukcijos savitumų. Liko du atstumai, x ir x_2 , kuriuos keičiant gaunamas δ reikšmės žemėlapis, tačiau yra priimta δ reikšmės žemėlapi vaizduoti skirtingoms x ir z reikšmėms, kur $z=x+x_2+d$, 2.8 pav.

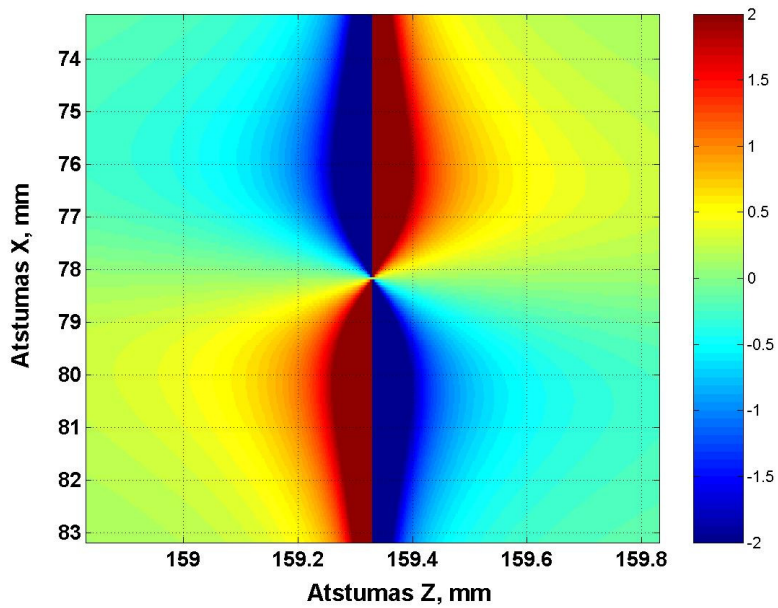


2.8 pav. Simetrinio keturių veidrodžių rezonatoriaus δ reikšmių žemėlapis. Baltai apvestos sritys, kuriose yra neigiamų δ reikšmių

Iš grubaus mastelio δ reikšmių žemėlapiro (2.8 pav.) galima išskirti sritį $(152,1 < z < 166,6)$, kurioje rezonatorius tenkina pastovumo sąlygą, bei kelias sritis joje, kuriose δ reikšmė yra neigiama. Kadangi δ reikšmių žemėlapis yra simetriškas, užtenka paskaičiuoti dviejų sričių detalesnius δ reikšmės žemėlapius (2.9 pav.) ir (2.10 pav.) Dirbti antrojoje srityje praktiškai neįmanoma, kadangi tektų dirbti labai arti rezonatoriaus stabilumo ribos ir net keliais mikrometrais pakitus x ir z atstumams, rezonatorius pasidaro nebestabilus arba dirba tokioje δ reikšmių žemėlapiro vietoje, kurioje δ reikšmė yra artima nuliui. Šia sritimi daugiau nesidomėsime.

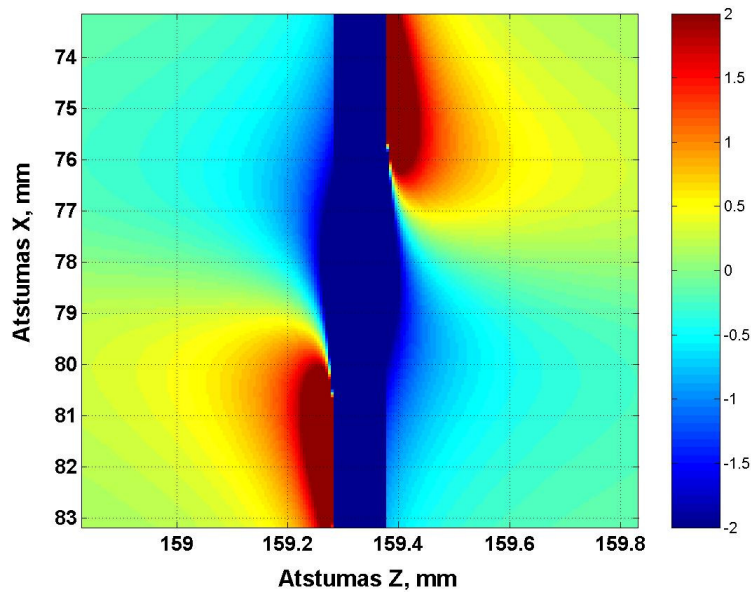


2.9 pav. Antrosios srities δ reikšmių žemėlapis

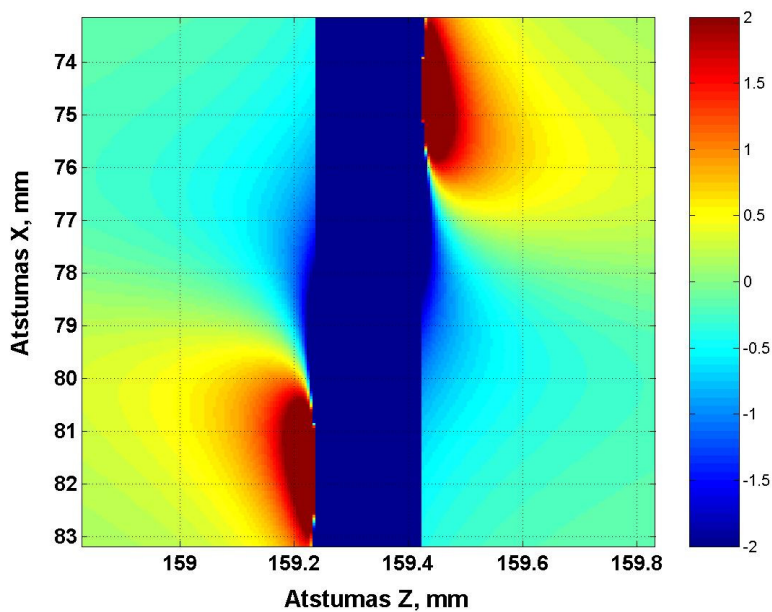


2.10 pav. Pirmosios srities δ reikšmių žemėlapis

Pirmojoje srityje (2.10 pav.) plotas, kuriame δ reikšmė yra neigiama, yra žymiai didesnis. Atstumai L_1 ir L_2 rezonatoriuje gali būti lygūs tam tikru tikslumu, taigi įdomu pasižiūrėti, kaip keisis δ reikšmių žemėlapis keičiantis šiems atstumams. Tai pavaizduota paveikslėliuose 2.11 pav. ir 2.12 pav.



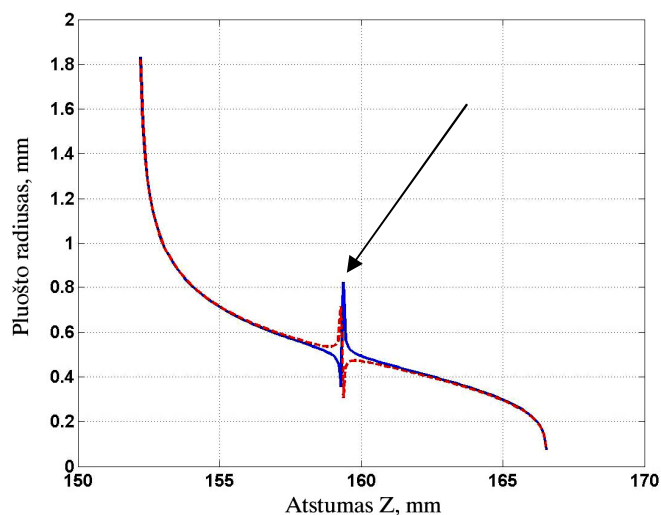
2.11 pav. δ reikšmių žemėlapis, kai $L_1=855$ mm, o $L_2=845$ mm



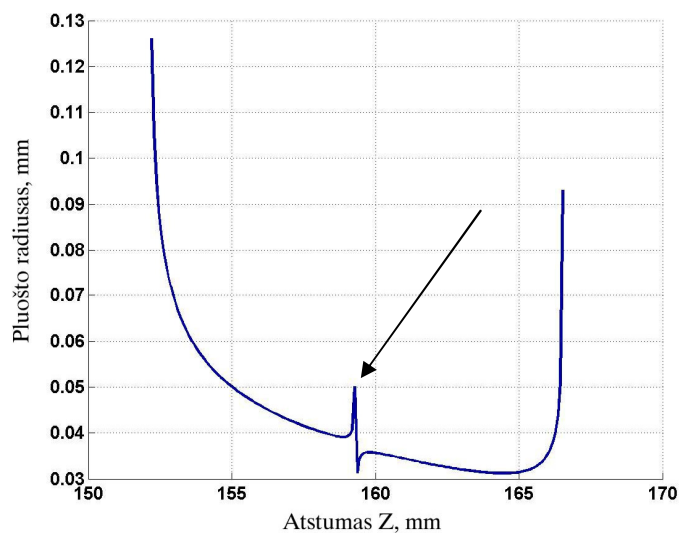
2.12 pav. δ reikšmių žemėlapis, kai $L_1=860$ mm, o $L_2=840$ mm

Iš paveikslėlių 2.11 pav. ir 2.12 pav. matosi, kad esant nesimetriškam rezonatoriui, t.y. kai $L_1 \neq L_2$ atsiranda nestabilios veikos zona, kuri padalina simetrinio rezonatoriaus δ reikšmių žemėlapi į dvi zonas. Kairiąją pavadinkime pirmąją zona, dešinęją – antrąją zona. Šios zonos taip pat yra ir simetrinio rezonatoriaus atveju, tiesiog tada atstumas tarp jų yra nykstamai mažas. Taip pat matosi, kad plotas, kuriame δ reikšmės yra neigiamos, simetrinio

rezonatoriaus atveju yra didesnis nei nesimetrinių rezonatorių atveju. Keičiant atstumą z keisis ir pluošto spindulys aktyviajame elemente taip pat ir ant rezonatoriaus galinių veidrodžių. Ši priklausomybė pavaizduota paveikslėliuose 2.13 pav. ir 2.14 pav.



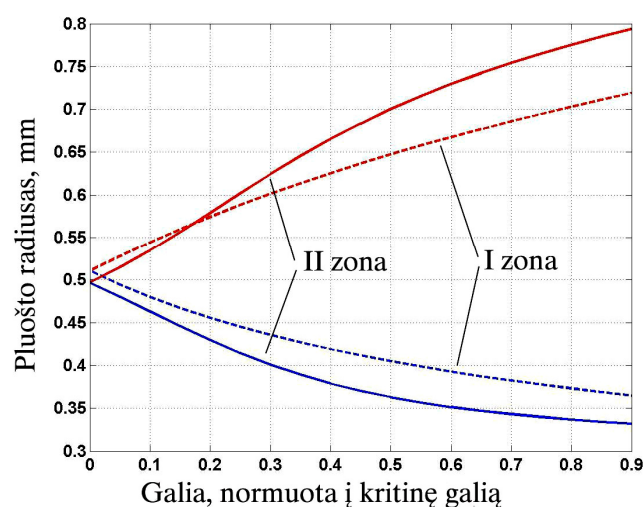
2.13 pav. Pluošto spindulio priklausomybė nuo atstumo z . Raudonai pavaizduota ant veidrodžio M_1 (2.7 pav.), mėlynai ant veidrodžio M_2 (2.7 pav.)



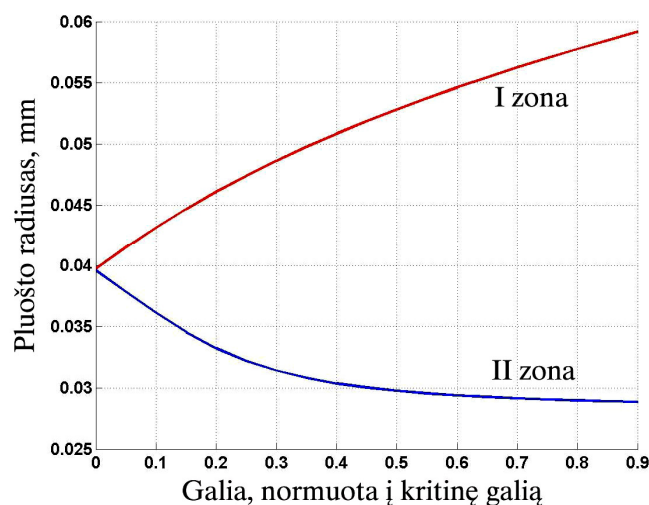
2.14 pav. Pluošto spindulio aktyviojo elemento viduryje priklausomybė nuo atstumo z

Iš 2.13 pav. ir 2.14 pav. galima išskirti trūkį pluošto spindulio priklausomybėje nuo atstumo z , jis skiria pirmąją ir antrąją stabilumo zonas, taip pat pastebėti, kad pluošto radiusas ant galinių rezonatoriaus veidrodžių jautriausias z pokyčiams yra arti rezonatoriaus stabilumo ribos, tai yra tose

vietose, kuriose δ reikšmių žemėlapyje gaunamos neigiamos reikšmės. Taip pat skiriasi ir pluošto radiusas priklausomai nuo to, kurioje stabilumo zonoje veikia rezonatorius. Kyla klausimas, kurioje zonoje geriau dirbt? Kadangi esant simetriniam rezonatoriui atstumas tarp šių zonų yra nykstamai mažas, o sritys, kuriose δ reikšmės mažesnės nei $-0,5$, yra apie $220 \mu\text{m}$ pločio, pluoštelio radiusas ant galinių veidrodžių, taip pat ir aktyviajame elemente beveik nesiskirs. Kaip pluošto spindulys keisis galiai rezonatoriuje artėjant prie kritinės galios P_C , pavaizduota paveikslėliuose 2.15 pav. ir 2.16 pav.



2.15 pav. Pluošto spindulio priklausomybė nuo galios rezonatoriuje. Mėlynai pavaizduota ant M_1 veidrodžio (2.7 pav.), raudonai ant M_2 (2.7 pav.)



2.16 pav. Pluošto spindulio aktyviajame elemente priklausomybė nuo galios rezonatoriuje

Nors δ reikšmės buvo parinktos lygios, antrojoje zonoje pluoštas ant galinio veidrodžio M_1 , didėjant galiai, susiaurėja daugiau nei pirmojoje (2.15 pav.). Iš 2.16 pav. matosi, kad, dirbant antrojoje stabilumo zonoje, pluoštas aktyviajame elemente didėjant galiai rezonatoriuje siaurėja, o pirmojoje zonoje – plečiasi. Norint išvengti nuostolių dėl reabsorbcijos mažiau prakaupintose aktyvaus elemento vietose ir užtikrinti didesnę stiprinimą, naudingiau dirbti antrojoje zonoje.

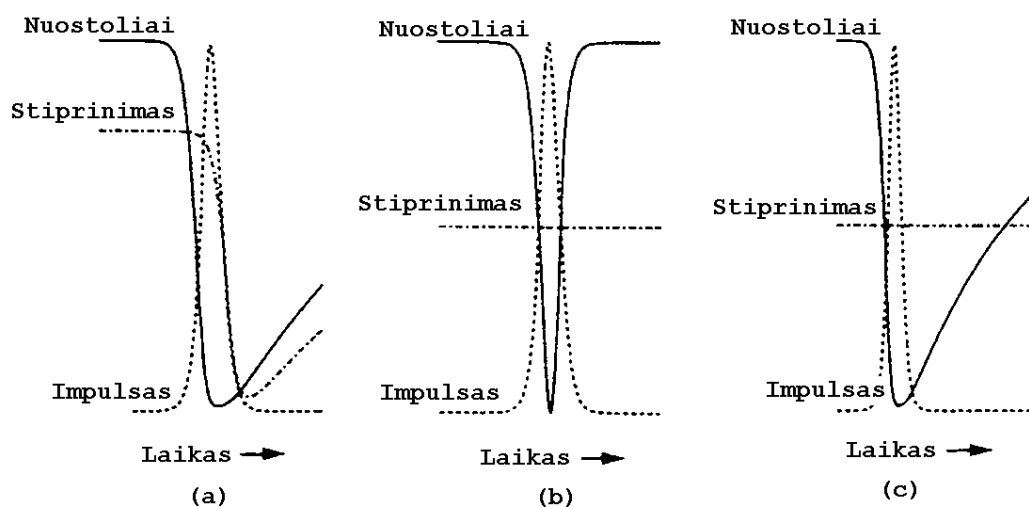
3. Femtosekundinis Yb:KGW osciliatorius.

Modų sinchronizacija.

Priklausomai nuo rezonatoriaus ilgio L bei aktyvaus elemento stiprinimo juostos pločio Θ , lazeris gali generuoti tam tikrą skaičių išilginių modų: $m = \Theta / \Delta\nu$, kur $\Delta\nu = c / 2L$, $\Delta\nu$ – dažnių skirtumas tarp gretimų išilginių modų, c – šviesos greitis.

Nuolatine veika veikiančiame lazeryje konkuruoja didžiausią stiprinimą turinčios išilginės modos. Šių modų fazės yra atsitiktinės, ir rezonatoriuje nusistovi vidutinis fliktuojantis laukas. Jei išilginių modų fazės tam tikru laiko momentu sutaptų, gautume impulsą, kurio trukmė ir amplitudė priklausytų nuo išilginių modų skaičiaus, kuo daugiau modų, tuo trumpesnis impulsas, tuo didesnė impulso amplitudė. Lazero veikos režimas priklauso nuo stiprinimo ir nuostolių dinamikos. Galima sukurti nuostolius tam tikriems bangos ilgiams ir taip derinti lazerio generuojamos spinduliuotės bangos ilgį ar spektro plotį. Galima sukurti nuostolius tam tikriems erdviniam dažniams ir taip gauti norimą erdvinę modą. Taip pat galima keisti nuostolius ar stiprinimą laike ir priversti lazerį generuoti impulsus. Jeigu nuostolių ar stiprinimo moduliacijos dažnis sutampa su rezonatoriaus charakteringuoju dažniu, atvirkščiai proporcingu eigos rezonatoriuje laikui, arba su aukštesne jo harmonika galima priversti lazerį dirbti sinchronizuotų modų veika. Moduluoti nuostolius laike galima tiek aktyviu, tiek pasyviu modulatoriumi. Aktyviu modulatoriumi gali būti akusto-optinis arba elektro-optinis modulatorius. Pirmasis, valdomas periodinio signalo, moduluoja amplitudę, antrasis – fazę. Norint generuoti ypač trumpus impulsus lazeryuose su aktyviais modulatoriais, jiems valdyti reikalinga labai sudėtinga elektronika, kur kas paprasčiau išilgines modas sinchronizuoti pasyviais modulatoriais. Pasyvios modų sinchronizacijos mechanizmus galima paaiškinti trimis pagrindiniais modeliais: lėtas įsisotinantis sugėriklis esant dinaminiam stiprinimo įsisotinimui, greitas

įsisotinantis sugėriklis bei taip vadinamas solitoninis modų sinchronizacijos modelis 3.1 pav. Lėto ir greito įsisotinančio sugėriklio atveju trumpą impulsą suformuoja ir palaiko siauras stiprinimo langas, o impulso trukmė priklauso nuo jo pločio. Dinaminis stiprinimo įsisotinimas pasireiškia tuomet, kai trumpas impulsas sklisdamas aktyviajame elemente tiek sumažina inversiją, jog nebelieka stiprinimo. Taip susiformuoja galinis impulso frontas. Tokiu atveju stiprinimas atsistato per laiką tarp gretimų impulsų.



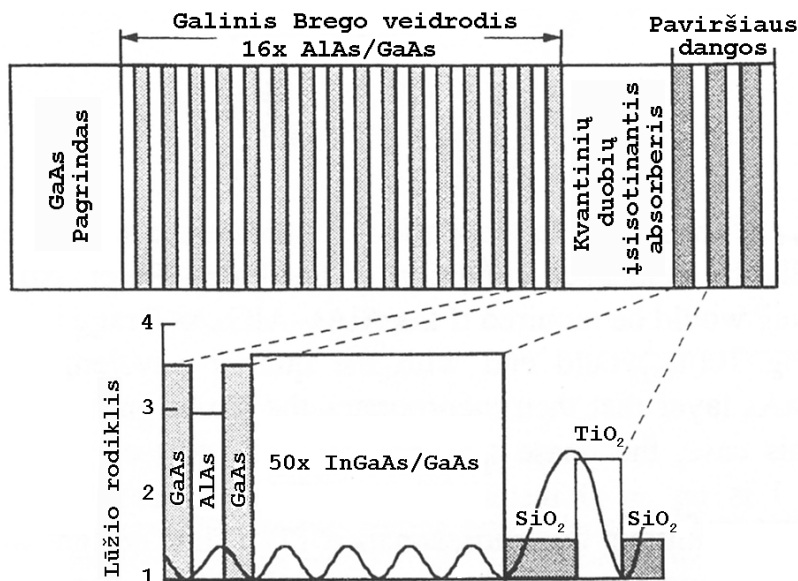
3.1 pav. Trys modeliai, kuriais aiškinama impulsų susiformavimas pasyvios modų sinchronizacijos lazeriuose: (a) lėtas įsisotinantis sugėriklis esant dinaminiam stiprinimo įsisotinimui, (b) greitas įsisotinantis sugėriklis ir (c) solitoninis modų sinchronizacijos modelis

Kietakūniuose lazeriuose toks modelis netinka, nes jų aktyviųjų elementų lazerinių lygmenų gyvavimo trukmė yra kur kas ilgesnė nei laikas, per kurį impulsas apeina rezonatorių. Esant pastoviam stiprinimui aktyviajame elemente siaurą stiprinimo langą suformuoja vien tik greitas įsisotinantis sugėriklis. Toks modelis paaiškina Kero lėšio modų sinchronizacijos mechanizmą, kuomet dėl susifokusavimo sumažėja nuostoliai ties apertūra, arba padidėja stiprinimas dėl geresnio kaupinimo ir generacijos pluoštų persiklojimo. Taip pat paaiškina ir pridėtinio impulso modų sinchronizacijos metodą, kuomet impulsas interferuoja su identišku impulsu, turinčiu nuo intensyvumo priklausančią fazės skirtumą. Atrodytų, kad norint gauti kuo trumpesnį impulsą,

reikia naudoti kuo greitesnį ir didesnę moduliacijos gylį turintį sugėriklį, tačiau, subalansavus grupinio vėlinimo dispersijos (GVD) ir fazinės savimoduliacijos poveikį, galima gauti impulsus trumpesnius nei sugėriklio relaksacijos trukmė. Tai yra taip vadinama solitoninis modų sinchronizavimo metodas.

Pagrindiniai metodai femtosekundiniams impulsams gauti yra netiesinių veidrodžių panaudojimas bei Kero lęšio modų sinchronizacija. Pastarąją galima gauti tik tam tikros konfigūracijos rezonatoriuje, siauroje jo stabilumo zonoje. Norint parinkti optimalią rezonatoriaus konfigūraciją Kero lęšio modų sinchronizacijai gauti būtinas skaitmeninis modeliavimas. Atrasti tinkamą rezonatoriaus konfigūraciją galima pasinaudojus ABCD matricių formalizmu [77, 78]. Norint sinchronizuoti modas be kokybės moduliacijos lazeryje su SESAM veidrodžiais taip pat reikia tenkinti stabilumo kriterijus [74], o trumpiausi impulsai lazeryuose su SESAM veidrodžiais generuojami realizavus taip vadinamą solitoninį modų sinchronizacijos režimą [75].

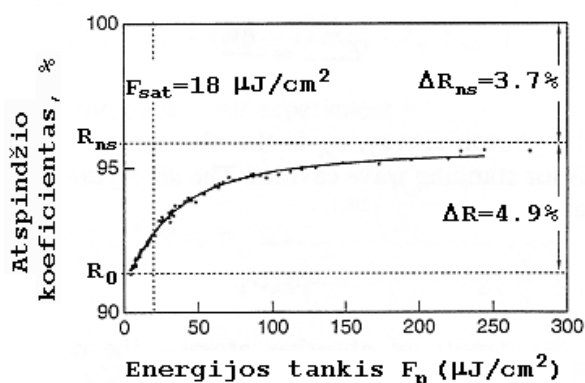
Modų sinchronizacija netiesiniais SESAM veidrodžiais. Yra įvairių SESAM veidrodžių konstrukcijų. Visų jų pagrindas yra Brego veidrodis bei tam tikrą bangos ilgį sugeriantis išsotinantysis sugėriklis (3.2 pav.).



3.2 pav. SESAM veidrodžio principinė schema [76]

Dėl lūžio rodiklių skirtumo puslaidininkio ir oro sandūroje gaunamas apie 30% atspindys. Paviršiaus atspindžio koeficientą galima derinti paviršių dengiant papildomomis dangomis, tiek padidinančiomis atspindžio koeficientą, tiek sumažinančiomis. Derinant galinio Brego veidrodžio sluoksnių storį bei jų išsidėstymo tvarką galima derinti grupinių greičių dispersiją. Nuo SESAM veidrodžio konstrukcijos priklauso ir jo parametrai: moduliacijos gylis, neįsotinami nuostoliai, relaksacijos trukmė, soties intensyvumas bei soties energijos srautas. Moduliacijos gylis ΔR – tai skirtumas tarp minimalių, neįsotinamų nuostolių ΔR_{ns} , kuriuos lemia galinio veidrodžio atspindžio koeficientas, sklaida nuo paviršių dėl užterštumo, priemaišų ir maksimalių nuostolių, kai sugėriklis yra nė kiek nepraskaidrintas ΔR_0 (3.3 pav.).

Nuolatinė veika veikiančiame lazeryje impulsai pradeda formotis iš triukšmo. Tam, kad sugėriklis išskirtų tik intensyviausias fliuktuacijas, jis turi būti labai nestipriai įsotintas, kitu atveju, stipriai praskaidrintas sugėriklis veiks kaip paprastas, pastovius nuostolius turintis optinis elementas.



3.3 pav. SESAM veidrodžio atspindžio koeficiento priklausomybė nuo jį praskaidrinančio impulso energijos tankio [77].

Sugėriklio soties intensyvumas apskaičiuojamas iš lygties:

$$I_{sot,A} = \frac{h\nu}{\sigma_A T_A}, \quad (3.1)$$

kur $h\nu$ – fotono energija, σ_A – sugerties skerspjūvis ir T_A – sugėriklio relaksacijos trukmė.

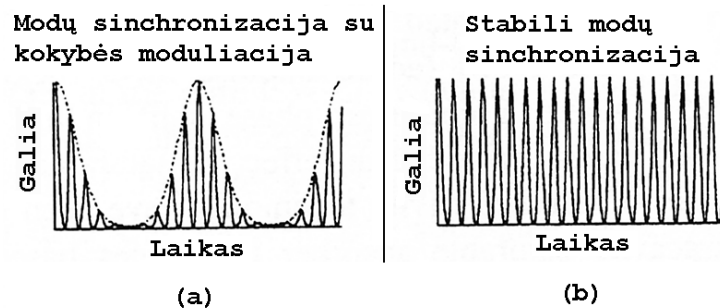
Relaksacijos trukmė priklauso nuo dviejų procesų ir jiems būdingų trukmių: nuo terminės pusiausvyros nusistovėjimo juostų viduje (vidutiniškai tai trunka nuo 10 fs iki 100 fs) ir nuo rekombinacijos, kurios trukmė yra nuo ps iki ns eilės.

Paprastai, kai sugėriklio relaksacijos trukmė yra daug kartų trumpesnė nei rezonatoriaus eigos laikas, sąlyga (3.1) yra tenkinama ir gali būti suformuojami daug trumpesni impulsai. Kai impulso trukmė yra trumpesnė nei sugėriklio relaksacijos trukmė, absorberio išotšinimą nulemia ne intensyvumas, o impulso energijos srautas. Šoties energijos srautas apskaičiuojamas iš lygties:

$$F_{\text{shot},A} = \frac{h\nu}{m\sigma_A}, \quad (3.2)$$

kur m – impulso perėjimų per sugėriklių skaičius rezonatoriaus eigoje. Paprastame stovinčios bangos rezonatoriuje $m=2$, tikrai galiniams veidrodžiams $m=1$. Žiediniuose rezonatoriuose $m=1$ visiems elementams.

Modų sinchronizacija be kokybės moduliacijos. Esant modų sinchronizacijai lazeris gali veikti dviem režimais, su kokybės moduliacija arba be jos (3.4 pav.). Visiems praktiniams taikymams reikalinga stabili impulso energija, trukmė ir spektro plotis, todėl kokybės moduliacijos veikos siekiama išvengti.



3.4 pav. Impulsų vora sugeneruota: (a) – sinchronizuotų modų lazeriu su kokybės moduliacija, (b) – sinchronizuotų modų lazeriu be kokybės moduliacijos

Norint gauti stabilios modų sinchronizacijos sąlygas reikėtų pradėti aiškintis nuo galios rezonatoriuje stiprinimo ir išsotinančios sugerties dinamikos lygčių:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{g - l - q_p(E_p)}{T_R} P, \quad (3.3)$$

$$\frac{dg}{dt} = \frac{g - g_0}{\tau_L} - \frac{P}{E_{sat,L}} g, \quad (3.4)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{q - q_0}{\tau_A} - \frac{P}{E_{sat,A}} q, \quad (3.5)$$

kur P yra vidutinė galia rezonatoriuje, T_R – impulso eigos rezonatoriuje trukmė. $E_p = PT_R$ – impulso energija esant modų sinchronizacijai. g ir q yra nuo laiko priklausomi vienos eigos rezonatoriuje stiprinimo ir išsotinančios sugerties koeficientai, g_0 ir q_0 – vienos eigos rezonatoriuje stiprinimo ir išsotinančios sugerties koeficientai, kai $P = 0$. l – tiesiniai nuostoliai per vieną eigą. Dydžiai g , l ir q apibrėžiami lazerio galios atžvilgiu. Dydžiai P , E_p ir q apibrėžiami kelių eigų trukmių laiko tarpe. Tuo tarpu lygtis (3.5), $q(t)$ priklausomybei gauti, turi būti išspręsta impulso trukmės laikui. τ_L ir τ_A lazerinio lygmens gyvavimo trukmė ir sugeriklio relaksacijos trukmė atitinkamai. $E_{sat,L}$ – aktyvaus elemento stiprinimo sotes energija yra sotes energijos srauto $F_{sat,L} = hv / m\sigma_L$ ir generacijos modos ploto aktyviajame elemente $A_{eff,L}$ sandauga, čia $A_{eff,L} = \pi\omega^2$, m – skaičius, lygus perėjimų per aktyvųjį elementą skaičiui vienos eigos rezonatoriuje metu, σ_L – aktyvaus elemento emisijos skerspjūvis, ω – generacijos modos radiusas $1/e^2$ intensyvumo lygyje. $E_{sat,A}$ – sugeriklio sotes energija apskaičiuojama sudauginus sugeriklio sotes energijos srautą $F_{sat,A}$ ir generacijos modos ant sugeriklio plotą $A_{eff,A}$. $q_p(E_p)$ lygtyje (5.4) reiškia sugeriklio nuostolius vienos eigos rezonatoriuje metu tam tikros energijos impulsui. Norint lengviau juos apskaičiuoti padaromos dvi prielaidos: impulso trukmė mažesnė už sugeriklio relaksacijos trukmę, o pastaroji daug mažesnė už eigos rezonatoriuje trukmę,

tuomet galima neįvertinti sugėriklio relaksacijos impulso atspindžio metu ir manyti, kad sugėriklis visiškai atsistato iki sekančio impulso. Tokiu atveju impulso energijos nuostoliai per vieną eigą aprašomi šia lygtim:

$$q_p(E_p) = q_0 \frac{F_{sat,A} A_{eff,A}}{E_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_p}{F_{sat,A} A_{eff,A}}\right) \right], \quad (3.6)$$

o sinchronizuotų modų lazerio dinamika šiom dviem lygtim:

$$T_R \frac{dE_p}{dt} = [g - l - q_p(E_p)] E_p, \quad (3.7)$$

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{g - g_0}{\tau_L} - \frac{E_p}{E_{sat,L} T_R} g. \quad (3.8)$$

Esant mažiems pokyčiams δE_p ir δg ties tam tikromis pastoviomis \bar{E}_p ir \bar{g} vertėmis galima šias lygtis nagrinėti kaip tiesines, tuomet nesant kokybės moduliacijai stabilumo sąlygą galima užrašyti taip:

$$E_p \left| \frac{dq_p}{dE_p} \right|_{\bar{E}_p} < \frac{T_R}{\tau_L} r = \frac{T_R}{\tau_L} + \frac{E_p}{E_{sat,L}}, \quad (3.9)$$

kur $r = 1 + P/P_{sat,L}$. Jeigu sugeriklis beveik pilnai išotintas, tuomet r parametras parodo, kiek kartų kaupinimas viršija slenkstį, prie kurio pradeda veikti lazeris. Ši sąlyga reiškia, kad impulso energijai didėjant dėl pradžioje eksponentiškai mažėjančių nuostolių sugeriklyje, stiprinimas aktyviajame elemente turi išsotinti tiek, kad sustabdytų tokį impulso energijos augimą. Tarkim, kad $R_{ns} \approx 1$, tuomet (3.9) stabilumo sąlyga galima perrašyti taip:

$$E_p \left| \frac{dR(E_p)}{dE_p} \right|_{\bar{E}_p} < \frac{T_R}{\tau_L} r = \frac{T_R}{\tau_L} + \frac{E_p}{E_{sat,L}}, \quad (3.10)$$

kur $R(E_p)$ yra nuo impulso energijos priklausantis SESAM veidrodžio atspindžio koeficientas.

$$R(E_p) \approx 1 - q_p(E_p). \quad (3.11)$$

Kairėje (3.10) lygties pusėje esantis narys priklauso nuo SESAM veidrodžio parametru, dešinėje – nuo aktyvaus elemento ir rezonatoriaus parametru. Tam, kad visiškai išnaudotume moduliacijos gylį nuolatinės veikos sinchronizuotų modų lazeryje, impulso energija turėtų būti pakankamai didelė, kad

praskaidrintų sugeriklių. Ši sąlyga gerai tenkinama, kai impulso energijos srautas, krentantis į SESAM veidrodį, yra maždaug 5 kartus didesnis nei sugeriklio soties energijos srautas [75]. Kai $R_{ns} = 1$, SESAM veidrodžio atspindžio koeficientą galima išreikšti lygtimi:

$$R(E_p) \approx 1 - \Delta R \frac{E_{sat,A} A_{eff,A}}{E_p}, \quad (3.12)$$

arba

$$R(E_p) \approx 1 - \Delta R \frac{F_{sat,A}}{F_{P,A}}, \quad (3.13)$$

kur $F_{P,A} = E_p / A_{eff,A}$ yra impulso, krentančio į SESAM veidrodį, energijos srautas. Mažesnis impulso energijos srautas reiškia didesnius nuostolius rezonatoriuje bei aukštesnį slenkstį modų sinchronizacijai pasidėti. Jeigu lazeris veikia daug aukščiau už slenkstį ($r \gg 1$), kaip, kad dažniausiai ir yra, tada galima nepaisyti (3.10) sąlygoje pirmo dešinės pusės nario. Lazerio galimybė veikti nesant kokybės moduliacijai nepriklauso nuo aktyvaus elemento lazerinio lygmens gyvavimo trukmės. Taigi lieka vienintelis svarbus aktyvaus elemento parametras – emisijos skerspjūvis, kuomet jis didesnis, tuo lengviau gauti sinchronizuotų modų veiklą be kokybės moduliacijos. Kitokių schemų rezonatoriuose, kuriuose impulsas vienos eigos rezonatoriuje metu per aktyvųjį elementą praeina daugiau kartų, aktyvaus elemento soties energijos srautas bus mažesnis. Padarius aukščiau paminėtus supaprastinimus sąlygą (3.10) galima užrašyti taip:

$$E_p^2 > E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R, \quad (3.14)$$

Remiantis šia sąlyga galima apibrėžti kritinę impulso energiją rezonatoriuje:

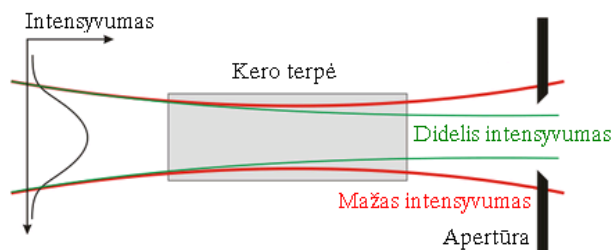
$$E_{P,C} = \left(E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R \right)^{\frac{1}{2}} = \left(F_{sat,L} A_{aff,L} F_{sat,A} A_{eff,A} \Delta R \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.15)$$

kurią viršijus lazeris veiktu sinchronizuotų modų veikia be kokybės moduliacijos.

Modų sinchronizacija Kero lęšiu. Pirmasis Kero lęšiu sinchronizuotų modų lazeris pademenstuotas 1991 metais, tai – 60 fs trukmės impulsus generuojantis titano safyro lazeris [78] ir nors modų sinchronizavimo mechanizmas nebuvo iki galo suprstas, jau tais pačiais metais kiti autoriai [84, 85] jį išaiškino. Šis metodas yra pagrįstas intensyvios šviesos savifokusacija Kero terpėje. Kadangi lazerio generuojamas pluoštas turi tam tikrą intensyvumo skirstinį skersinėse koordinatėse, o medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo šviesos intensyvumo, intensyviai šviesai sklindant medžiaga susikuria tam tikras medžiagos lūžio rodiklio skirstinys skersinėse koordinatėse. Sakykime, generuojamo pluošto intensyvumo skirstinys atitinka Gauso skirstinį, tuomet medžiagoje toks pluoštas sukurs parabolinį lęšį, kurio židinio nuotolis:

$$f^{-1} = \frac{4n_2 d}{\pi \omega^4} P, \quad (3.16)$$

kur n_2 yra medžiagos netiesinis lūžio rodiklis, d – medžiagos storis, ω – pluošto spindulys ir P – galia. Galia yra atvirkščiai proporcinga impulso trukmei, tad trumpesniems impulsams Kero lęšio židinio nuotolis yra mažesnis ir pluoštas yra labiau fokusuojamas. Tokiu būdu perėjus per už Kero terpės patalpintą apertūrą didesnio intensyvumo pluoštas (mažesnės trukmės impulsas) patirtų mažesnius nuostolius (3.5 pav.). Tokią pat selekciją trumpesniems impulsams galima realizuoti panaudojant kaupinimo pluoštą, t.y. kaupinant mažesnio diametro kaupinimo pluoštu nei mažo intensyvumo generacijos pluoštą. Tokiu būdu didesnės galios pluoštas Kero terpėje yra labiau fokusuojamas ir yra daugiau stiprinamas dėl to, kad geriau persikloja su kaupinimo pluoštu.

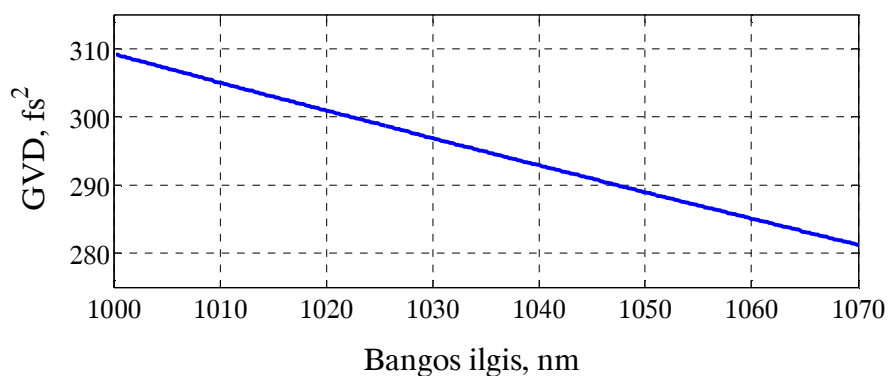


3.5. pav. Pluošto fokusavimas Kero terpėje

Pasireiškiant Kero efektui kartu pasireiškia ir kiti netiesiniai reiškiniai, tokie kaip fazinė savimoduliacija. Dėl fazinės savimoduliacijos plinta impulso spektras, tai įgalina generuoti trumpesnius impulsus, tačiau taip pat pasikeičia ir dispersijos balansas rezonatoriuje. Kero lęšiu sinchronizuotų modų lazeriai generuoja ypač trumpus impulsus, nes Kero efektas pasireiškia dėl ypač greito elektroninio netiesiškumo. 12 fs trukmės impulsai generuoti lazeriniais diodais kaupinamu Cr:LiSAF lazeriu [79], 13,5 fs - Cr:LiSGaF lazeriu [80], 61 fs – Yb:YVO₄ lazeriu [81], 71 fs - Yb:KYW lazeriu [82].

Dispersijos kompensavimas rezonatoriuje.

Dėl aktyviajame elemente ir rezonatoriaus veidrodžiuose pasireiškiančios dispersijos, impulso trukmė kinta. Norint gauti trumpą impulsą reikia kompensuoti dispersiją rezonatoriuje. Paprastai aktyviajame elemente pasireiškia teigiama dispersija (3.6 pav.), o rezonatoriaus veidrodžių dispersija priklauso nuo dangų storio ir jų išsidėstymo, ji gali būti tiek teigiama, tiek neigiama.

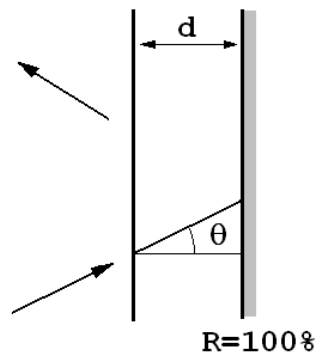


3.6 pav. 2 mm ilgio KGW kristalo GVD priklausomybė nuo bangos ilgio

Tam, kad kompensuotume fazinės savimoduliacijos poveikį ir medžiagos teigiamą dispersiją lazeriui veikiant sinchronizuotų modų režimu, rezonatoriuje turi būti elementai, turintys neigiamos dispersijos. Neigiamą dispersiją galima gauti panaudojant priešingai orientuotų prizmių arba

difrakcinių gardelių porą, Gires ir Tournois interferometrą ar čirpuotus veidrodžius. Kadangi dispersiją kompensuojantys optiniai elementai turėtų būti rezonatoriuje, difrakcinės gardelės netinka dėl didelių nuostolių.

Gires ir Tournois interferometras. Gires ir Tournois interferometras tai paprastas optinis prietaisas, susidedantis iš dviejų atspindinčių paviršių (3.7 pav.) Pirmasis paviršius atspindi dalinai, o antrasis paviršius atspindi 100%. Nuo šių paviršių atspindinti spinduliuotė interferuoja ir priklausomai nuo bangos ilgio keičiasi atspindėjusios bangos fazė, taigi gauname periodinę fazės priklausomybę nuo dažnio. Parinkus tinkamo lūžio rodiklio medžiagą, tinkamą atstumą tarp atspindinčių paviršių ar spinduliuotės kritimo kampą galima gauti tam tikrą dispersiją ties tam tikru centriniu dažniu. Atstumas d turi būti daug mažesni už impulso ilgį, kad impulsai, atsispindėję nuo skirtingų paviršių, neišsiskirtų laike.



3.7 pav. Gires ir Tournois interferometro principinė schema

Grupinio vėlinimo dispersija apskaičiuojama iš lygties:

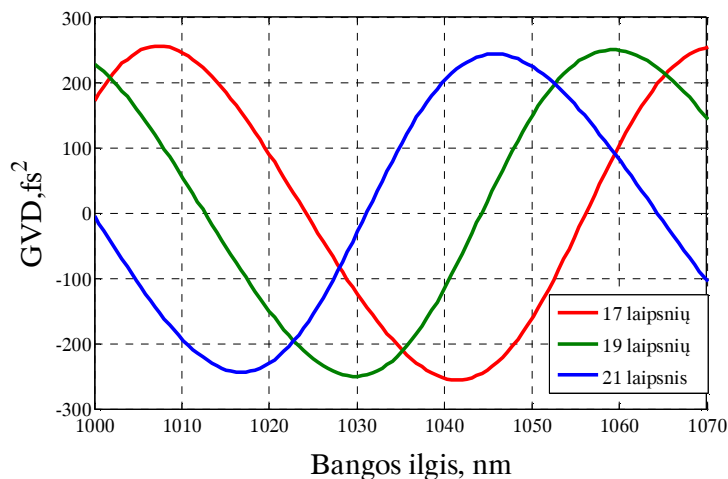
$$GVD = -\frac{2(1-r^2)\sin\beta}{2r-(r^2+1)\cos\beta} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2, \quad (3.25) [83]$$

kur r - pirmo paviršiaus atspindžio koeficientas amplitudei, ω - dažnis, o

$$\beta = \frac{2dn\omega}{c} \cos\theta, \quad (3.26)$$

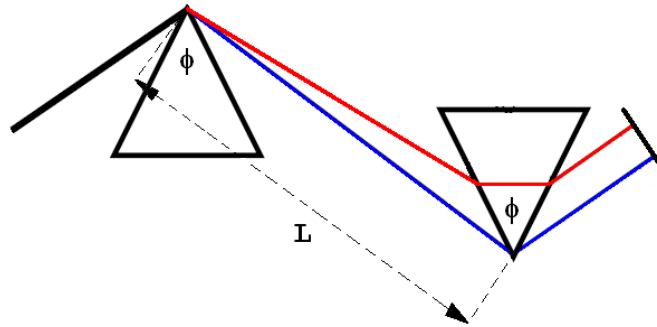
β tai fazių skirtumas tarp dviejų spindulio atspindžių, θ – pluošto kritimo kampas, c – šviesos greitis. Paveiksle 3.8 pavaizduota trims skirtingiems

pluošto kritimo kampams apskaičiuota Gires ir Tournois interferometro, sudaryto iš 2 μm kvarco sluoksnio ir 100% atspindinčio veidrodžio, GVD priklausomybė nuo bangos ilgio. Kaip matome, keičiant pluošto kritimo kampą, keičiasi ir GVD kreivės minimumumo pozicija bangos ilgio atžvilgiu. Nuo atsumo d priklauso GDV svyravimų periodas ir svyravimų amplitudės dydis. Siekiant kuo plokštesnės GVD kreivės priklausomybės nuo bangos ilgio (ilgesnio periodo GVD svyravimai), reikia mažinti atstumą tarp atspindinčių paviršių. Esant mažesniai tarpui tarp atspindinčių paviršių gaunamas mažesnis fazių skirtumas tarp skirtingo dažnio komponentų, tačiau norimą dispersiją galima gauti realizuojant schemas, kuriose vienos eigos rezonatoriuje metu impulsas nuo Gires ir Tournois interferometro atsispindi kelis kartus.



3.8 pav. Gires ir Tournois interferometro (2 μm kvarco sluoksnis and 100% atspindinčio paviršiaus) GVD priklausomybė nuo bangos ilgio esant įvairiems pluošto kritimo kampams

Dviejų prizmių kompresorius. Grupinis vėlinimas perėjus per priešingai orientuotų prizmių porą gaunasi dėl to, kad skirtingo bangos ilgio spinduliuotė prizmėse lūžta skirtingais kampais ir nueina nevienodą optinį kelią. Kadangi prizmės statomos rezonatoriaus viduje, prizmių kampai ϕ (3.9 pav.) parenkami tokie, kad pluoštas į prizmes įeitų ir iš jų išeitų Briusterio kampu, tuomet jos įneš mažiausius nuostolius.

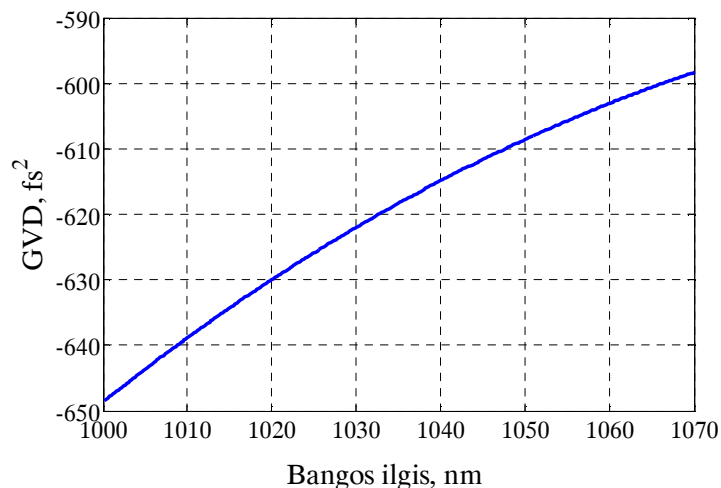


3.9 pav. Prizmių poros išdėstymas rezonatoriuje

Grupinio vėlinimo dispersiją paskaičiuoti galima iš šios lygties:

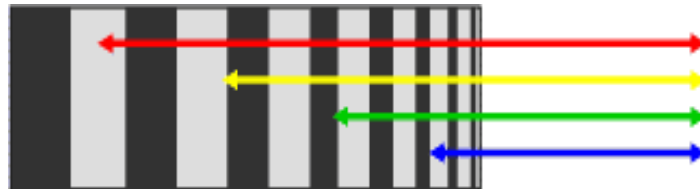
$$GVD \approx -4L \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right)^2 + L_{prism} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_0}, \quad (3.27) [83]$$

kur L - atstumas tarp prizmių viršūnių, λ - bangos ilgis, c - šviesos greitis, n - lūžio rodiklis, L_{prism} - fizinis pluošto kelias prizmėse. Stumdant prizmes išilgai ϕ kampo pusiaukampinei (3.9 pav.) yra galimybė keisti prizmės medžiagos ilgį, per kurį pereina spinduliuotė, t.y. tolygiai derinti prizminio kompresoriaus GVD. 3.10 paveiksle pavaizduota 200 mm atskirtų nSF10 stiklo prizmių poros kompresoriaus GVD, kai spinduliuotė pereina per 4 mm prizmių medžiagos.



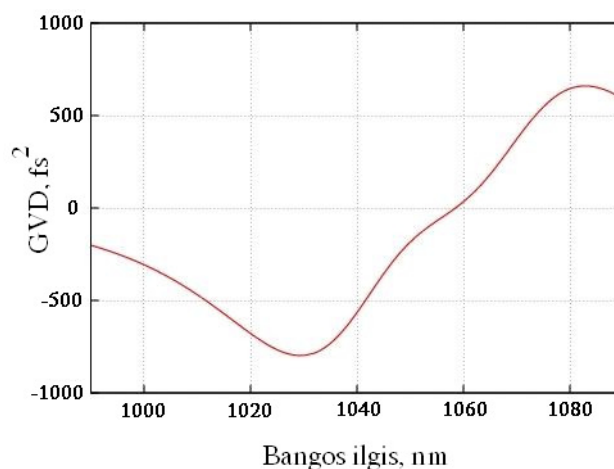
3.10 pav. Priešingai orientuotų prizmių poros GVD priklausomybė nuo bangos ilgio

Čirpuoti veidrodžiai. Čirpuoti veidrodžiai yra daugiasluoksniai dielektriniai veidrodžiai, kuriuos sudarančių skirtingo lūžio rodiklio sluoksnių storiai yra parenkami taip, kad skirtingo bangos ilgio spinduliuotė atsispindi iš skirtingo sluoksninės struktūros gylio (3.11 pav.).



3.11 pav. Čirpuoto veidrodžio veikimo principas. Didesnio bangos ilgio spinduliuotė (raudona) atsispindi gilesniuose veidrodžio sluoksniuose negu trumpabangė (mėlyna).

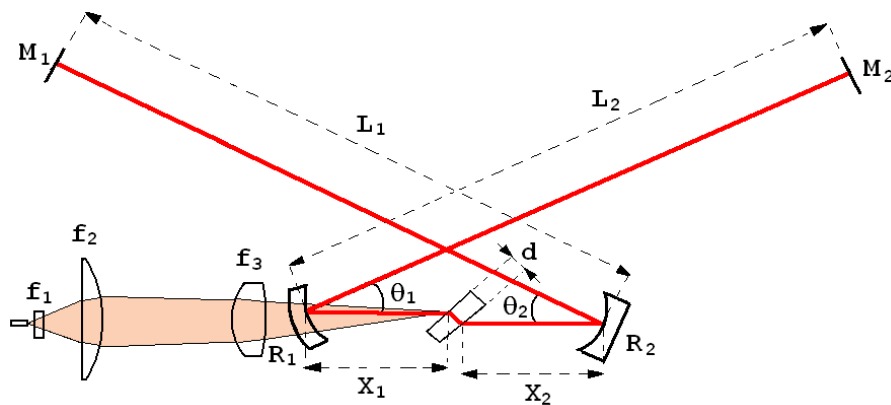
Čirpuotų veidrodžių veikimo principai yra aprašyti literatūroje [84]. Reikia pažymėti, kad čirpuotų veidrodžių gamyba reikalauja labai griežto sluoksnių tikslumo. Norint gauti reikiamų sąvybių veidrodžius, sluoksnių storis turi būti kontroliuojamas kelių nanometrų tikslumu. Tačiau tiksliai parinkus sluoksnių storį ir skaičių, čirpuotais veidrodžiais galima kompensuoti aukštesnių eilių dispersiją ir tokiu būdu generuoti ypač trumpus impulsus [85]. 3.12 pav. pateikta tipinė čirpuoto veidrodžio GVD kreivė. Norint gauti tolygesnę GVD plačioje spektro juostoje galima derinti kelis skirtingus čirpuotus veidrodžius, kurių GVD kreivių maksimumai ir minimumai nesutampa.



3.12 pav. LAYERTEC gamybos čirpuoto veidrodžio GVD kreivė

Nuolatinės veikos Yb:KGW lazeris.

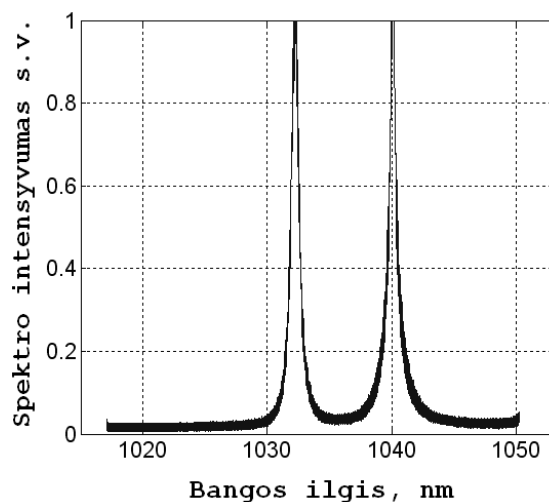
Rezonatoriaus konfigūracijos pasirinkimą riboja turimi kaupinimui skaidrūs, generaciją atspindintys $R_1 = R_2 = 75$ mm kreivumo radiuso sferiniai veidrodžiai (3.13 pav.). Nuo jų kreivumo radiuso priklauso generacijos modos dydis aktyviajame elemente, 1.2 mm ilgio, 5% koncentracijos Yb:KGW kristale, šiuo atveju modos spindulys buvo $\omega_0 \approx 20$ μm .



3.13 pav. Puslaidininkiniu lazeriu kaupinamo Yb:KGW lazerio schema

Nuo atstumų L_1 ir L_2 priklauso rezonatoriaus stabilumo ribos, kuo šie ilgiai mažesni, tuo mažiau rezonatorius jautrus atstumų X_1 ir X_2 pokyčiams. Šiame lazeryje $L_1 = 680$ mm, $L_2 = 610$ mm, $X_1 = X_2 = 38$ mm. Kadangi pluoštas į Yb:KGW kristalą krenta Briusterio kampu pasireiškia astigmatizmas, kurį kompensuoti galima teisingai parinkus kampus θ_1 ir θ_2 . Mūsų atveju $\theta_1 = 14.2^\circ$, $\theta_2 = 12^\circ$. M_1 – plokščias 100 % atspindintis veidrodis, M_2 – 1% praleidžiantis plokščias veidrodis. Kaupinimui naudoto Lumics GmbH (www.lumics.com) 5 W puslaidininkinio lazerio emiterių matmenys yra 1×100 μm , atitinkamai greitos skėsties kryptimi $M_G^2 \approx 1$, lėtos $-M_L^2 = 27$. Tokios kokybės pluošto, sufokusuoto į 60 μm skersmens dėmę ore, sąsmaukos ilgis greitos skėsties kryptimi $l_G = 4.6$ mm, lėtos skėsties kryptimi $l_L = 0.2$ mm. Dėl lūžio rodiklio Yb:KGW kristale šie ilgiai bus du kartus ilgesni, o kristalą

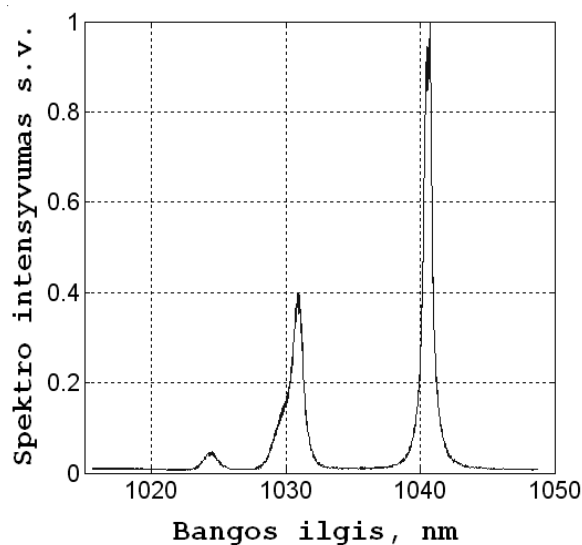
lėtos skėsties kryptimi orientavus Briusterio kampu šia kryptimi sąsmauka pailgėja dar beveik dvigubai. Kaupinimo galiai P_k esant 2.7 W , o Yb:KGW kristalo temperatūrai $T_{KGW} = 15^0\text{ C}$ tokios konfigūracijos lazerio išvadinė galia $P_G = 72\text{ mW}$. Mažas keitimo koeficientas gali būti dėl kelių priežasčių: neoptimaliai parinktas išvadinio veidrodžio pralaidumas, nepakankamai prakaupintas aktyvusis elementas arba blogai suderintos kaupinimo ir generacijos modos.



3.14 pav. Nuolatinės veikos lazerio spektras

Didžiausias stiprinimas gerai prakaupintame, Ella orientuotame Yb:KGW aktyviajame elemente yra 1028 nm bangos ilgio spinduliuotei. Kaip matosi iš nuolatinė veika veikiančio lazerio spektro (3.14 pav.), jo spinduliuotės bangos ilgis, lyginant su didžiausią stiprinimą turinčiu bangos ilgiu, yra pasislinkęs į ilgesnių bangų pusę. Taip yra dėl didesnės reabsorbcijos trumpesnio bangos ilgio spinduliuotei. Didelė reabsorbcija galima dviem atvejais: nepakankamai prakaupinus aktyvųjį elementą arba rezonatoriaus viduje esant intensyviai vidiniam laukui, t.y. esant mažai užpildos apgražai, o kartu ir didesnei apatinių lygmenų užpildai. Vidinio lauko intensyvumas priklauso nuo rezonatoriaus nuostolių. Padidinus nuostolius vidinio lauko intensyvumas turėtų sumažėti. Nuostoliams rezonatoriuje keisti galima panaudoti pleišta, padidinantį difrakcinius nuostolius. Tokiu atveju dalinai uždengus generacijos pluoštą, įnešami papildomi nuostoliai, susilpninamas

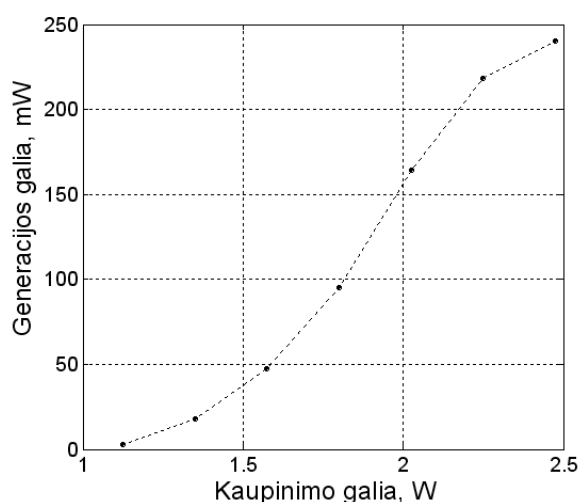
vidinis laukas. Lazeryje, su nepakanakamai kaupinamu aktyviuoju elementu, kaupinimas nepraskaidrina aktyvaus elemento ir toks vidinio lauko intensyvumo keitimas įtakos generacijos spektrui neturės. Tuo tarpu pakankamai kaupinant aktyviuojujį elementą ir padidinus nuostolius rezonatoriuje, generacijos spektre turėtų atsirasti komponenčių, pasislinkusių į trumpabangę pusę, nes susilpnėjus generacijos intensyvumui aktyvusis elementas yra praskaidrinamas kaupinimo spinduliuotės ir reabsorbicija sumažėja. Padidinus nuostolius rezonatoriuje gautas generacijos spektras pavaizduotas 3.15 pav. Pastebima nežymi trumpesnio bangos ilgio generacija leidžia manyti, kad aktyvusis elementas nėra pakankamai intensyviai kaupinamas. Kelios spektrinės linijos nuolatinės veikos lazerio generacijos spektre gaunamos dėl erdviųjų modų konkurencijos, tai reiškia, kad kaupinimo ir generacijos modos yra blogai suderintos. Kaupinimo moda yra ir didesnė už generacijos modą, ir elipsinė dėl nevienodų sąsmaukų ilgių skersinėse koordinatėse.



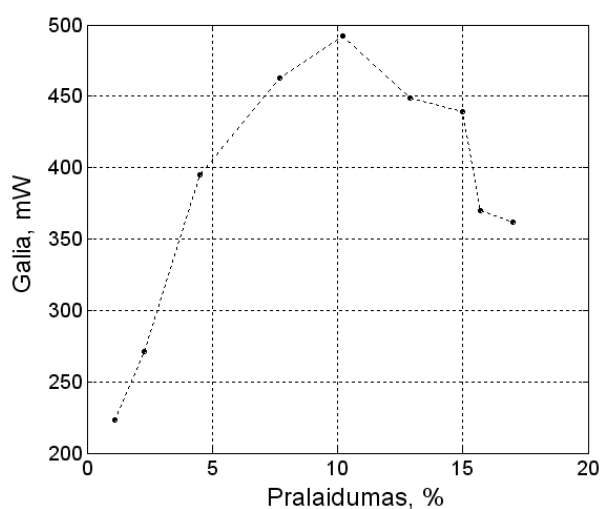
3.15 pav. Nuolatinės veikos lazerio spektras, įnešus papildomus nuostolius rezonatoriuje

Kaupinimo pluošto sąsmaukų ilgius skersinėse koordinatėse galima suvienodinti pertvarkius kaupinimo pluoštą. Kaupinimo pluoštas lėtos skėsties kryptimi padalintas per pusę į dvi dalis, o šios dalys suvestos viena virš kitos

greitos skėsties kryptimi. Tokiu būdu pertvarkyto pluošto $M_G^2 \approx 2.5$, $M_L^2 \approx 15$. Tuomet Briusterio kampu orientuotame Yb:KGW kristale 30 μm spindulio kaupinimo modos sąsmaukos ilgiai $l_G = 4.4$ mm, o $l_L = 1.5$ mm. Pertvarkius kaupinimą gauta lazerio išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios pavaizduota 3.16 pav. Kaupinant su pertvarkytu pluoštu, kai $P_K = 2.47$ W, o $T_{KGW} = 15^\circ\text{C}$, lazeris generavo TEM₀₀ modą, išvadinė galia siekė $P_G = 240$ mW, bangos ilgis 1040.8 nm. Keičiant į rezonatorių patalpintos stiklo plokštelės kampa, galima keisti nuostolius rezonatoriuje, kas atitiktų išvadinio veidrodžio pralaidumo keitimą (3.17 pav.).

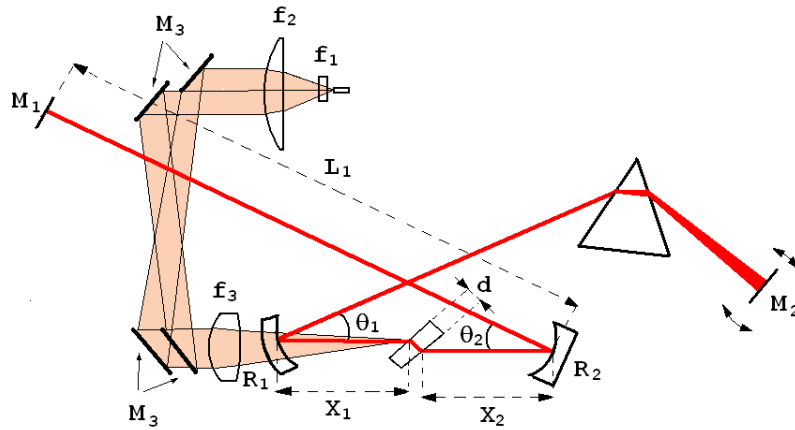


3.16 pav. Lazerio išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios



3.17 pav. Lazerio išvadinės galios priklausomybė nuo išvadinio veidrodžio pralaidumo.

Parinkus optimalų stiklo plokštelės kampą, tai atitiktų 10% pralaidumo išvadinį veidrodį, maksimali gauta išvadinė galia $P_G = 755$ mW, o kaupinimo keitimo koeficientas $P_G / P_K = 0.31$. Į vieną iš rezonatoriaus šakų įdėjus prizmę (3.18 pav.), keičiant galinio veidrodžio kampą, gautas generacijos bangos ilgio derinimas nuo 1012 nm iki 1061.7 nm. Kiek kitokios rezonatoriaus konfigūracijos lazerio (~15% sumažinta generacijos moda ties aktyviuoju elementu) generacijos bangos ilgis buvo derinamas iki 1000 nm.

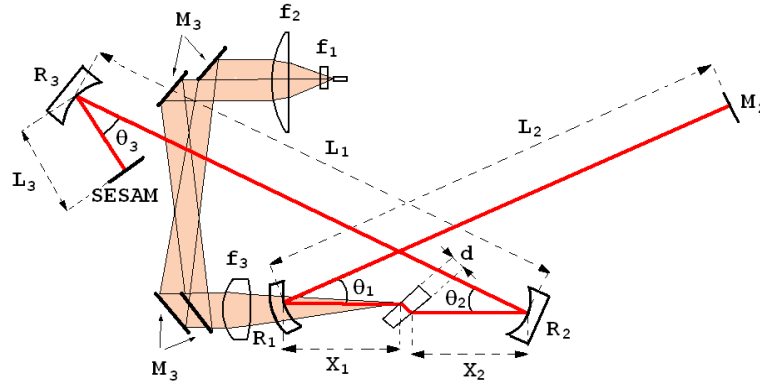


3.18 pav. Lazerio schema generacijos bangos ilgio derinimo kreivei gauti

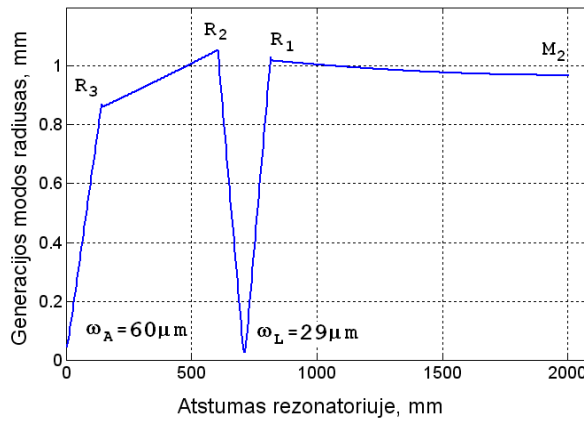
Sinchronizuotų modų Yb:KGW lazeris su SESAM veidrodžiu (be dispersijos kompensavimo).

Modų sinchronizaciją Kero lęšiu lengviau optimizuoti, kai lygiagrečiai rezonatoriuje veikia ir kitas modas sinchronizuojantis mechanizmas. Šiame darbe tokiam tikslui buvo panaudotas SESAM veidrodis. Tinkamo diametro modą ant SESAM veidrodžio gauname pakeitę vieną plokščią galinį keturių veidrodžių schemas veidrodį M1 (3.18 pav.) į atitinkamo kreivumo radiuso sferinį veidrodį (3.19 pav.), Pavaizduotoje lazerio schemoje $R_1 = R_2 = 200$ mm, $R_3 = 300$ mm, $d = 1.2$ mm, $L_1 = 460$ mm, $L_2 = 1200$ mm, $L_3 = 140$ mm, $X_1 = X_2 = 102$ mm, $\theta_1 = 12^\circ$, $\theta_2 = 8^\circ$, $\theta_3 = 6^\circ$, M_2 – 2% praleidžiantis

plokščias veidrodis. Generacijos modos skirstinys išilgai rezonatoriaus pavaizduota paveiksle 3.20 pav.

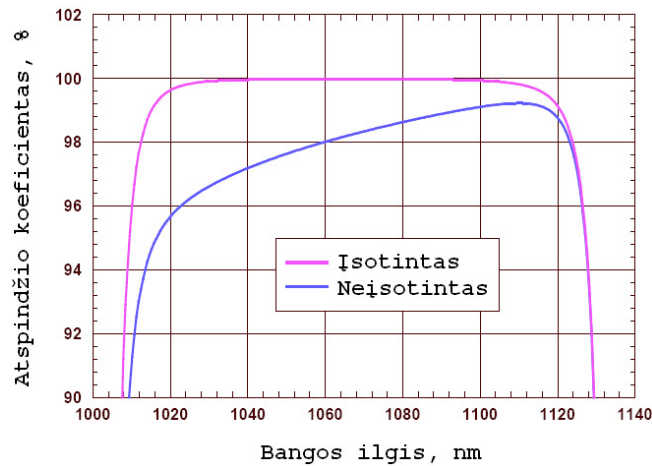


3.19 pav. Puslaidininkiniu lazeriu kaupiamo Yb:KGW lazerio su SESAM veidrodžiu schema



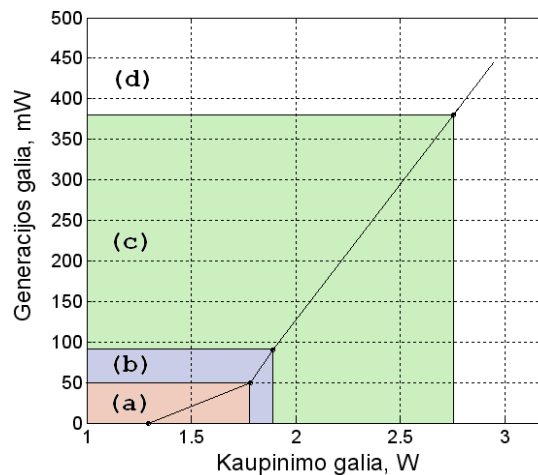
3.20 pav. Generacijos modos radiusas rezonatoriuje.

Nors ilginant atstumus L_1 ir L_2 rezonatoriaus stabilumo zonos siaurėja, tačiau ilginant rezonatorių mažėja impulsų pasikartojimo dažnis, taigi esant vienodai vidutinei galiai mažesniu dažniu veikiančio lazerio generuojami impulsai bus didesnės energijos. 2 m ilgio rezonatoriuje impulsų pasikartojimo dažnis $\nu_L = 75$ MHz. Šiame lazeryje naudotas BATOP GmbH gamybos SESAM veidrodis, kurio moduliacijos gylis ties 1030 nm bangos ilgiu $\Delta R = 3\%$, soties energijos srautas $F_{sat,A} = 30 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, relaksacijos trukmė $\tau_A \leq 10$ ps. 3.21 pav. pavaizduota SESAM veidrodžio atspindžio koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio.



3.21 pav. SESAM veidrodžio atspindžio koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio.

Generacijos modos radiusas aktyviajame elemente $\omega_L \approx 29 \mu\text{m}$, ant SESAM veidrodžio $\omega_A = 60 \mu\text{m}$. Esant tokiom sąlygom stabili modų sinchronizacija, remiantis (3.15) sąlyga, turėtų būti tuomet, kai lazerio išvadinė galia yra didesnė nei 220 mW. 3.22 pavveiksle pavaizduota kaip lazerio veika ir išvadinė galia priklauso nuo kaupinimo galios.

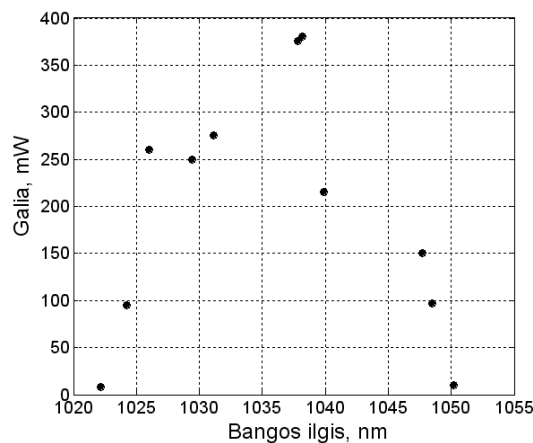


3.22 pav. Lazerio veikos ir išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios, (a) – nuolatinė veika, (b) – modų sinchronizacija su kokybės moduliacija, (c) – modų sinchronizacija be kokybės moduliacijos ir (d) – modų sinchronizacija be kokybės moduliacijos rezonatoriuje esant dviem impulsams vienu metu.

Kaip matyti, lazeris generuoti pradėjo nuolatine veika. Išvadinei galiai viršijus 50 mW ribą, lazeris pradėjo veikti kokybės moduliacijos veika.

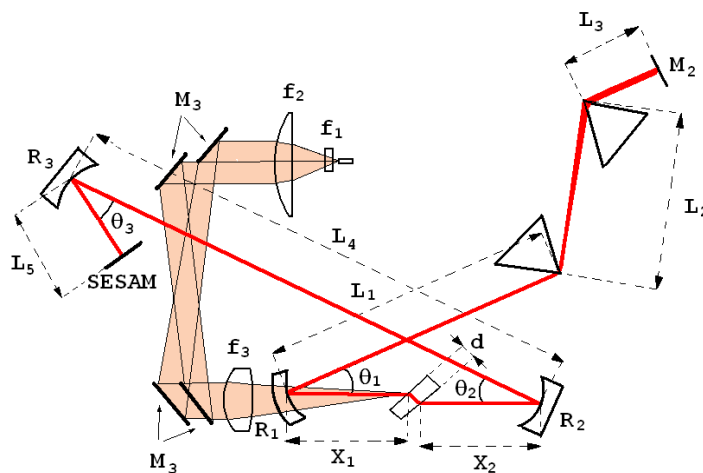
Sinchronizuotų modų be kokybės moduliacijos veika gauta esant mažesnei lazerio išvadinei galiai nei apskaičiuota teoriškai ($P_G = 90 \text{ mW}$). Išvadinei galiai esant didesnei nei 380 mW , lazeryje generuojami du impulsai vienu metu. Tai yra dėl to, kad energijos srautas daug kartų viršija SESAM veidrodžio soties energijos srautą (maždaug 80 kartų) ir susidaro energetiškai geresnės sąlygos generuoti du impulsus, kurie lengvai sotins sugėriklių, tačiau mažiau sotins aktyvų elementą.

Sinchronizuotų modų Yb:KGW lazeris su SESAM veidrodžiu (su dispersijos kompensavimu). Į rezonatorių patalpinus prizmių porą, dėl nuostolių maksimali lazerio išvadinė galia sumažėjo maždaug 22%. Kompensuoti šiuos nuostolius galima mažinant nuostolius kaupinimo pluoštui ir taip padidinant kaupinimo galią. Daugiausia kaupinimo galios prarandama dėl R_1 veidrodžio įnešamų nuostolių. Jį pakeitus paprastu sferiniu veidrodžiu, o kaupinimo ir generacijos pluoštams sutapatinti panaudojus kokybiškesnį „Layertec GmbH“ firmos filtrą-veidrodį, kaupinimo, atėjusio iki kristalo, maksimali galia padidėjo 20%. Nors „Layertec“ veidrodžio nuostoliai kaupinimui yra maži, tačiau jis gali įnešti didesnius nuostolius generuojamai spinduliuotei. Iš naujai išmatuotos lazerio bangos ilgio derinimo kreivės, pavaizduotos paveiksle (3.23 pav.) matosi, kad lazeris negeneruoja trumpesnės nei 1021 nm bangos ilgio spinduliuotės. Tikriausiai tai yra dėl didesnių Layertec veidrodžio nuostolių trumpesnio bangos ilgio spinduliuotei.



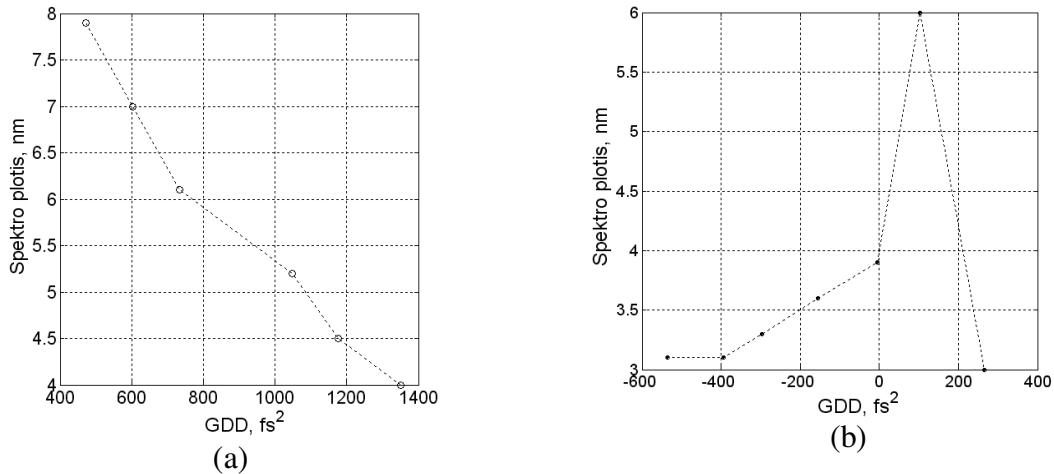
3.23 pav. Bangos ilgio derinimo kreivė

Optimizuoti dispersiją pabandyta dviejų konfiguracijų rezonatoriuose (3.24 pav.), pirmoji: $R_1 = R_2 = 75$ mm, $R_3 = 200$ mm, $d = 1.2$ mm, $L_1 = 220$ mm, $L_2 = 145$ mm, $L_3 = 370$ mm, $L_4 = 738$ mm, $L_5 = 106$ mm, $X_1 = X_2 = 38$ mm, $\theta_1 = 12^\circ$, $\theta_2 = 8^\circ$, $\theta_3 = 6^\circ$, $M_2 - 1\%$. Gauta spektro pločio priklausomybė nuo dispersijos rezonatoriuje (3.25 pav. (a)). Antroji konfiguracija: $R_1 = R_2 = 200$ mm, $R_3 = 300$ mm, $d = 1.2$ mm, $L_1 = 700$ mm, $L_2 = 350$ mm, $L_3 = 150$ mm, $L_4 = 460$ mm, $L_5 = 140$ mm, $X_1 = X_2 = 102$ mm, $\theta_1 = 12^\circ$, $\theta_2 = 8^\circ$, $\theta_3 = 6^\circ$, $M_2 - 2\%$. Gauti rezultatai pavaizduoti (3.25 pav. (b)).



3.24 pav. Lazeriniu diodu kaupinamo Yb:KGW lazerio su SESAM veidrodžiu ir prizmių pora dispersijai kompensuoti schema.

Atstumai tarp prizmių lazerių rezonatoriuose parinkti eksperimentiškai, kadangi aiškiai matėsi, jog apskaičiuotas, dispersijai aktyviajame elemente ir prizmių stikle kompensuoti reikalingas atstumas tarp prizmių nėra optimalus. Taip yra todėl, kad neįvertinta kitų rezonatoriaus elementų sąlygota dispersija. Tiek teoriniai skaičiavimai, tiek eksperimentiniai matavimai parodė, kad trumpiausieji impulsai realizuojant solitoninį modų sinchronizacijos režimą gaunami rezonatoriuje esant neigiamai dispersijai [75]. 3.25 paveiklėse matosi, kad plačiausias spektras gautas esant teigiamai bendrai aktyvaus elemento ir prizmių poros dispersijai, tai reiškia, kad rezonatoriuje yra didelė neigiama dispersija, sąlygota kitų rezonatoriaus elementų, pavyzdžiui, sudėtingą dielektrinių dangų struktūrą turinčio R1 veidrodžio (3.24 pav.).



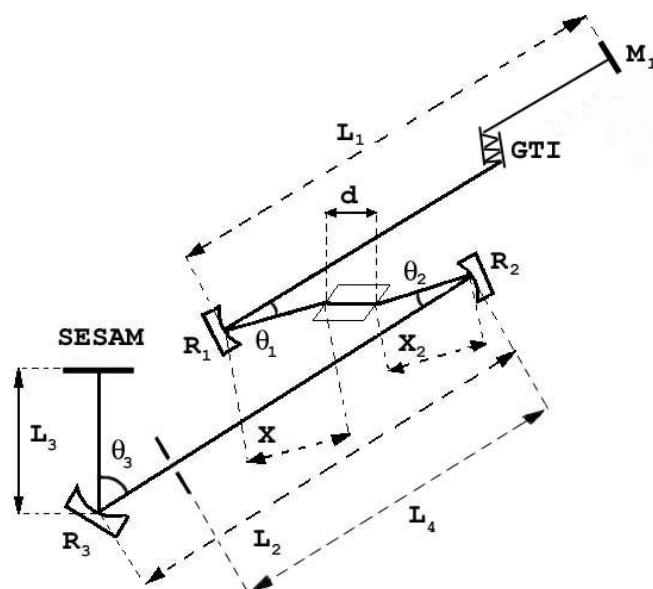
3.25 pav. Spekro pločio pusės aukštyje priklausomybė nuo dispersijos kiekio rezonatoriuje, (a) – pirmosios konfigūracijos lazeryje, (b) – antrosios.

Tuomet rezonatoriuje, be dispersijos kompensavimui skirtos prizmių poros, neigiamos dispersijos buvo dar daugiau. Tikėtina, kad esant tokioms sąlygoms galėjo būti realizuotas solitoninis modų sinchronizacijos režimas. Tai patvirtina žemesnė nei slenkstinė lazerio išvadinė galia, kuriai esant gauta modų sinchronizacija be kokybės moduliacijos [74]. Be to, rezonatoriuje be dispersijos kompensavimo gautas 3,2 nm spekro plotis atitinka spekro plotį, gautą rezonatoriuje su dispersijos kompensavimu esant didesnei nei optimali neigiamai dispersijai.

Kero lęšiu sinchronizuotų modų Yb:KGW osciliatorius.

Kadangi Kero netiesiškumas pasireiškia esant dideliems intensyvumams, laisvos veikos lazerio fliktuacijų intensyvumo gali nepakakti jiems pasireikšti. Tuomet SESAM veidrodi galima panaudoti kaip pagalbinį elementą Kero lęšio modų sinchronizacijai startuoti. Iš pradžių modų sinchronizacija startuotų dėl sumažėjusių SESAM veidrožio nuostolių, vėliau, išaugus impulsų smailinei galiai, pasireikštų Kero netiesiškumas, dėl kurio sumažėtų nuostoliai ties kieta apertūra, arba padidėtų stiprinimas dėl geresnio kaupinimo ir generacijos pluoštų persiklojimo. Tokiu būdu SESAM veidrodis

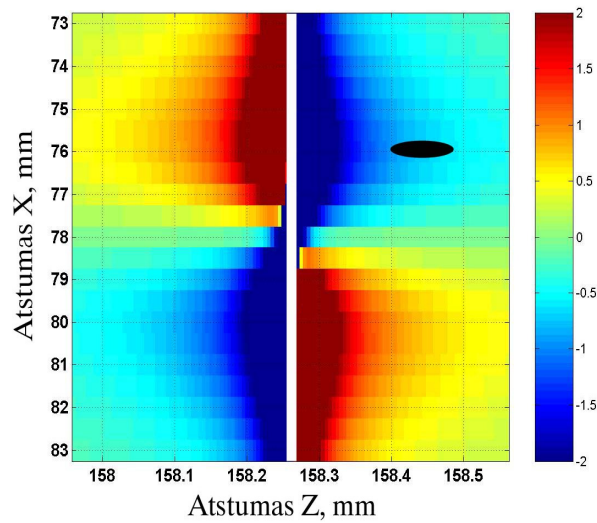
veiktų kaip modų sinchronizacijos stabilumą palaikantis elementas. Šio lazerio rezonatoriaus konfigūracija (3.26 pav.), $R_1 = R_2 = 150$ mm, $R_3 = 100$ mm, $d = 3$ mm, $\theta_1 = 14.4^\circ$, $\theta_2 = 10.3^\circ$, $\theta_3 = 9^\circ$, atstumai L_1 , L_2 ir L_3 parinkti tokie, kad rezonatoriaus δ reikšmių žemėlapyje tarpas tarp stabilumo zonų būtų kuo mažesnis $L_1 = 805$ mm, $L_2 = 974$ mm, $L_3 = 50.2$, L_1 ilgio šakoje pastatytas GTI interferometras dispersijai kompensuoti. Jeigu dispersijai kompensuoti naudojama prizmių pora, tai tarp jų ir veidrodžio M_1 bus pluošto spektras. Įdėjus plyšį, padidintume nuostolius tam tikram bangos ilgiui, t.y. siaurintume spektrą. Taigi plyšį geriau dėti į L_2 ilgio šaką, ties pluošto sąsmauka, $L_4 = 854$ mm.



3.26 pav. Penkių veidrodžių rezonatoriaus schema

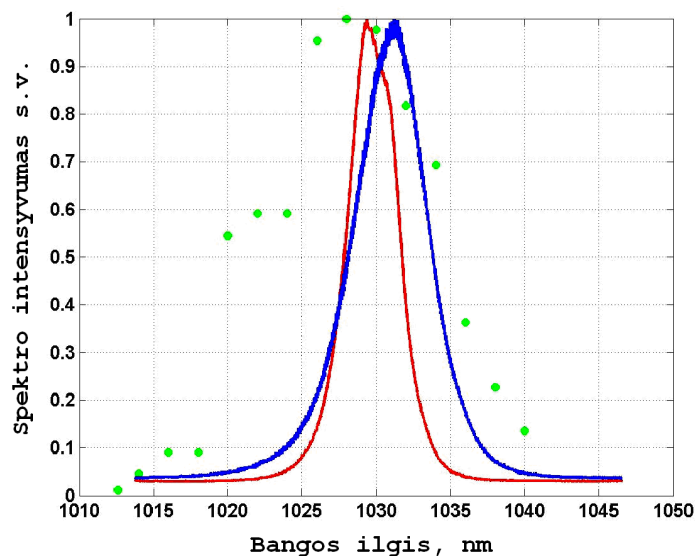
Tokio rezonatoriaus δ reikšmių žemėlapis pavaizduotas 3.27 pav. Pasirenkame x ir z reikšmes, čia $z = x + x_2 + dn$, iš antrosios stabilumo zonos ties vieta, kuri yra toliausiai nuo stabilumo ribos ir turi δ reikšmę $-0,75$. Į L_2 ilgio šakoje numatytą vietą įdėjus plyšį, stebime spektro išplitimą. Kadangi impulso trukmė atvirkščiai proporcinga impulso spektro pločiui, galima teigti, kad impulsas sutrumpėjo. Spektrai prieš įdedant plyšį ir jį įdėjus pavaizduoti 3.28 pav. Šalia

šių spektrų taip pat pavaizduota lazerio stiprinimo juosta, gauta L_1 šakoje įdėjus prizmę ir ties veidrodžiu M_1 stumdant plyšį.



3.27 pav. Penkių veidrodžių rezonatoriaus δ reikšmių žemėlapis

Matosi, kad spektrą būtų galima išplėsti daugiau į trumpesnių bangų pusę. Pakeitus SESAM veidrodį 100% atspindinčiu plokščiu veidrodžiu Kero lęšio modų sinchronizacijos gauti nepavyko. Norint gauti modų sinchronizaciją Kero lęšiu be SESAM veidrodžio reikia didinti kaupinimo galią. Esant didesniai stiprinimui galima rezonatorių suderinti taip, kad jis veiktų arčiau stabilumo zonos krašto, kur delta parametras yra daugiau neigiamas.

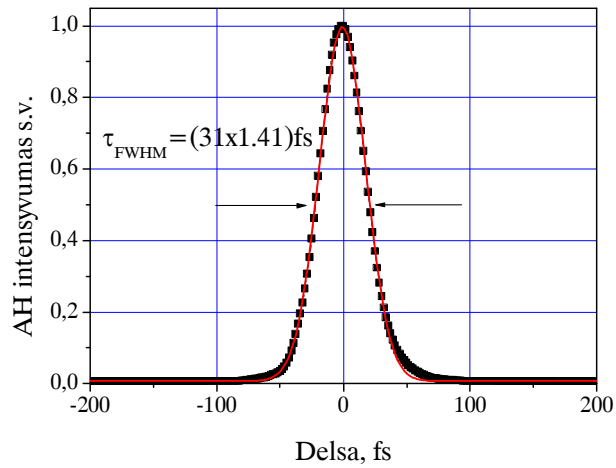


3.28 pav. Impulsų spektrai ir rezonatoriaus stiprinimo juosta. Raudonai pavaizduota spektras gautas be plyšio, mėlynai – su plyšiu, žaliai - lazerio stiprinimo juosta.

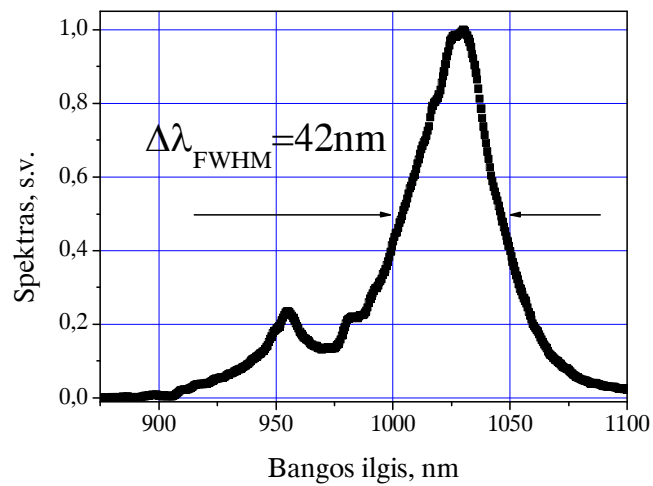
Paskutiniai oscilatoriaus tyrimai buvo atlikti panaudojant 40 W maksimalios galios puslaidininkinių lazerių liniuotę su „Šviesos konversijos“ mikro-optiniu pluoštų formuotuvu ir Ellb orientuotą Yb:KGW kristalą. Ellb orientacijoje emisijos spektras yra platesnis nei Ella orientacijoje. Optimizavus rezonatoriaus schemą, aktyvaus elemento ilgį ir dispersijai kompensuoti panaudojus SF10 stiklo prizmes gauta modų sinchronizacija Kero lęšiu. 3.29 pav. pavaizduota oscilatoriaus impulsų autokoreliacinė funkcija, o 3.30 pav. pavaizduotas spektras

Gauti 31 fs trukmės impulsai yra trumpiausi impulsai, generuoti puslaidininkiniais lazeriais kaupinamu, iterbio jonais legiruotą strypinį aktyvųjį elementą turinčiu lazeriu. Kaip matosi iš 3.30 pav., dalis impulso spektro yra trumpesnių nei kaupinimo spinduliuotės bangų ilgių diapazone. Trumpesnio nei kaupinimo bangos ilgio spinduliuotė gaunama dėl fazinės savimoduliacijos aktyviajame elemente.

Panašios konfigūracijos oscilatorius, generuojantis ~60 fs trukmės impulsus, buvo pritaikytas terahercinei spinduliuotei generuoti [86]. Tačiau lazeriui veikiant sinchronizuotų modų veika, išvadinė galia pastoviai mažėjo. Atlikus eilę galios pastovumo testų paaiškėjo, kad priežastis yra spalvinių centrų susidarymas prizmėse dėl didelės spinduliuotės galios ir intensyvumo. Pakeitus prizmes atitinkamais čirpuotais veidrodžiais šios problemos nebeliko.



3.29 Kero lęšiu sinchronizuotų modų Yb:KGW osciliatoriaus impulsų autokoreliacinė funkcija.

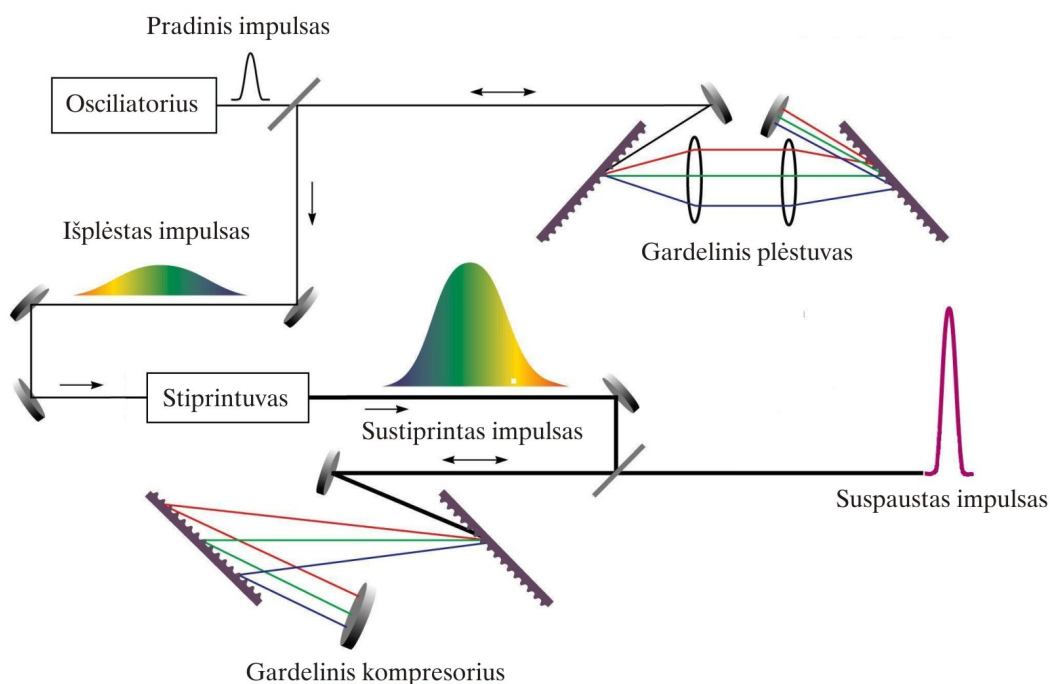


3.30 pav. Kero lęšiu sinchronizuotų modų Yb:KGW osciliatoriaus impulsų spektras.

4. Ultratrumpų impulsų stiprinimas

Čirpuotų impulsų stiprinimas

Optinis pažeidimas ir netiesiniai reiškiniai riboja maksimalų stiprinamo impulso intensyvumą medžiagoje. Stiprinamo impulso intensyvumą galima mažinti didinant impulsinio pluošto modos diametrą arba impulso trukmę. Didesnio diametro pluoštas jautresnis termo-optiniams iškreipymams, be to, didesnio diametro modai kaupinti aktyviajame elemente reikalingas galingesnis kaupinimo šaltinis. Čirpuotų optinių impulsų stiprinimo idėja (CPA) pasiūlyta 1985 metais [87]. Pagrindinė šio metodo idėja yra išplėsti impulsą laike panaudojant dispersiją. Principinė čirpuotų impulsų stiprinimo schema pavaizduota (4.1 pav.)



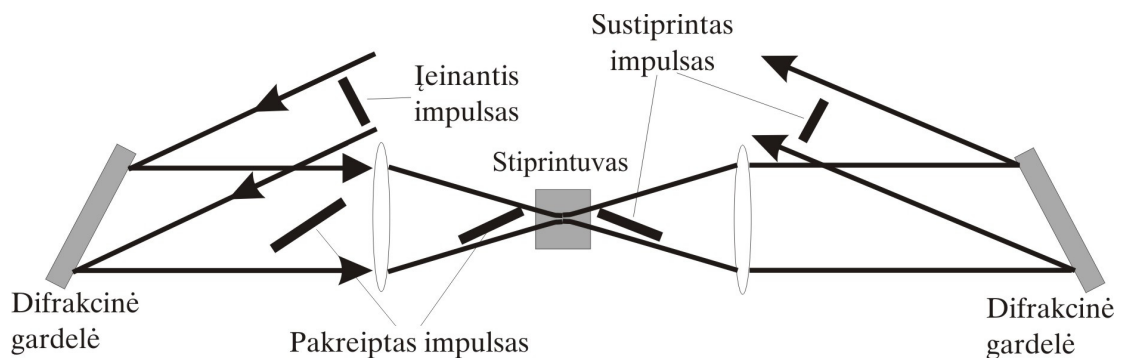
4.1 pav. Principinė čirpuotų impulsų stiprinimo schema.

Pradinis, osciliatoriaus sugeneruotas impulsas patenka į plėstuva, kuriame skirtingiems bangos ilgiams optinis kelias yra skirtingas, ilgesniems

bangos ilgiams – trumpesnis, trumpesniems – ilgesnis. Tokiu būdu už plėstuvo gaunamas impulsinis pluoštas, kurio skirtingos dažninės komponentės į stiprintuvą ateina skirtingais laiko momentais. Išplėsto impulso trukmė priklauso nuo impulso spektro pločio, plėstuvo gardelių režių tankio ir atstumo tarp jų, kurio šie dydžiai didesni, tuo daugiau išplečiamas impulsas. Stiprintuve išplėstas impulsas sustiprinamas ir galiausiai suspaudžiamas kompresoriumi, veikiančiu priešingai nei plėstuvas.

Pakreiptų impulsų stiprinimas.

Kitaip nei čirpuotųjų impulsų stiprinimo atveju, stiprinant pakreiptų impulsų metodu, impulsų plėtimas laike nepriklauso nuo impulso spektro pločio. Šio metodo idėja yra ta, kad atspindėjęs nuo gardelės impulso frontas pakrypsta, o fokusuojant impulsą su pakrypusiu forntu židinio plokštumoje pokrypio kampas tampa 90° (4.2 pav.). Tuomet, židinio plokštumoje patalpinus AE, impulsą galima sustiprinti ir dar kartą atspindėjus nuo gardelės panaikinti impulso pokrypį.



4.2 pav. Principinė pakreiptų impulsų stiprinimo schema.

Impulso trukmė sąsmaukoje priklauso tik nuo pluošto diametro bei impulso, atsispindėjusio nuo gardelės fornto pokrypio kampo, ir nepriklauso nuo pradinės impulso trukmės [88]. Difragavusio nuo gardelės impulso fronto pokrypio kampas priklauso nuo kritimo į gardelę ir difrakcijos kampų. Analizuojant situaciją geometriškai, kai impulsas krenta į gardelę ir atsispindi

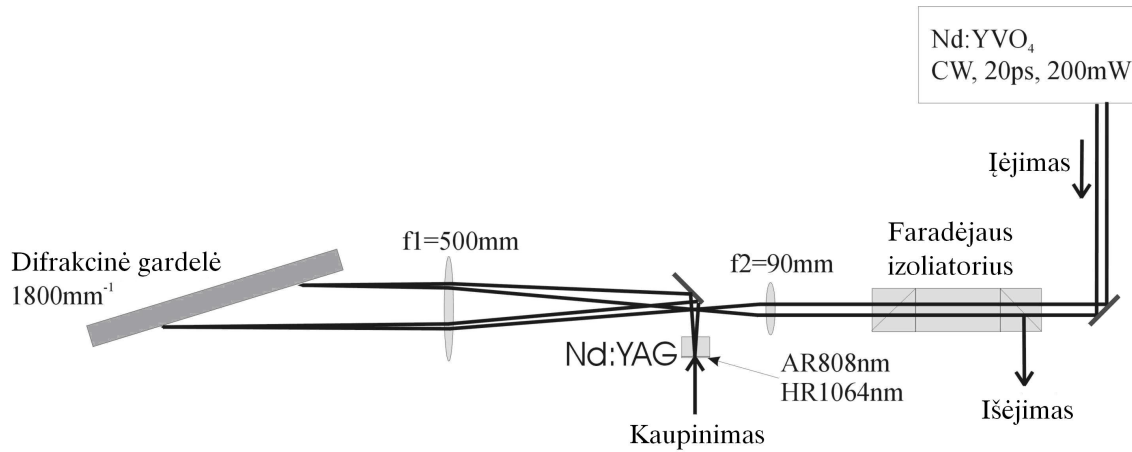
nuo jos Littrow kampu, Gauso profilį turinčio impulso trukmę į fokusuojančio lęšio Furjė plokštumoje apsprendžia impulsinio pluošto diametras, gardelės rėžių skaičius ir bangos ilgis: $\tau_{FWHM} = \frac{\sqrt{2 \ln 2} d \tan(\theta_{Littrow})}{c}$, čia d - krentančio pluošto diametras $\frac{1}{e^2}$ intensyvumo lygyje, $\theta_{Littrow}$ - Littrow kampas ir c – šviesos greitis.

20 mm diametro pluošto, kritusio į gardelę ir difragavusio $\sim 73^\circ$ kampu (Littrow kampas 1064 nm bangos ilgiui ir 1800 mm^{-1} gardelei), impulso trukmė židinio plokštumoje yra $\tau_{FWHM} = 250 \text{ ps}$. Reiktų pastebėti, kad tokia impulso trukmė yra tik ribotame atstume, todėl daugiaėgyje stiprintuve reikia kiekvieną kartą atvaizduoti vaizdą židinio plokštumoje, regeneratyviniame stiprintuve tai nepritaikoma.

Nors TPA schema yra praktiškai identiška ultraplataus spektro impulsų su erdvine dispersija stiprinimo schemoms [89-91], tačiau nebuvo nagrinėta jos pritaikymas siauro spektro pikosekundiniams impulsams stiprinti.

Šio eksperimento tikslas patikrinti, kaip atkuriamą impulso trukmę po stiprinimo, tad nebuvo siekiama gauti maksimalų stiprinimo koeficientą. Eksperimento schema pavaizduota 4.3 pav. Kaip impulsų šaltinis naudotas 200mW vidutinės galios Nd:YVO₄ osciliatorius, generuojantis 15 ps trukmės impulsus 85 MHz pasikartojimo dažniu. Stiprinimui naudotas strypinis, 8 mm ilgio, 5 mm diametro, 1% koncentracijos Nd:YAG aktyvusis elementas, kaupinamas puslaidininkiniu lazeriu, generuojančiu iki 13 W galios 808 nm bangos ilgio spinduliuotę. Kaupinimo pluošto kokybės parametras $M^2 = 45$. Impulsui pakreipti naudota 1800 mm^{-1} rėžių gardelė, išstatyta Littrow kampu. Lęšis f1 fokusuoja pluoštą į stiprintuvo kristalą, nuo jo židinio nuotolio priklauso pluošto matmenys kristale, tuo tarpu nuo lęšio f2 židinio nuotolio priklauso teleskopo didinimas, o kartu ir impulso trukmės plėtimo koeficientas. Geometrinis įeinančio ir sustiprinto pluoštų atskirimas padidintų sistemos skaitmeninę apertūrą ir lemtų didesnes sferines aberacijas, todėl sustiprintam pluoštui atskirti naudotas Faradėjaus rotatorius. Stiprinamas pluoštas

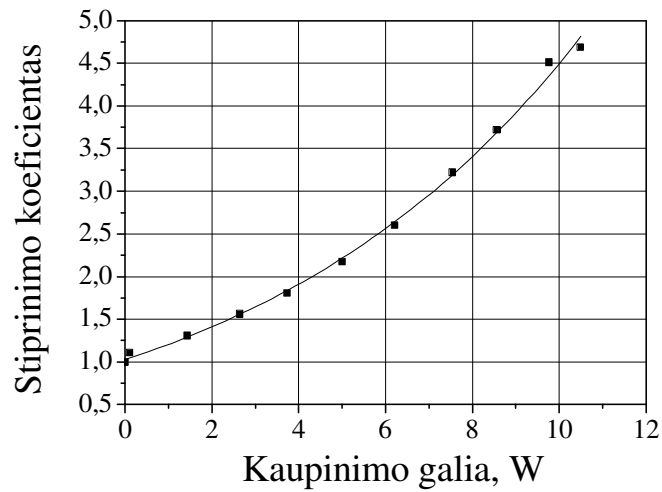
stiprintuvo kristale yra eliptinis, $45 \times 400 \mu\text{m}$ matmenų. Pluoštas viena kryptimi yra išplitęs dėl erdvinės dispersijos, o išplitimas priklauso nuo impulso spektro pločio (0,14 nm).



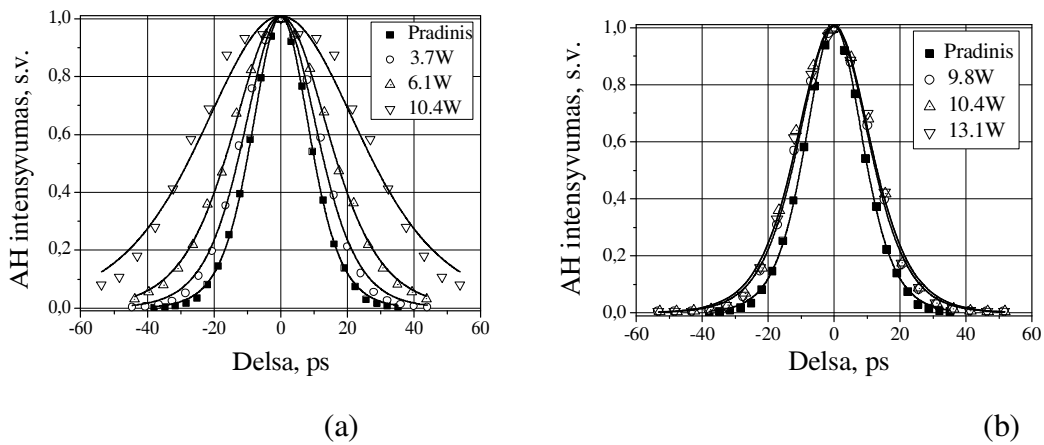
4.3 pav. Pakreiptų impulsų stiprinimo eksperimento schema.

Naudojant nuolatinį $200 \mu\text{m}$ diametro kaupinimo pluoštą, pastiprinto impulso trukmę labai įtakojo stiprintuvo aktyviajame elemente kaupinimo indukuotas termo-lęšis. Termo-lęšis pakeičia erdviškai dispergavusio pluošto frontą, dėl to pasikeičia atskirų dažnių komponentių vėlinimas ir išmatuota impulso trukmė nebeatsistato. Nuolatinį kaupinimą pakeitus impulsiniu kaupinimu, sumažinamas šilumos išsiskirimas aktyviajame elemente ir termo-optiniai reiškiniai pasireiškia silpniau. Kaupinant stiprintuvą 1 ms trukmės impulsais 200 Hz dažniu, termo-lęšio iškraipymai stiprinamam pluoštui buvo nežymūs, gautas 4,5 karto stiprinimas dviegiame stiprintuve (4.4 pav.) Tačiau net ir susilpninus termo-lęšį, sustiprinto impulso trukmė išėjime buvo ~ 2 kartus didesnė nei pradinė trukmė (4.5 pav.). Kadangi naudotas mažesnių nei stiprinamas pluoštas matmenų kaupinimo pluoštas, o stiprinamas pluoštas yra erdviškai dispergavęs, stiprinamos yra ne visos spektro komponentės, dėl to siaurėja sustiprinto impulso spektras ir didėja trukmė. Pakeitus kaupinimo pluošto matmenis ($170 \times 700 \mu\text{m}$) gautas mažesnis stiprinimas ir artima pradinei impulsų trukmė, nebepriklausanti nuo stiprintuvo

stiprinimo. Tikėtina, kad užregistruotas ~20% impulso trukmės padidėjimas yra nuliamtas optinės sistemos aeracijų.



4.4 pav. Dviegio stiprintuvo stiprinimo priklausomybė nuo kaupinimo galios.



4.5 pav. Pastipintų impulsų autokoreliacinės funkcijos esant įvairioms stiprintuvo kaupinimo galioms, a – kaupinimo moda $200 \times 200 \mu\text{m}$, b - $170 \times 700 \mu\text{m}$.

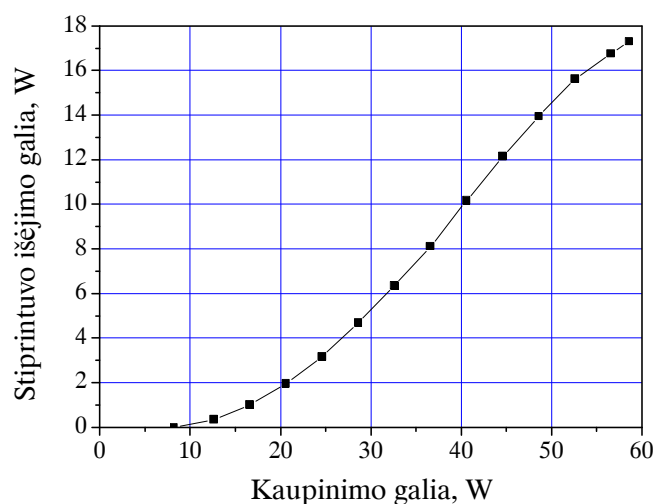
Atliktas tyrimas parodė, kad termo-lėšis yra pagrindinė problema norint gauti didesnę stiprinimą išlaikant impulso trukmę artimą pradinei. Vienas iš būdų padidinti stiprinimą yra kitų medžiagų panaudojimas, pavyzdžiui, didesnę stiprinimo skerspjūvį turintį neodimiu legiruotą vanadatą. Šalia

aktyvaus elemento galima naudoti papildomą sferinį ar cilindrinį lęši, veikiantį priešingai nei termo-lęšis. Taip pat vietoje į AE fokusuojančio sferinio veidrodžio galima naudoti asferinį veidrodį, kuris kompensuotų tam tikro termo-lęšio poveikį, deja, šiuo atveju stiprintuvas optimaliai veiktų tik tam tikrame kaupinimo galių diapazone.

Lyginant CPA ir TPA schemas pastebėjime, jog TPA schemoje termo-lęšio poveikis yra analogiškas fazinei savimoduliacijai CPA schemoje ir iškraipo impulso trukmę. Tuo tarpu fazinė savimoduliacija TPA schemoje pasireišk, kaip pluošto erdvinės modos iškraipymas. Kitas TPA privalumas yra tai, kad nėra spektro siaurinimo stiprintuvui veikiant arti soties [89-91], t.y. stiprintuvą įsotinus vienu impulsu nėra iškraipomas impulso spektras kaip CPA schemoje [92]. TPA schemoje įsotinus stiprintuvą pasireiškia erdvinis pluošto iškraipymas, tačiau kitaip nei CPA schemoje jį galima sumažinti antro praėjimo per stiprintuvą metu apverčiant pluoštą.

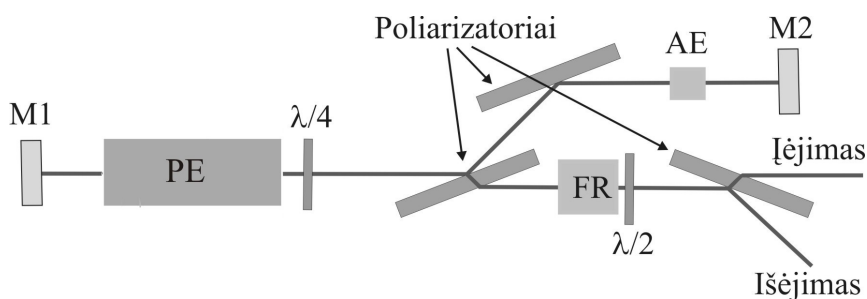
Regeneratyvinio stiprintuvo dinamika.

Panaudojant rezonatoriaus atsparumo termo-lęšiui kompiuterinio modeliavimo rezultatus buvo optimizuotas regeneratyvinio stiprintuvo rezonatorius. Nuolatinės veikos stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios pavaizduota (4.6 pav.) Keičiant kaupinimo galią, nuolatinės veikos stiprintuvo išvadinė galia maksimizuota keičiant $\lambda/4$ plokštelės posūkio kampą (4.7 pav.) Stiprintuvui kaupinti naudoti du 30 W maksimalios galios puslaidininkiniai lazeriai, kurių atskirų emiterių pluoštai mikrooptikos formuotuvu fokusuojami į $\sim 300 \mu\text{m}$ diametro dėmę ir pertvarkomi taip, kad lygiagrečioje ir statmenoje puslaidininkių sandūrai kryptyse pluošto kokybės parametrai būtų panašūs, šiuo atveju $M_x^2 = M_y^2 \approx 35$.



4.6 pav. Nuolatinės veikos stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios.

Stiprintuvo išvadinė galia, kaupiant ~60 W galios spinduliuote, pradeda sotintis, tai gali būti dėl dviejų priežasčių: termo-lėšio arba kaupinimo bangos ilgio kitimo keičiant puslaidininkinių lazerių kaupinimo srovę.

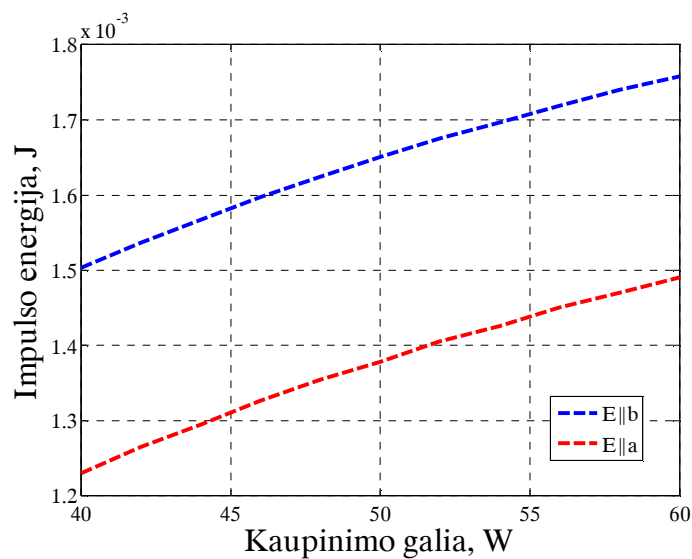


4.7 pav. Principinė regeneratyvinio stiprintuvo schema, čia M1 ir M2 pažymėti rezonatoriaus veidrodžiai, AE – aktyvusis elementas, FR – Faradėjaus rotatorius, PE – Pokelso elementas.

Sugerties skerspjūvis 981 nm bangos ilgio kaupimui Ella orientuotame Yb:KGW kristale yra 6,4 karto didesnis nei Ellb orientuotame kristale, tačiau stiprinimo skerspjūviai skiriasi nedaug, Ella orientacijai – 1,3 karto didesnis. Sumodeliavus impulso stiprinimą regeneratyviniame

stiprintuve, palyginta, kaip maksimali impulso energija priklauso nuo kaupinimo galios esant skirtingoms kristalo orientacijoms 4.8 pav.

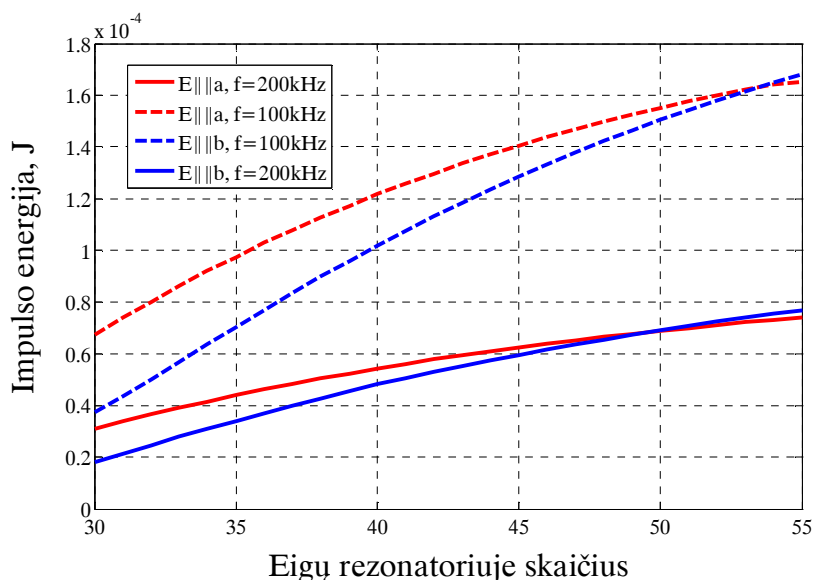
Regeneratyvinis stiprintuvas veikia dviem režimais: mažos kokybės režimu, kai užpildos inversija didėja dėl kaupinimo sugerties, o mažėja dėl spontaninės emisijos ir didelės kokybės režimu, kai užpildos inversija didėja dėl kaupinimo sugerties, o mažėja dėl spontaninės emisijos ir impulso stiprinimo. Modeliuojant impulso stiprinimą, aktyvusis elementas padalintas į n dalių ($100 < n < 1000$) išilgai impulso sklidimo krypties, o lygmenų užpilda kiekvienos iš šių dalių randama skaitmeniškai sprendžiant (1.11) dinaminę lygtį. Mažos kokybės rezonatoriaus režime apskaičiuota kiekvienos dalies lygmenų užpilda kaupinant atvirkščiai rezonatoriaus eigai proporcingos trukmės impulsais (impulsų trukmė daug mažesnė nei sužadinto lygmens fluorescencijos trukmė). Didelės rezonatoriaus kokybės režime skaičiuojama tiek kaupinimo impulso sugertis, tiek užkrato impulso stiprinimas kiekvienoje aktyvaus elemento dalyje.



4.8 pav. Maksimalios impulso energijos priklausomybė nuo kaupinimo galios $E_{||a}$ ir $E_{||b}$ orientuotų kristalų stiprintuve.

Kaip matome iš 4.8 pav., esant $E_{||b}$ Yb:KGW orientacijai gaunama didesnė impulso energija, nors stiprinimas yra mažesnis nei $E_{||a}$ orientacijai. Taip yra dėl to, kad $E_{||b}$ orientacijos emisijos spektras yra paslinktas į ilgesnių

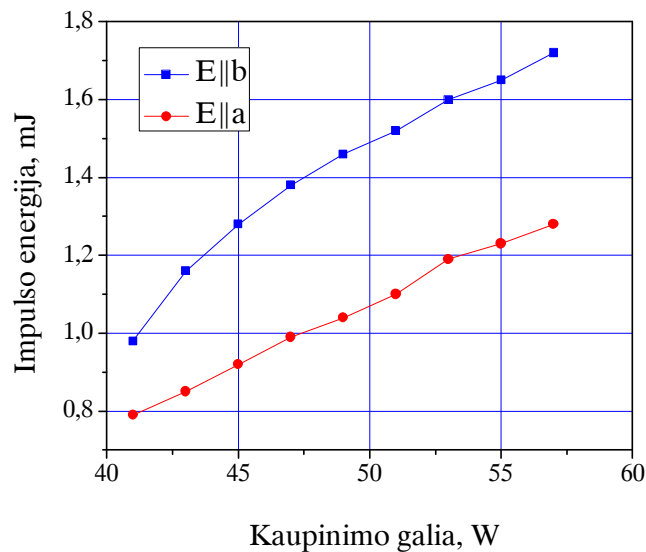
bangų pusę lyginant su Ella orientacija, t.y. lazerinis šuolis vyksta į mažesnę šiluminę užpildą turintį lygmenį nei Ella orientacijos atveju, tad gaunama didesnė inversija ir mažesni nuostoliai dėl reabsorbcijos. Tuo tarpu mažesnis Ellb orientacijos stiprinimo skerspjūvis reiškia, kad impulsui, kol jis nusineš visą sukauptą inversiją, reiks daugiau kartų pereit per AE. Šiuo atveju didesnis impulso vystimosi laikas reiškia, kad ilgesnį laiką bus pridėta įtampa prie elektrooptinio modulatoriaus kristalo ir, didinat impulsų pasikartojimo dažnį, bendras laikas, kuomet prie elektrooptinio modulatoriaus kristalo, gali viršyti rekomenduojamą saugų laiką, be to, reikės galingesnio aukštos įtampos šaltinio. Taip pat daugiau eigų rezonatoriuje reiškia, kad daugiau AE sukauptos energijos bus prarasta dėl nuostolių rezonatoriuje. Apskaičiuota impulso energijos priklausomybė nuo eigų rezonatoriuje skaičiaus pateikta 4.9 pav.



4.9 pav. Impulso energijos priklausomybė nuo eigų rezonatoriuje skaičiaus.

Kaip matyti iš 4.9 pav. pateiktų priklausomybių, iki tam tikro eigų rezonatoriuje skaičiaus efektyviau naudoti Ella orientaciją, vėliau Ellb. Kelių eigų rezonatorius su Ellb orientuotu kristalu yra efektyvesnis? Tai priklauso nuo sukauptos inversijos prieš impulso stiprinimą, kuo didesnė inversija, tuo ilgiau Ella orientacija yra efektyvesnė. Iš 4.9 pav. matyti, kad esant mažesniams impulsų pasikartojimo dažniams, 100 kHz Ella ir Ellb atvejais impulsų energijos susilygina po 53 eigų, tuo tarpu esant didesniam, 200 kHz susilygina po 49

eigų, kaupinimas abiem atvejais vienodas. Eksperimento metu maksimalus eigų skaičius ribotas iki 53.

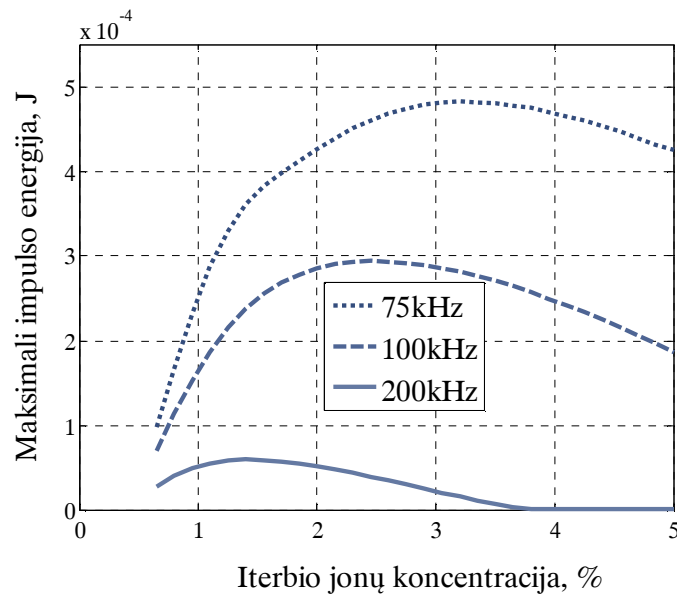


4.10 pav. Eksperimentiškai išmatuota impulso energijos priklausomybė nuo kaupinimo galios.

Modifikavus rezonatoriaus schemą, siekiant padidinti modos diametrą aktyviajame elemente ir kaupinimat stiprintuvo aktyvųjį elementą 0,5 ms trukmės impulsais 1000 Hz dažniu, kokybės moduliacijos režime gauti 2,3 mJ energijos, 15 ns trukmės impulsai. Esant didesnėms energijoms buvo pažeidžiamos poliarizatorių dangos.

Kitaip nei nuolatinės veikos lazeryje, regeneratyviniame stiprintuve optimali aktyvių jonų koncentracija aktyviajame elemente priklauso ne tik nuo kaupinimo intensyvumo ir kristalo ilgio, bet ir nuo impulsų pasikartojimo dažnio. Kaip matyti iš 4.11 pav. pateiktų skaičiavimo rezultatų, optimali koncentracija, kuriai esant impulso energija yra maksimali, slenkasi į mažesnių koncentracijų pusę. Taip yra dėl to, kad didinant impulsų pasikartojimo dažnį trumpėja kaupinimo laikas tarp gretimų impulsų, taigi sukuriama mažesnė užpildos inversija aktyviajame elemente ir stipriau pasireiškia reabsorbicija. Atliekant šiuos skaičiavimus nekreipta dėmesio į impulsų energijų bistabilumą,

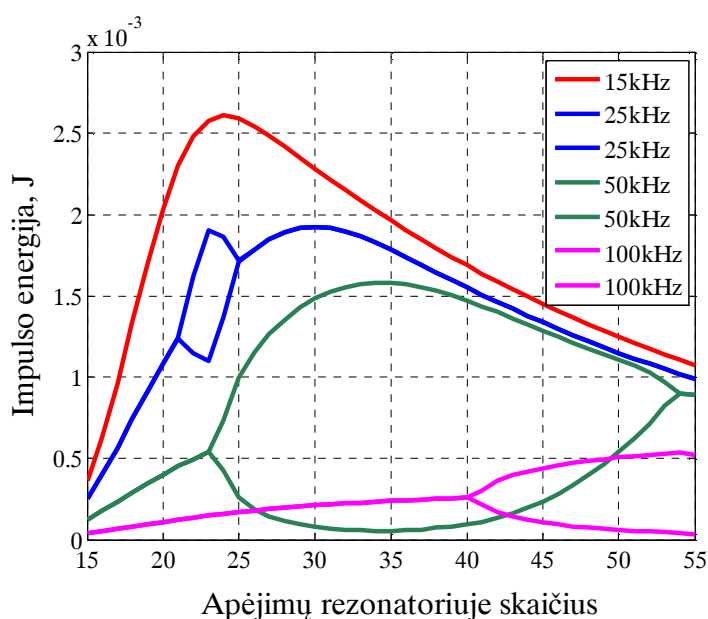
skaičiuotas keturių gretimų impulsų energijos vidurkis. Taip pat neįvertinta ir tai, kad vidutinę lazerio išvadinę galią gali riboti termo-lėšis.



4.11 pav. Maksimalios impulso energijos priklausomybė nuo aktyviu jonų koncentracijos aktyviajame elemente esant skirtingiems impulsų pasikartojimo dažniams.

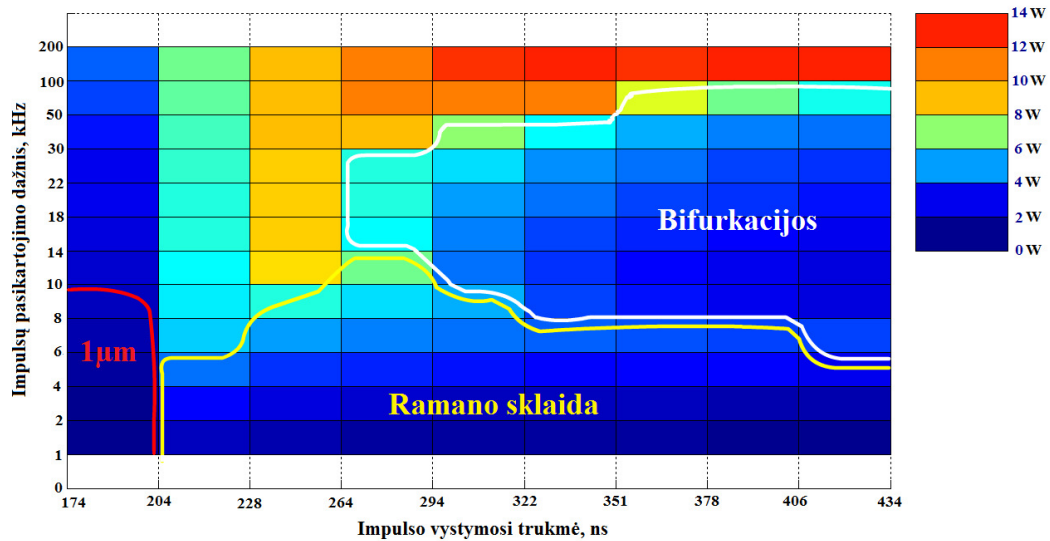
Realiesiems taikymams reikalingi atsikartojančios energijos impulsai, todėl impulsai yra išskiriami prieš pasireiškiant stiprinimo bifurkacijoms [93]. 4.12 pav. pavaizduota suskaičiuota gretimų dviejų voros impulsų energijos priklausomybė nuo eigų rezonatoriuje skaičiaus esant įvairiems impulsų pasikartojimo dažniams. Impulsų energijos priklausomybės išsišakojimas reiškia, kad kas antras sustiprintas impulsas yra skirtingos energijos. Stiprinimo bifurkacijos pasireiškia kai kiekvieno impulso stiprinimas priklauso nuo prieš tai buvusio impulso energijos. Silpno signalo stiprinimas yra proporcingas aktyviajame elemente sukurtai užpildos inversijai, o užpildos inversija yra proporcinga kaupinimo intensyvumui ir kaupinimo trukmei tarp dviejų stiprinamų impulsų, jei ši trukmė yra mažesnė nei sužadinto lygmens gyvavimo trukmė aktyviajame elemente ($\tau(\text{Yb:KGW})=0,8$ ms). Kitas svarbus parametras yra impulso eigų rezonatoriuje skaičius. Nuo jo priklauso, kiek

energijos, sukauptos aktyviajame elemente, išsineša impulsas. Jeigu eigu rezonatoriuje skaičius yra pakankamas, kad impulsas išsineštų visą tarp gretimų stiprinamų impulsų sukauptą energiją, tuomet regeneratyvinio stiprintuvo stiprinimas kiekvienam impulsui bus vienodas. Jeigu eigu rezonatoriuje skaičius yra nepakankamas, kad impulsas išsineštų visą sukauptą energiją, tuomet pastovus stiprinimas kiekvienam impulsui bus tik tuo atveju, jeigu tarp stiprinamų impulsų bus atkūriama tokia pati užpildos inversija, t.y. išotinama aktyvaus elemento sugertis. Esant didesnei užpildos inversijai, stiprinimas sekančiam impulsui bus didesnis ir impulsas išsineš daugiau sukauptos energijos, tuomet mažėja stiprinimas sekančiam impulsui. Esant mažesniai stiprinimui, impulsas išsineša dar mažiau sukauptos energijos ir sekančio kaupinimo periodu vėl sukuriama didesnė užpildos inversija, tokiu būdu ir pasireiškia bistabilus impulso stiprinimas.

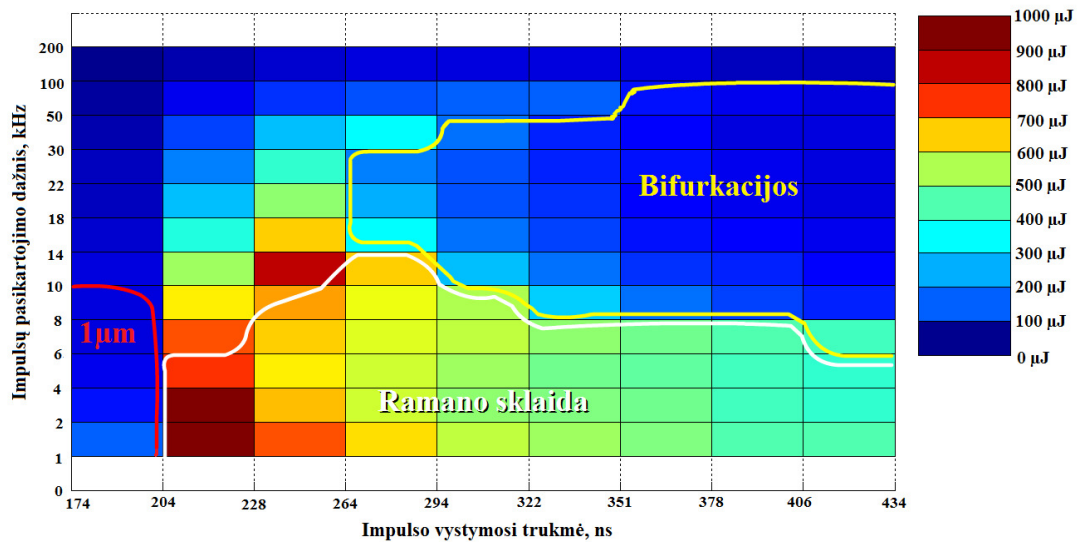


4.12 Suskaičiuota gretimų dviejų voros impulsų energijos priklausomybė nuo eigu rezonatoriuje skaičiaus esant įvairiems impulsų pasikartojimo dažniams.

Eksperimentiškai išmatuota maksimalios vidutinės galios priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio esant skirtingoms kaupinimo galioms (4.13 pav.) ir apskaičiuota maksimali impulsų energija (4.14 pav.).

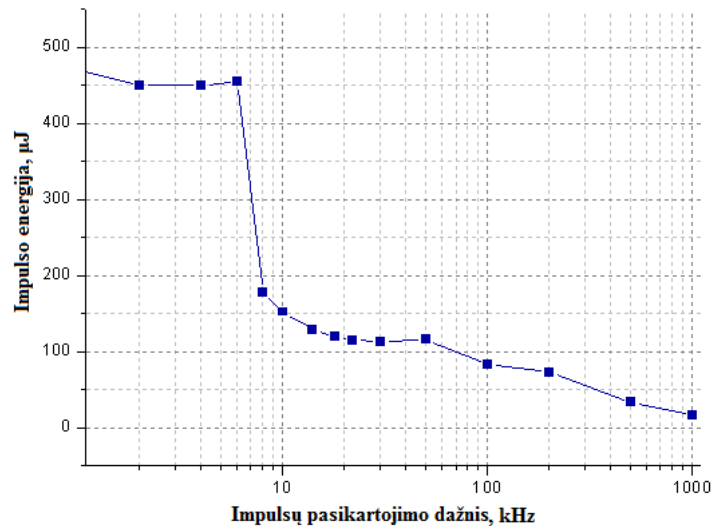


4.13 pav. Regeneratyvinio stiprintuvo maksimalios vidutinės galios priklausomybė nuo impulso pasikartojimo dažnio ir impulso vystimosi trukmės. Grafike skirtingomis spalvomis pažymėtos sritys, kuriose pasireiškia skirtingi fizikiniai reiškiniai, ribojantys stiprintuvo signalo maksimalią išvadinę galią. Balta linija – bifurkacijos, geltona – Ramano sklaida, raudona – atsiranda 1 μm bangos ilgio spinduliūtė. Nepažymėtoje srityje maksimalią išvadinę galią riboja termo-lėšis.



4.14 pav. Maksimalios impulso energijos priklausomybė nuo impulso pasikartojimo dažnio ir impulso vystimosi trukmės. Grafike skirtingomis spalvomis pažymėtos sritys, kuriose pasireiškia skirtingi fizikiniai reiškiniai, ribojantys maksimalią impulso energiją. Geltona linija – bifurkacijos, balta – Ramano sklaida, raudona – atsiranda 1 μm bangos ilgio spinduliūtė. Nepažymėtoje srityje maksimalią išvadinę galią riboja termo-lėšis.

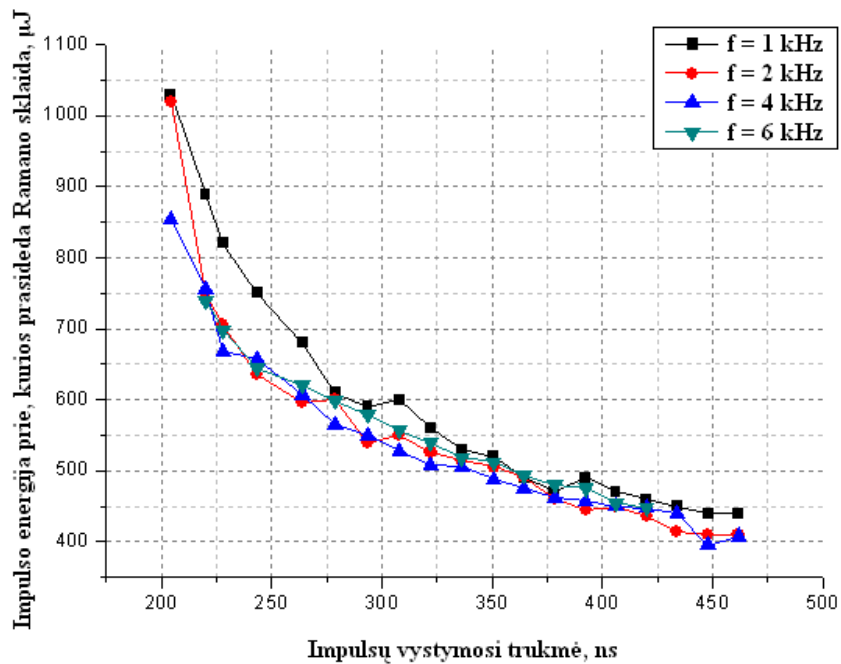
Nustatyti keturi reiškiniai, ribojantys maksimalią impulsų energiją arba vidutinę išvadinę galią. Panagrinėkime maksimalios impulso energijos priklausomybę nuo impulsų pasikartojimo dažnio išskiriant impulsą po 351 ns nuo įvedimo momento, t.y. po 25 eigų rezonatoriuje (4.15 pav.).



4.15 pav. Maksimalios 25 eigų rezonatoriaus impulsų energijos priklausomybė, nuo impulsų pasikartojimo dažnio

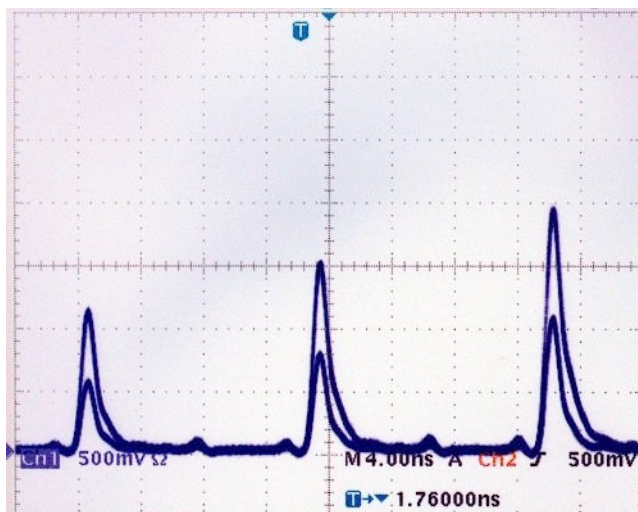
Šiuo atveju maksimalią impulsų energiją $\sim 450 \mu J$ riboja Ramano sklaida aktyviajame elemente. Ramano sklaidos slenkstis priklauso nuo stiprinamo impulso trukmės ir eigų rezonatoriuje skaičiaus: kuo ilgesnis impulsas ir kuo mažiau eigų rezonatoriuje, tuo didesnė maksimali išėjimo impulso energija. Stiprinamų impulsų trukmę nulemia osciliatoriaus generuojamų impulsų spektro plotis ir impulsų plėtros mastas plėstuve. Impulsų plėtimo koeficientas priklauso nuo plėstuve naudojamų optinių elementų parametru, tad lengviau yra mažinti impulsų eigų rezonatoriuje skaičių (impulsų stiprinimo trukmę) didinant kaupinimo galią. Impulso energijos, kurioms esant prasideda Ramano sklaida stiprintuve, priklausomybė nuo impulsų stiprinimo trukmės pavaizduota 4.16 pav. (15 ns atitinka vieną eigą rezonatoriuje). Tačiau esant didelei kaupinimo galiai ir mažam impulsų pasikartojimo dažniui bei aktyviajame elemente pasikeitus lygmenų užpildai, stebimas $1 \mu m$ bangos ilgio spinduliuotės stiprinimas. Šis efektas gali būti aiškinamas taip: siekiant

realizuoti maksimalią užpildos inversiją aktyviajame elemente, prieš stiprinimo ciklą rezonatoriaus kokybė tarp stiprinamų impulsų yra mažinama $\lambda/4$ plokšte, kuri orientuota taip, kad nuostoliai 1030 nm bangos ilgio spinduliuotei rezonatoriuje būtų maksimalūs. Tokiu atveju 1000 nm bangos ilgio spinduliuotei nuostoliai yra mažesni ir esant didelei užpildos inversijai stiprintuvas pradeda generuoti 1000 nm bangos ilgio spinduliuotę.



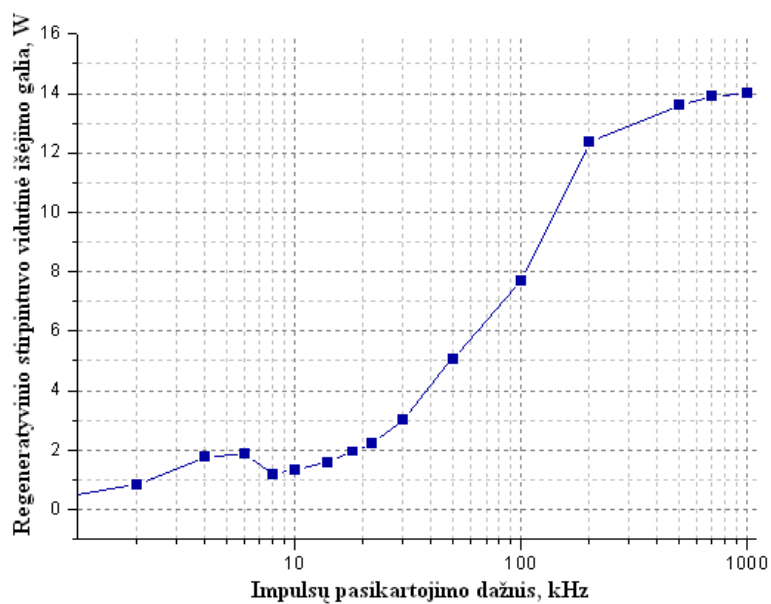
4.16 pav. Impulso energijos, prie kurios prasideda Ramano sklaida, priklausomybė nuo impulso vystymosi trukmės

Stiprintuvui veikiant nuo 8 kHz iki 50 kHz impulsų pasikartojimo dažnių diapazone, maksimalią išvadinių impulsų energiją riboja impulsų stiprinimo bistabilumo reiškiny. 4.17 paveiksle pavaizduota bistabiliai stiprinama impulsų vora regeneratyvinio stiprintuvo rezonatoriuje (impulsų pasikartojimo dažnis 10 kHz, eigų rezonatoriuje skaičius 29 (434 ns)).



4.17 pav. Bistabiliai stiprinamos impulsų voros oscilograma

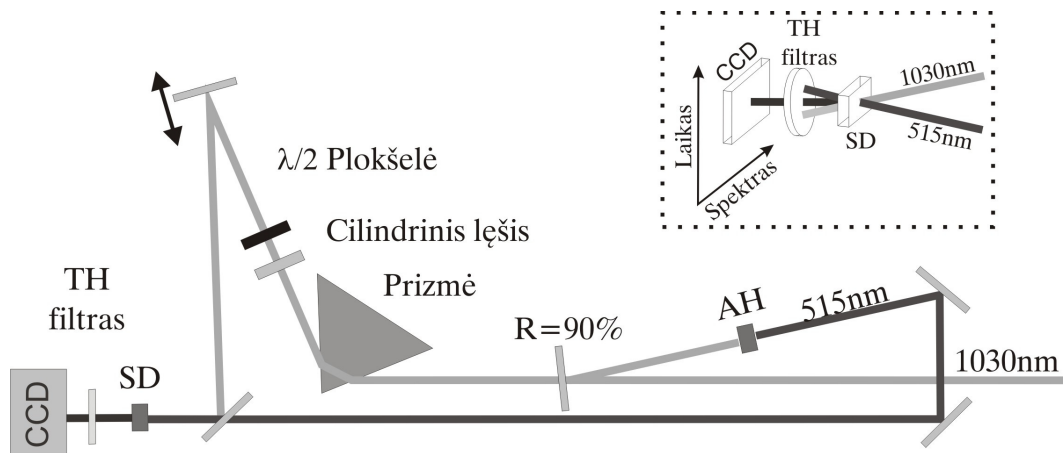
Vidutinė išvadinė galia didėja didinant impulsų pasikartojimo dažnį (4.18 pav.). Pasiekus ~12 W išvadinę galią, pasireiškia stiprus termo-lėšis, kuris ir riboja maksimalią vidutinę išvadinę galią.



4.18 pav. Maksimalios išvadinės galios priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio.

Impulsų dažnių ir laikinių charakteristikų nustatymas

Yra daug metodų ultra trumpų impulsų laikinėms ir dažninėms charakteristikoms išmatuoti. Paprasčiausi ir populiariausi iš jų yra autokoreliacinės funkcijos ir spektro matavimas. Tačiau šių duomenų neužtenka visiškai charakterizuoti faziškai moduluoto impulso. Optinės sklendės su dažnine skiriamąja geba metodas FROG [94] ir jo modifikacijos X-FROG, GRENOUILLI bei spektrinės fazės interferometrijos tiesioginei elektrinio laiko rekonstrukcijai metodas SPIDER suteikia pakankamai informacijos, kad būtų galima nustatyti ne tik impulso trukmę, bet ir skirtingų dažnių komponentų fazių pasiskirstymą. Nors šiais metodais gaunama informacija tiek apie amplitudę, tiek apie fazę, tačiau tam reikia stabilios ir tikslios optinės schemos, sudėtingų matematinių skaičiavimų, kurių sprendiniai dažnai nėra vienareikšmiai. Norint greičiau ir paprasčiau optimizuoti impulsų spūdą čirpuotus impulsus stiprinančioje sistemoje, reikia metodo, kuriuo matuojami parametrai, nereikalaujant sudėtingų skaičiavimų, o iš karto teiktų informaciją apie optimizacijos kryptį. Šiame darbe panaudotas naujas metodas, kuris nuo FROG metodo skiriasi tuo, kad spektrinė skiriamoji geba nepriklauso nuo paties impulso ir nuo suminiam dažniui generuoti naudojamo netiesinio kristalo ilgio, o priklauso tik nuo panaudoto elemento su kampine dispersija. Optinėje schemoje tai realizuojama impulso spektrą analizuojant prieš netiesinę sąveiką. Principinė optinė schema pavaizduota 4.19 pav. Iš kompresoriaus išeinantis impulsas dalinamas, 90% šviesos eina į antros harmonikos generatorių, kur generuojamas strobuojantis impulsas, o 10% šviesos eina į prizmę kaip testuojamas impulsas. Antra harmonika generuojama prie daug mažesnio nei soties intensyvumas, tokiu būdu sugeneruotas impulsas yra silpniau faziškai moduluotas nei pirmos harmonikos impulsas. Pirmos ir antros harmonikų impulsų autokoreliacinės funkcijos ir spektrai pavaizduoti (4.19 pav.), o impulsų kokybės parametrai yra atitinkamai, $K_{1H} = \Delta\nu\Delta\tau = 0,81$ ir $K_{2H} = \Delta\nu\Delta\tau = 0,58$.

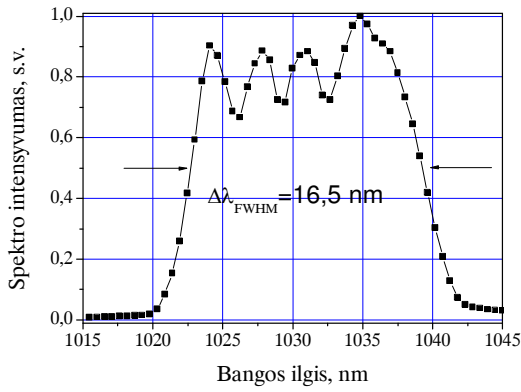


4.19 pav. Principinė vienašūvio autokoreliatoriaus su spektrine skiriamąja geba schema.

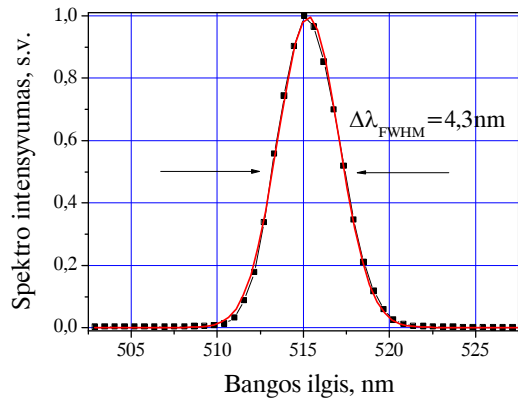
Tiriamasis impulsas sklinda per Briusterio kampo prizmę, pagamintą iš SF10 stiklo, ir dėl kampinės dispersijos skirtingo bangos ilgio spinduliuotė iš prizmės išeina skirtingais kampais. Už prizmės esantis cilindrinis lęšis fokusuoja paskleistą spektrą į jo židinyje esantį ploną netiesinį kristalą, kuriame tiriamasis impulsas maišomas su stobuojančiu impulsu ir generuojamas jų suminis dažnis. Suminiam dažniui generuoti buvo naudotas 1mm storio BBO ($\theta = 30^\circ$) kristalas su pakankamai plačia priėmimo juosta. $\lambda/2$ plokštelė pasuka tiriamojo impulso poliarizaciją, kad vyktų II tipo sąveiką.

Yra gerai žinoma, kad dispergavęs prizmėje impulsas pakrypsta ir tai lemia grupinių greičių dispersijos pasikeitimą [95]. Grupinių greičių dispersiją lengvai galime keisti keisdami kompresoriaus ilgį, tad matavimui tai įtakos neturės. Dispergavęs pirmos harmonikos impulsas ir strobuojantis antros harmonikos impulsas suvedami į netiesinį kristalą 10 laipsnių kampu statmenoje (4.19 pav.) plokštumoje. Tokia schema leidžia nagrinėti impulso laikines charakteristikas kaip ir vienašūviu autokoreliatoriumi [96], tačiau su papildoma dažnine skyra.

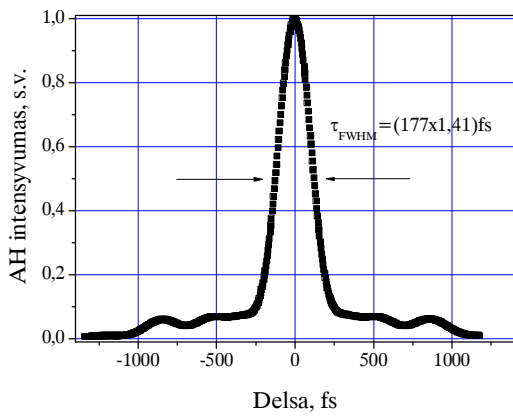
Už filtro, praleidžiančio tik trečią harmoniką, esanti CCD kamera fiksuoja vaizdą. Tipinis tokiu būdu gautas vaizdas pavaizduotas 4.21 pav.



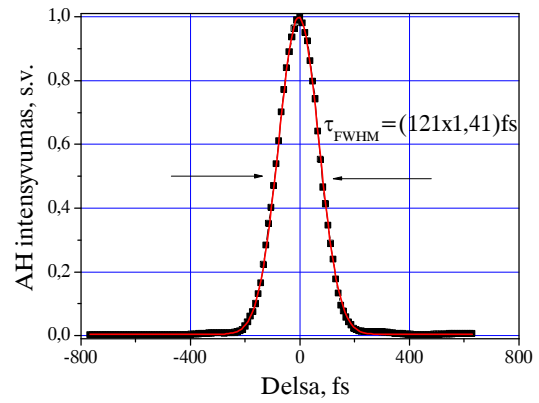
(a)



(b)

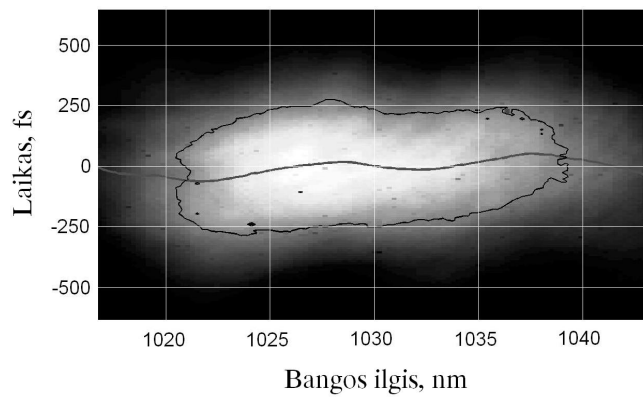


(c)



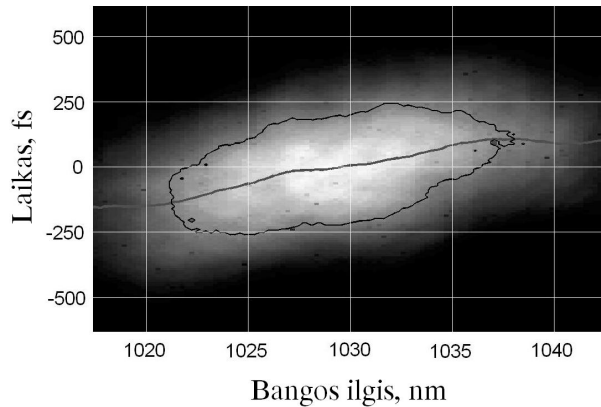
(d)

4. 20 pav. Tiriomojo ir strobuojančio impulsų autokoreliacinės funkcijos ir spektrai, a – tiriomojo pirmos harmonikos impulso autokoreliacinė funkcija, c – spektras, b – strobuojančio impulso autokoreliacinė funkcija, d – spektras.



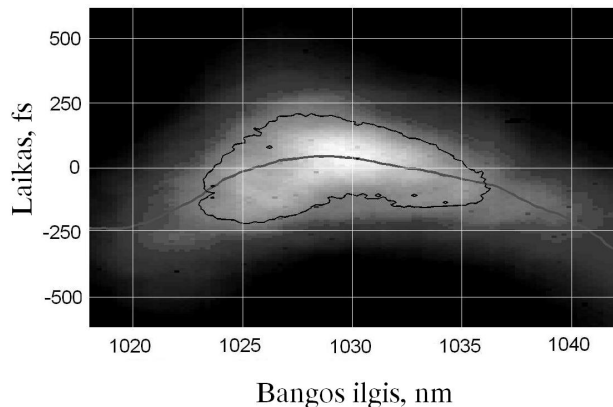
4.21 Vienašūvio autokoreliatoriaus su spektrine skiriamąja geba CCD matricioje fiksuojamas vaizdas.

Gauto vaizdo vertikalioje ašyje – laikas, horizontalioje – dažnis. Pilka linija žymi kiekvienos dažninės komponentės vėlinimą, o randamas jis apskaičiuojant masės centrą kiekviename matricos stulpelyje. Minimalios trukmės impulsas gaunamas, kai ši linija yra horizontali tiesė. Linijos nuokrypis nuo horizontalės reiškia nesuderintą antros eilės dispersiją (4.22 pav.), kurią galima kompensuoti keičiant kompresoriaus ilgį.



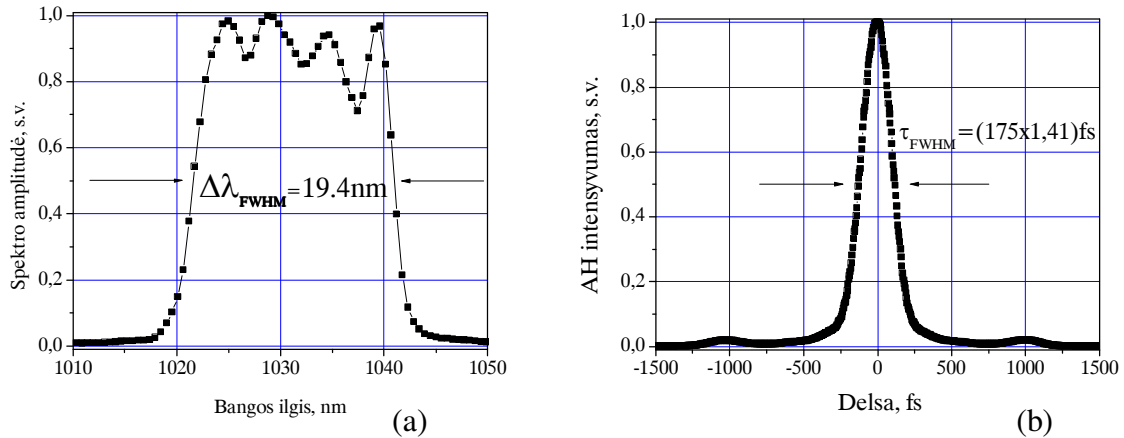
4.22 pav. Vienašūviu autokoreliatoriumi su spektrine skiriamąja geba gaunamas vaizdas, kai nesukompensuota antros eilės dispersija.

Linijos išlinkimas kreive, aprašomos antro laipsnio polinomu, reiškia nesuderintą trečios eilės dispersiją (4.23 pav.), kurią galima kompensuoti keičiant pluošto kritimo į gardelę kampą plėstuve ir kompresoriuje. 4.21 pav. matomos pilkos linijos bangelės yra dėl nekompensuotos aukštesnių eilių dispersijos, o jų priežastis yra netolygumai plėstuve panaudoto acilindrinio lęšio paviršiuje.



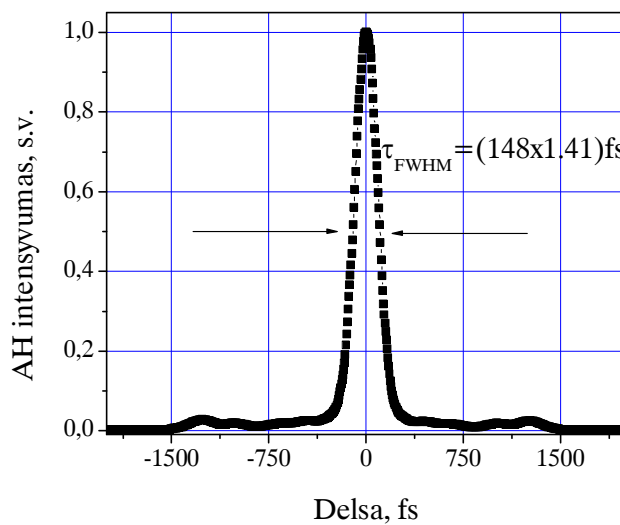
4.23 pav. Vienašūviu autokoreliatoriumi su spektrine skiriamąja geba gaunamas vaizdas, kai nesukompensuota trečios eilės dispersija.

Acilindrinio lęšio paviršiaus netolygumai buvo nustatyti naudojant ir kitą metodiką: stebint pro skersai optinei ašiai stumdomą lęšį prėjusio pluošto centro padėtį. Reiktų pastebėti, kad net ir esant platesniam impulsų spektrui (4.24 pav.) (platesnio spektro impulsai gauti moduluojant užkrato spektrą) impulsų nepavyko suspausti iki trumpesnės nei 175 fs trukmės, nors pjedestalas aiškiai matomas (4.20 (c) pav.) ženkliai sumažėjo.



4.24 pav. Femtosekundinio impulso, pastiprinto Yb:KGW regeneratyviniu stiprintuvu, spektras ir autokoreliacinė funkcija.

Pakeitus plėstuve naudotą lęšį lešiu, turinčiu tolygesnį išgaubtą paviršių, impulsą pavyko suspausti iki 148 fs trukmės (4.25 pav.)



4.25 pav. Femtosekundinio impulso, pastiprinto Yb:KGW regeneratyviniu stiprintuvu, autokoreliacinė funkcija.

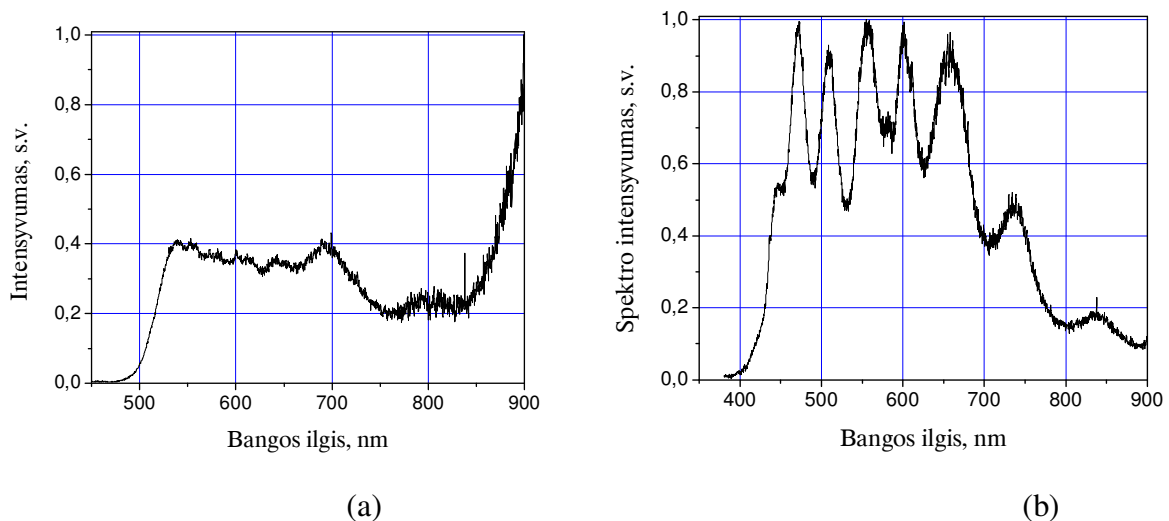
Yb:KGW femtosekundinės sistemos taikymas parametriniams šviesos stiprintuvams kaupinti.

Didžioji dauguma femtosekundinių optinių parametrinių stiprintuvų yra kaupinami brangiomis ir sudėtingomis Ti:safyro lazerinėmis sistemomis, kilohercų eilės pasikartojimo dažniu generuojančiomis ~100 fs trukmės ir milidžiaulio eilės energijos impulsus [97-100]. Didinant impulsų pasikartojimo dažnį ir išlaikant pastovią impulsų energiją, didėtų vidutinė išvadinė galia, tačiau dėl didelio kvantinio defekto Ti:safyro aktyviuose elementuose maksimalią vidutinę galią riboja termo-optiniai reiškiniai. Didžiausia vienos pakopos stiprintuvo vidutinė galia siekia 11 W [101], tačiau, kad pasiektų tokią galią, aktyvusis Ti:safyro elementas buvo atšaldytas iki 73 laipsnių Kelvino panaudojant kriogeninę įrangą. Kambario temperatūroje sužadintų titano jonų lygmenų relaksacijos trukmė yra ~3,2 μs [102], tad esant mažesniai nei ~100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui nuolatinis kaupinimas yra neefektyvus, o naudojamas impulsinis kaupinimas yra papildomas nestabilumo šaltinis ir tik didesnio nei ~100 kHz impulsų pasikartojimo dažnio Ti:safyro sistemose naudojamas nuolatinis kaupinimas. Palyginti neseniai pradėta ieškoti alternatyvių kaupinimo šaltinių femtosekundiniams optiniams parametriniams stiprintuvams kaupinti. Pavyzdžiui, Yb:KGW osciliatoriaus su rezonatoriaus iškrova, generuojančio 1,2 μJ , 300 fs impulsus vieno megaherco pasikartojimo dažniu, antra harmonika panaudota femtosekundiniam parametriniams šviesos stiprintuvams su BBO [103] ir periodiškai orientuoto ličio niobato netiesiniais kristalais [104]. Pademonstruoti ir kiti daug žadantys parametrinių šviesos stiprintuvų kaupinimo šaltiniai, pavyzdžiui, lazerinės sistemos su iterbiu legiruotais šviesolaidžiais [105-109].

Femtosekundinių parametrinių generatorių stabiliam ir efektyviam darbui reikalingas vadinamasis baltos šviesos užkratas, kuris veikia kaip užkratas optinio parametrinio stiprintuvo (OPS) įėjime. Kvantinis triukšmas taip

pat gali veikti kaip užkratas stiprintuvui, kad jis pradėtų generuoti. Tačiau OPS stiprinantis kvantinį triukšmą yra mažiau efektyvus ir mažiau stabilus už OPS, stiprinantį jau suformuotą signalą. Tokiose medžiagose, kaip safyras, CaF_2 , baltos šviesos kontinuumas pradeda generuotis dėl impulsų savimoduliacijos, kai impulsų trukmė yra <300 fs, o impulso energija $0,1-0,5 \mu\text{J}$.

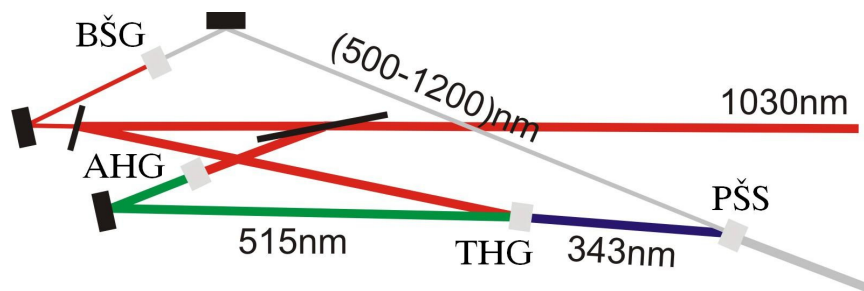
Parametrinio stiprintuvo kaupinimo eksperimentuose buvo naudojamas „Pharos“ lazeris 35 kHz pasikartojimo dažniu generuojantis 180 fs trukmės, $50 \mu\text{J}$ energijos impulsus. Apie 5% šios spinduliuotės buvo naudojama baltos šviesos generacijai, atskeltą pluoštą fokusuojant 50 mm židinio ilgio lęšiu. 4.26 paveiksle pateikti koontinumo, sugeneruoto pirmos harmonikos impulsais, spektrai. Šiuo eksperimentu mums pavyko parodyti, kad Yb:KGW femtosekundinio lazerio pirmos harmonikos impulsai gali būti naudojami baltos šviesos generacijai ir generuojamos baltos šviesos spektras atitinka trečiaja harmonika (343 nm) kaupinamo nekolinearaus parametrinio generatoriaus (BBO) stiprinimo juostos plotį ($480-1500$ nm).



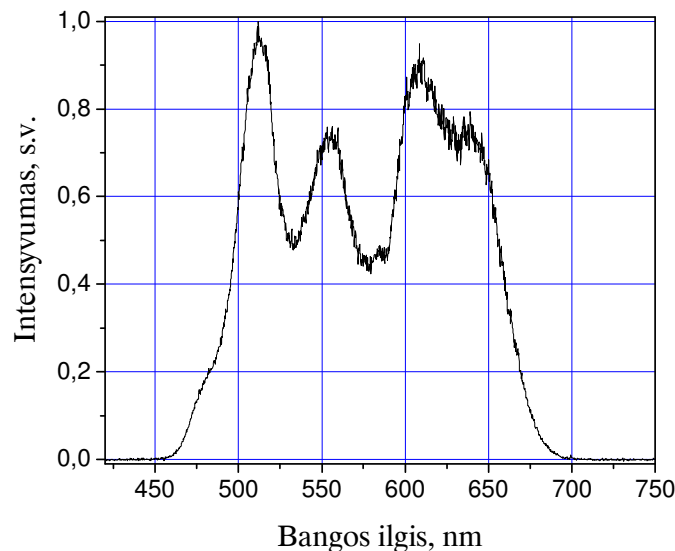
4.26 pav. Baltos šviesos kontinuumo spektrai, a – safyre, b – LBO kristale.

Trumpesnių bangų optiniam parametriniam generatoriui ($390-780$ nm) baltos šviesos užkratą galima formuoti panaudojant antros harmonikos (515 nm) spinduliuotę.

4.27 paveiksle pavaizduota nekolinearaus parametrinio šviesos generatoriaus, kaupiamo trečios harmonikos spinduliuote, schema. Baltos šviesos užkratas buvo formuojamas 8 mm ilgio LBO kristale, kaupiname pirmos harmonikos spinduliuote (1030 nm). Užvedus kaupinimą į OPS kristalą tam tikru kampu su kristalo optine ašimi, gautas superliuminescencijos žiedas. Sutapatinus superliuminescencijos žiedo kryptį su baltos šviesos užkratu, gavome plačiajuostį parametrinį stiprinimą (4.28 pav.), kurio juostos plotis (~150 nm) pakankamas stiprinti sub-10 fs trukmės impulsus.

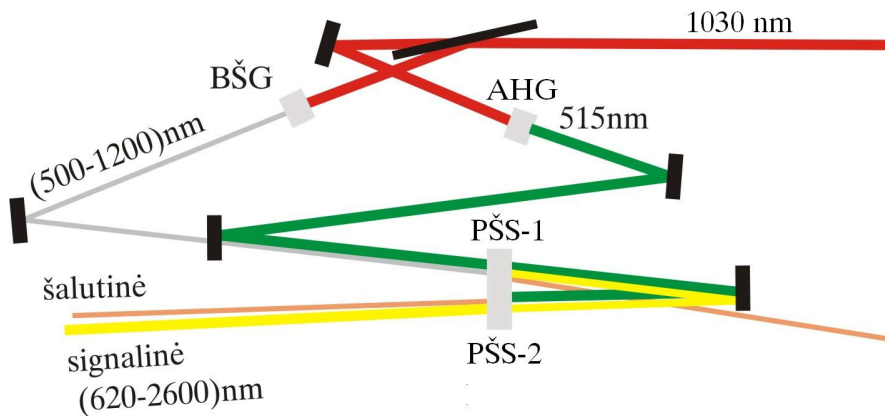


4.27 Nekolinearaus parametrinio šviesos stiprintuvo, BŠG – baltos šviesos generatorius, AHG – antros harmonikos generatorius, THG – trečios harmonikos generatorius.



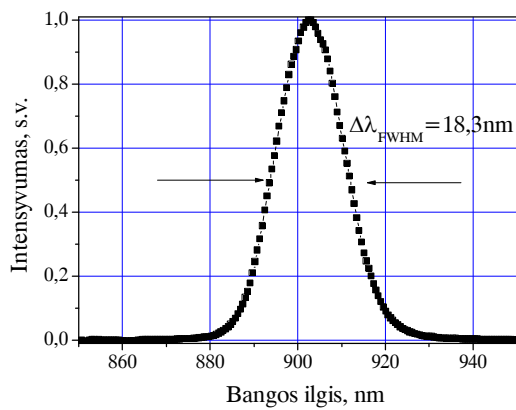
4.28 pav. Nekolineariu parametriniu šviesos stiprintuvu pastiprinto impulso spektras.

Kolinearaus parametrinio generatoriaus schema yra pakankamai paprasta ir leidžia tolygiai derintis bangos ilgį plačiame 630-2600 nm bangos ilgių diapazone. 4.29 pav. pavaizduota tokio parametrinio generatoriaus schema.

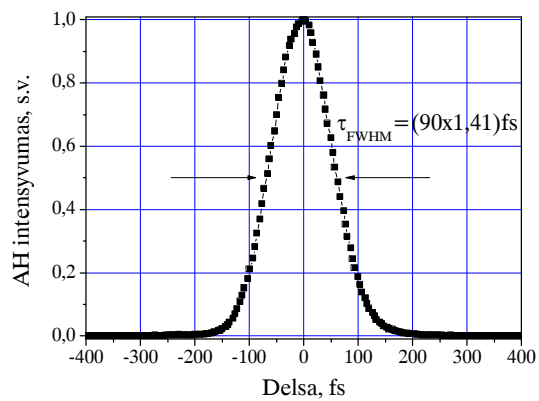


4.29 pav. Kolinearaus parametrinio šviesos stiprintuvo schema, BŠG – baltos šviesos generatorius, AHG – antros harmonikos generatorius, PŠS-1 ir PŠS-2 – pirma ir antra parametrinio šviesos stiprintuvo pakopos.

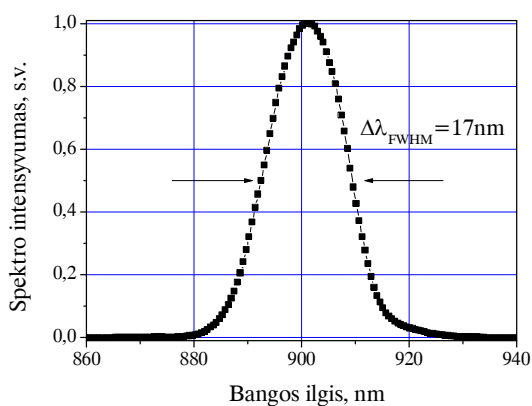
4.30 paveiksle (a, b) pavaizduota vienos eigos parametrinio stiprintuvo signalinės bangos impulso spektras bei autokoreliacinė funkcija gauti, kai vėlinimas tarp baltos šviesos užkrato ir kaupinimo buvo išderintas taip, kad signalinės bangos impulsas gautųsi galimai trumpesnis.



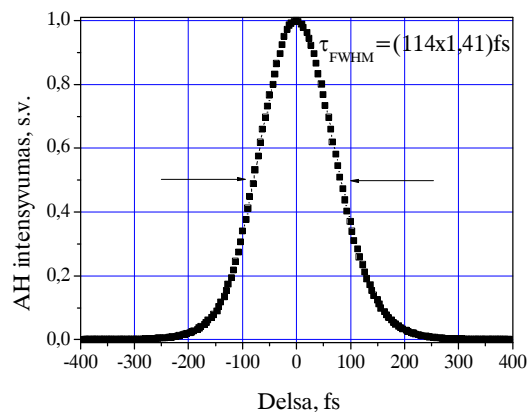
(a)



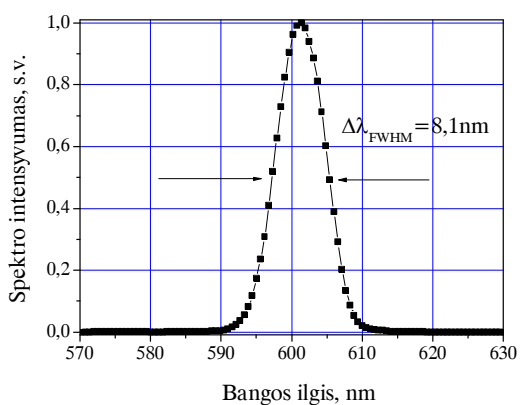
(b)



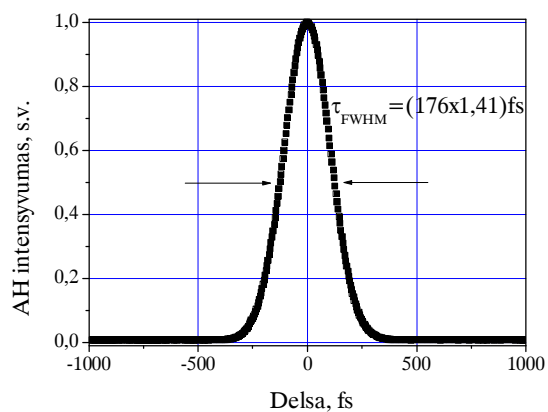
(c)



(d)



(e)



(f)

4.30 pav. Kolineariu parametriniu šviesos stiprintuvu sugeneruotų impulsų spektrai ir autokoreliacinės funkcijos, (a), (b) – signalinės bangos impulso po vienaegio stiprinimo, (c), (d) – signalinės bangos impulso po dveigio stiprinimo, (e), (f) – skirtuminės bangos impulso.

Vidutinė išvadinė galia siekė apie 20 mW. Naudojant dvieigį parametrinį šviesos stiprintuvą išvadinė galia siekė 60 mW, signalinės bangos impulsų trukmė buvo 114 fs (4.30 pav (c, d)). Skirtuminės bangos impulso trukmė buvo artima kaupinimo impulsų trukmei (4.30 pav. (e, f)). Lyginant su tradiciniu, Ti:safyro lazeriu kaupinamu parametriniams generatoriams, 515 nm kaupinimas turi porą svarbių privalumų:

derinimo diapazonas (630-2600 nm) didesnis kaip oktava, todėl reikia mažiau netiesinių sąveikų kaskadų norint turėti derinimą visame matomame, UV ir IR diapazonuose. Palyginimui, kaupinant Ti:safyro lazeriu parametrinio šviesos generatoriaus derinimo diapazonas yra nuo ~1150 nm iki ~2600 nm;

dėl panašių kaupinimo ir signalo grupinių greičių antro tipo sąveikai BBO kristale, gaunami geresnės kokybės impulsai. Tai yra svarbu tiksluose spektroskopiniuose matavimuose.

Rezultatų aptarimas ir pagrindinės išvados

Šio darbo metu sukurta patikima skaitmeninio modeliavimo programa įvairiais režimais veikiantiems lazeriams su kvazi-trijų lygmenų schema turinčiais aktyviais elementais tirti. Analizuojant atliktus skaičiavimus optimizuota iterbio jonų koncentracija aktyviajame elemente, taip pat ištirta regeneratyvinio stiprintuvo dinamika esant įvairiems lazerio parametrams. Rezonatoriaus stabilumo tyrimas, įvertinant aktyviajame elemente pasireiškiantį termo-lęšio reikšminį, padėjo optimizuoti regeneratyvinio stiprintuvo rezonatorių ir gauti didesnę nei 17 W vidutinę išvadinę galią. Nors tiek šviesolaidiniai, tiek diskiniai lazeriai gali generuoti kur kas didesnės vidutinės galios spinduliuotę, tačiau diskiniuose stiprintuvuose pasireiškianti spektro selekcija, o šviesolaidiniuose stiprintuvuose didelė aukštesnių eilių dispersijos įtaka ir netiesiniai reiškiniai neleidžia sustiprinti femtosekundinių impulsų iki 1mJ eilės energijų. Lazeriniais diodais kaupinamu Yb:KGW regeneratyviniu stiprintuvu pastiprinti femtosekundiniai impulsai iki didesnės nei 1mJ energijos. Moduluojant užkrato spektrą pastiprinti 19,4 nm spektro pločio pusės aukštyje impulsai, kurie, optimizavus optinio plėstuvo ir kompresoriaus schemas, suspausti iki 148 fs trukmės. Nustatyti keturi reiškiniai, ribojantys maksimalią impulsų energiją arba vidutinę išvadinę galią. Optinio plėstuvo ir kompresoriaus optimizavimui panaudotas naujos konstrukcijos vienašūvis autokoreliatorius su dažnine skiriamąja geba. Išbandyti kolinearus ir nekolinearus parametriniai šviesos stiprintuvai, kaupinami femtosekundiniu Yb:KGW lazeriu. Taip pat pademonstruotas pakreiptų impulsų stiprinimo metodas, ypač tinkamas siauro spektro impulsams stiprinti, nes impulso plėtimo galimybės nepriklauso nuo impulso spektro pločio.

- Optimizavus osciliatoriaus rezonatoriaus parmetrus, Kero lęšiu sinchronizuotų modų puslaidininkiniais lazeriais kaupinamas Yb:KGW osciliatorius generuoja 31 fs trukmės impulsus, kurie, mūsų žiniomis, yra trumpiausi impulsai generuojami lazeriu su iterbiu legiruotu stypiniu aktyviuoju elementu.
- Panaudojus užkrato spektro moduliavimą bei optimizavus rezonatoriaus konfigūraciją, aktyviojo elemento ilgį ir orientaciją bei aktyvatoriaus koncentraciją, pademonstruota, kad puslaidininkiniais lazeriais kaupinamo Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo stiprinimo juosta yra pakankamai plati 150 fs trukmės impulsams stiprinti.
- Naujos konstrukcijos vienašūvio autokoreliatoriaus su spektrine skiriamąja geba matavimų rezultatai yra vienareikšmiškai interpretuojami ir nereikalauja sudėtingų skaičiavimų optimizuojant femtosekundinės, čirpuotus impulsus stiprinančios sistemos optinį plėstuvą ir kompresorių.
- Panaudojus naują pakreiptų impulsų stiprinimo metodą, 15 ps trukmės spektriškai ribotas impulsas išplėstas iki ~250 ps kompaktišku (~0,6 m ilgio) plėstuvu su 1800 mm^{-1} rėžių gardele. Išplėstas impulsas pastiprintas puslaidininkiniais lazeriais kaupinamu Nd:YAG tiesiniu stiprintuvu ir suspaustas iki trukmės, artimos pradinei.
- Lazeriniais diodais kaupinamo optimizuotų parametru Yb:KGW osciliatoriaus ir regeneratyvinio stiprintuvo femtosekundinės sistemos spinduliuotės taikymo galimybės pademonstruotos parametriniams šviesos stiprintuvams kaupinti, terahercinei spinduliuotei generuoti, medžiagų mikroapdirbimui, dvifotonei polimerizacijai inicijuoti.

Literatūra:

1. Maiman, T.H., *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, 1960. **187**: p. 493 - 494.
2. A. Javan, W.R.B.J., and D. R. Herriott, *Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture*. Physical Review Letters 1961. **6**: p. 106-110.
3. Hall, R.N.G.E.F., J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*. Physical Review Letters, 1962. **9**: p. 366-369.
4. P. P. Sorokin, J.R.L., *Stimulated Emission Observed from an Organic Dye, Chloro-aluminum Phthalocyanine*. IBM Journal of Research and Development, 1966. **10**(2): p. 162.
5. G. Malka, J.F., F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet, and L. Lours, *Suprathermal Electron Generation and Channel Formation by an Ultrarelativistic Laser Pulse in an Underdense Preformed Plasma*. Physical Review Letters, 1997. **79**: p. 2053 - 2056.
6. A. Pukhov, Z.M.S., J. Meyer-ter-Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*. Physics of Plasmas, 1999. **6**: p. 2847
7. Gahn, C.T., G. D.; Pukhov, A.; Meyer-Ter-Vehn, J.; Pretzler, G.; Thirolf, P.; Habs, D.; Witte, K. J., *Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels*. Physical Review Letters, 1999. **83**(23): p. 4772-4775.
8. Meyer-ter-Vehn, A.P.a.J., *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation*. Physical Review Letters, 1996. **76**: p. 3975 - 3978.
9. G. Pretzler, A.S., A. Pukhov, D. Rudolph, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, D. Habs, K. Eidmann, G. D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn, and K. J. Witte, *Neutron production by 200 mJ ultrashort laser pulses*. Physical Review E 1998. **58**: p. 1165 - 1168.
10. L. Disdier, J.-P.G., G. Malka, and J-L. Miquel, *Fast Neutron Emission from a High-Energy Ion Beam Produced by a High-Intensity Subpicosecond Laser Pulse*. Physical Review Letters, 1999. **82**: p. 1454 - 1457.
11. J. Zweiback, R.A.S., T. E. Cowan, G. Hays, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire, *Nuclear Fusion Driven by Coulomb Explosions of Large Deuterium Clusters*. Physical Review Letters, 2000. **84**: p. 2634 - 2637.
12. Waynant, R.W.a.E., M.N, *ELECTRO-OPTICS HANDBOOK*. 2nd Ed ed, ed. M.N.E. Ronald W. Waynant. 2000, New York: McGraw- Hill.
13. P.P. Pronko, S.K.D., J. Squier, J.V. Rudd, D. Du, and G. Mourou, *Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm* Optics Communications, 1995. **114**(1): p. 106-110.
14. F. Korte, S.A., A. Egbert, C. Fallnich, A. Ostendorf, S. Nolte, M. Will, J.-P. Ruske, B. N. Chichkov, A. Tünnermann, *Sub-diffraction limited*

- structuring of solid targets with femtosecond laser pulses*. Optics Express, 2000. **7**(2): p. 41-49.
15. A.P. Joglekar, H.L., G.J. Spooner, E. Meyhöfer, G. Mourou and A.J. Hunt, *A study of the deterministic character of optical damage by femtosecond laser pulses and applications to nanomachining* Applied Physics B: Lasers and Optics, 2003. **77**(1): p. 25-30.
 16. Linjie Li, J.T.F., *Multiphoton polymerization*. Materials Today, 2004. **10**(6): p. 30-37.
 17. Leong, K.H.S., A.A. Maynard, R. *Femtosecond micromachining applications for electro-optic components*. in *Electronic Components and Technology Conference*. 2001. Orlando, FL
 18. N. Sanner, N.H., E. Audouard, C. Larat, P. Laporte, J. P. Huignard, *100-kHz diffraction-limited femtosecond laser micromachining*. Applied Physics B, 2005. **80**(1): p. 27-30.
 19. Niemz, Y.L.a.M., *Ablation of femoral bone with femtosecond laser pulses—a feasibility study*. Lasers in Medical Science, 2007. **22**(3): p. 171-174.
 20. G. Kamlage, T.B., A. Ostendorf and B.N. Chichkov, *Deep drilling of metals by femtosecond laser pulses* Applied Physics A, 2003. **77**(2): p. 307-310.
 21. Niemz, M.H., et al., *Tooth ablation using a CPA-free thin disk femtosecond laser system*. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2004. **79**(3): p. 269-271.
 22. Fan, T.Y., *Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. Quantum Electronics, 1993. **29**(6): p. 1457 - 1459.
 23. Krupke, W.F., *Ytterbium solid-state lasers. The first decade*. Quantum Electronics 2000. **6**(6): p. 1287-1296.
 24. Miller A., F.D.M., *Laser Sources and Applications*. A NATO Advanced Study Institute, ed. M. A. 1995, Philadelphia, PA, U.S.A.: Institute of Physics Publishing.
 25. A.Krueger, P.F., P.Herrmann, *Ytterbium-Tungstate Crystal Boosts High-Power Ultrafast Lasers*. Europhotonics, 2004: p. 24.
 26. D. M. Rines, P.F.M., D. Welford, and G. A. Rines, *High-energy operation of a Co:MgF₂ laser*. Optics Letters, 1994. **19**(9): p. 628-630.
 27. Koechner, W., *Solid-State Laser Engineering*. 6th, rev ed. 2006: Springer.
 28. Kutovoi, S.A.A., A.Y.; Khait, V.L.; Kuzmin, O.V.; Mikhailov, V.A.; Hinz, A.; Pfeifer, E. *Flash lamp pumped Cr,Nd:LSB laser with 6,30% efficiency*. in *Lasers and Electro-Optics Europe*. 1994.
 29. Liu, J.H., et al., *High-power diode-pumped lasers based on Yb:YAl₃(BO₃)(4) crystals cut along the crystallographic axes*. 2007 Conference on Lasers & Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference (Cleo/QELS 2007), Vols 1-5, 2007: p. 1648-1649
- 2796.

30. Shoji, T., et al., *Quantum-defect-limited operation of diode-pumped Yb : YAG laser at low temperature*. Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters & Express Letters, 2004. **43**(4A): p. L496-L498.
31. Weber, M.J., *Handbook of Lasers*. 2001, Boca Raton: CRC.
32. D. Parsons-Karavassilis, R.J., M. J. Cole, P. M. W. French, J. R. Taylor, *Diode-pumped all-solid-state ultrafast Cr :LiSGAF laser oscillator-amplifier system applied to laser ablation*. Optics communications, 2000. **175**(4-6): p. 389-396.
33. Torizuka, S.U.a.K., *Generation of 12-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser*. Opt. Lett, 1999. **24**: p. 780-782.
34. P. Wagenblast, U.M., F. Grawert, F. X. Kärtner. *12-fs, diode-pumped Cr³⁺:LiCAF laser*. in *CLEO*. 2003.
35. Aoshima, S.I., H.; Tsuchiya, Y, *Compact geometry for diode-pumped Cr:LiSAF femtosecond laser*. Quantum Electronics, 1997. **3**(1): p. 95 - 99.
36. Ripin, D.J.C., C.; Gopinath, J. T.; Fujimoto, J. G.; Ippen, E. P.; Morgner, U.; Kärtner, F. X.; Scheuer, V.; Angelow, G.; Tschudi, T., *Generation of 20-fs pulses by a prismless Cr⁴⁺:YAG laser*. Optics Letters, 2002. **27**(1): p. 61-63.
37. A. Agnesi, C.P., G. C. Reali, and V. Kubecek *High-power diode-pumped picosecond Nd³⁺:YVO₄ laser*. Optics Letters, 1997. **22**(21): p. 1645-1647.
38. D. Kopf, F.X.K., U. Keller, and K. J. Weingarten, *Diode-pumped mode-locked Nd:glass lasers with an antiresonant Fabry-Perot saturable absorber*. Opt. Lett, 1995. **20**: p. 1169-
39. Liu, H.-h.N., John; Mourou, Gerard, *Directly diode-pumped Yb:KY(WO₄)₂ regenerative amplifiers*. Optics Letters, 2002. **27**(9): p. 722-724.
40. F. Brunner, T.S., E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, and U. Keller, *240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser*. Opt. Lett, 2002. **27**: p. 1162-1164.
41. Liu, H.N., J.; Mourou, G.; Biswal, S.; Spühler, G. J.; Keller, U.; Kuleshov, N. V., *Yb:KGd(WO₄)₂ chirped-pulse regenerative amplifiers*. Optics Communications, 2002. **203**(3-6): p. 315-321.
42. Antoine Courjaud, R.M.-R., Nelly Deguil, Clemens Hönninger and François Salin. *Diode-pumped Multikilohertz Yb:KGW Femtosecond Amplifier*. in *CLEO*. 2002.
43. F. Druon, S.C., P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, D. Vivien, J.P. Chambaret, S. Mohr, D. Kopf, *Largely tunable diode-pumped sub-100-fs Yb:BOYS laser*. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2002. **74**: p. s201-s203.
44. F. Brunner, G.J.S., J. A. d. Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A. A. Lagatsky, A. Abdolvand, N. V. Kuleshov, and U. Keller, *Diode-pumped femtosecond*

- Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1,1-W average power.* Opt. Lett, 2000. **25**: p. 1119-1121.
45. P. Klopp , V.P., and U. Griebner, G. Erbert, *Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser.* OPTICS EXPRESS, 2002. **10**(2): p. 108-113.
 46. H. Liu, J.N., and G. Mourou *Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser.* Optics Letters, 2001. **26**(21): p. 1723-1725.
 47. Miller A., F.D.M., *Laser Sources and Applications.* 1995: A NATO Advanced Study Institute.
 48. Daniel J. Ripin, J.R.O., R. L. Aggarwal, and Tso Yee Fan, *165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser.* Optics Letters, 2004. **29**(18): p. 2154-2156.
 49. Shen, Y.R., *The Principles of Nonlinear Optics.* 1984, New York: Wiley-Interscience.
 50. Rullière, C., *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments.* Second Edition ed, ed. C. Rullière. 2003: Springer.
 51. LeBlanc, C., P. Curley, and F. Salin, *Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti:sapphire amplifiers.* Optics Communications, 1996. **131**(4-6): p. 391-398.
 52. Dorring, J., et al., *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers.* Optics Express, 2004. **12**(8): p. 1759-1768.
 53. Romero, J.J., et al., *Continuous-wave laser action of Yb³⁺-doped lanthanum scandium borate.* Applied Physics B-Lasers and Optics, 2005. **80**(2): p. 159-163.
 54. Rivier, S., et al., *Ultrashort pulse Yb : LaSc₃(BO₃)(₄) mode-locked oscillator.* Optics Express, 2007. **15**(23): p. 15539-15544.
 55. Petermann, K., et al., *Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers.* Journal of Crystal Growth, 2005. **275**(1-2): p. 135-140.
 56. Jiang, H.D., et al., *Spectral and luminescent properties of Yb³⁺ ions in YCa₄O(BO₃)(₃) crystal.* Chemical Physics Letters, 2002. **361**(5-6): p. 499-503.
 57. Chenais, S., et al., *Multiwatt, tunable, diode-pumped CWYb : GdCOB laser.* Applied Physics B-Lasers and Optics, 2001. **72**(4): p. 389-393.
 58. Taira, T., *RE³⁺-ion-doped YAG ceramic lasers.* Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007. **13**(3): p. 798-809.
 59. Lagatsky, A.A., N.V. Kuleshov, and V.P. Mikhailov, *Diode-pumped CW lasing of Yb : KYW and Yb : KGW.* Optics Communications, 1999. **165**(1-3): p. 71-75.
 60. Druon, F., et al., *Largely tunable diode-pumped sub-100-fs Yb : BOYS laser.* Applied Physics B-Lasers and Optics, 2002. **74**: p. S201-S203.
 61. Klopp, P., et al., *Highly efficient mode-locked Yb : Sc₂O₃ laser.* Optics Letters, 2004. **29**(4): p. 391-393.
 62. Rico, M., et al., *Tunable laser operation of ytterbium in disordered single crystals of Yb : NaGd(WO₄)₂.* Optics Express, 2004. **12**(22): p. 5362-5367.

63. Petrov, V., et al., *Continuous-wave laser operation of disordered double tungstate and molybdate crystals doped with ytterbium*. Journal of Non-Crystalline Solids, 2006. **352**(23-25): p. 2371-2375.
64. Druon, F., et al., *Generation of 90-fs pulses from a mode-locked diode-pumped Yb³⁺: Ca₄GdO(BO₃)₃ laser*. Optics Letters, 2000. **25**(6): p. 423-425.
65. Gaume, R., et al., *Mechanical, thermal and laser properties of Yb : (Sr_{1-x}Ca_x)(₃)Y(BO₃)₃ (Yb : CaBOYS) for 1 μm laser applications*. Optical Materials, 2003. **24**(1-2): p. 385-392.
66. Saikawa, J., et al., *Femtosecond Yb³⁺-doped Y-3(Sc_{0.5}Al_{0.5})(₂)O-12 ceramic laser*. Optical Materials, 2007. **29**(10): p. 1283-1288.
67. Snitzer, E., *Proposed fiber cavities for optical masers*. J. Appl. Phys, 1961. **23**(1): p. 36.
68. A. Giesen, H.H., A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B, 1994. **58**(5): p. 365-372.
69. Siegman, A.E., *Lasers*. 1986, Sausalito, California: University Science Books.
70. Hideur, A., et al., *Mode-lock, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser*. Optics Communications, 2001. **198**(1-3): p. 141-146.
71. Limpert, J., et al., *Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*. Optics Express, 2006. **14**(7): p. 2715-2720.
72. Siebold, M., et al., *Diode-pumped lasers for ultra-high peak power*. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2008. **90**(3-4): p. 431-437.
73. F. Hoos, S.L., T. P. Meyrath, B. Braun and H. Giessen, *Thermal lensing in an end-pumped Yb:KGW slab laser with high power single emitter diodes*. Optics Express, 2008. **16**(9): p. 6041-6049.
74. C. Hönninger, R.P., F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. J. Opt. Soc. Am. B, 1999. **16**(1): p. 46-56.
75. F. X. Kärtner, I.D.J.i.U.K., *Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers*. Quantum Electronics, 1996. **2**(3): p. 540 - 556.
76. Keller, U.W., K.J.; Kartner, F.X.; Kopf, D.; Braun, B.; Jung, I.D.; Fluck, R.; Honninger, C.; Matuschek, N.; Aus der Au, J., *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*. Quantum Electronics, 1996. **2**(3): p. 435 - 453.
77. Keller, U., *Semiconductor Nonlinearities for Solid-State Laser Modelocking and Q-Switching, Semiconductors And Semimetals*. Quantum Electronics, 1999. **59**: p. 211.
78. Spence, D.E., P.N. Kean, and W. Sibbett, *60-Fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti-Sapphire Laser*. Optics Letters, 1991. **16**(1): p. 42-44.

79. Uemura, S. and K. Torizuka, *Generation of 12-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr : LiSAF laser*. Optics Letters, 1999. **24**(11): p. 780-782.
80. Russbuldt, P., D. Hoffmann, and R. Poprawe, *Generation of 13.5-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens modelocked Drismless Cr : LiSGaF laser - art. no. 61000K*. Solid State Lasers XV: Technology and Devices, 2006. **6100**: p. K1000-K1000
- 553.
81. Lagatsky, A.A., et al., *Yb³⁺-doped YVO₄ crystal for efficient Kerr-lens mode locking in solid-state lasers*. Optics Letters, 2005. **30**(23): p. 3234-3236.
82. Liu, H., J. Nees, and G. Mourou, *Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb : KY(WO₄)(₂) laser*. Optics Letters, 2001. **26**(21): p. 1723-1725.
83. Jean-Claude Diels, W.R., Paul Liao and Paul Kelley, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena : Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale*. 1996: Academic Press.
84. R. Szipocs, K.F., C. Spielmann, and F. Krausz, *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. Optics Letters, 1994. **19**(3): p. 201-.
85. A. Stingl, M.L., Ch. Spielmann, and F. Krausz, *Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser*. Optics Letters, 1995. **20**(6): p. 602-604.
86. Molis, G.A., R.; Krotkus, A.; Bertulis, K.; Giniunas, L.; Pocius, J.; Danielius, R., *Terahertz time-domain spectroscopy system based on femtosecond Yb:KGW laser*. Electronics Letters, 2007. **43**(3): p. 190 - 191.
87. Mourou, D.S.a.G., *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, 1985. **56**: p. 219.
88. Z.L.Horvath, K.O., Z.Bor, *Dispersed femtosecond pulses in the vicinity of focus*. Optics Communications, 1994. **111**(5-6): p. 478-482.
89. J.Faure, J.I., S.Biswal, G.Cheriaux, L.Bruner, G.C.Templeton, and G.Mourou, *A spatially dispersive regenerative amplifier for ultrabroadband pulses*. Optics Communications, 1999. **159**(1-3): p. 68-73.
90. Christov, I.P., *Amplification of femtosecond pulses in a spatially dispersive scheme*. Optics Letters, 1992. **17**(10): p. 742-744
91. C. P. Hauri, M.B., W. Kornelis, J. Biegert, and U. Keller *Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier*. Optics Letters, 2004. **29**(2): p. 201-203
92. C.LeBlanc, G.G., J.P.Chambaret, A.Migus, and A.Antonetti, *Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level*. Optics Letters, 1993. **18**(2): p. 140-142
93. Jochen Döring, A.K., Uwe Morgner, Alexander Lang, Max Lederer, and Daniel Kopf *Period doubling and deterministic chaos in*

- continuously pumped regenerative amplifiers*. Optics Express, 2004. **12**(8): p. 1759-1768.
94. R. Trebino, K.W.D., D.N. Fittinghoff, J.N. Sweetser, M.A. Krumbugel, B.A. Richman, D.J. Kane, *Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating*. Review of Scientific Instruments, 1997. **68**(9): p. 3277.
 95. Sandor Szatmari, P.S., and Matthias Feuerhake, *Group-velocity-dispersion-compensated propagation of short pulses in dispersive media*. Optics Letters, 1996. **21**(15): p. 1156-.
 96. Z. Sacks, G.M., and R. Danielius *Adjusting pulse-front tilt and pulse duration by use of a single-shot autocorrelator*. Optics Letters, 2001. **26**(7): p. 462-464.
 97. Andrius Baltuška, T.F., and Takayoshi Kobayashi *Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control*. Optics Letters, 2002. **27**(5): p. 306-308.
 98. G. Cerullo, S.D.S., *Ultrafast optical parametric amplifiers*. Review of Scientific Instruments, 2003. **74**(1): p. 1-18.
 99. D. Brida, G.C., C. Manzoni, S. Bonora, P. Villorosi, S. De Silvestri, and G. Cerullo *Sub-two-cycle light pulses at 1.6 μm from an optical parametric amplifier*. Optics Letters, 2008. **33**(7): p. 741-743.
 100. E. Riedle, M.B., S. Lochbrunner, J. Piel, S. Schenkl, S. Spörlein and W. Zinth, *Generation of 10 to 50 fs pulses tunable through all of the visible and the NIR* Applied physics. B, 2000. **71**(3): p. 457-465.
 101. David M. Gaudiosi, A.L.L., Pat Kohl, Margaret M. Murnane, Henry C. Kapteyn, and Sterling Backus, *11-W average power Ti:sapphire amplifier system using downchirped pulse amplification*. Optics Letters, 2004. **29**(22).
 102. Hickey, L.M.B., et al., *Fluorescence of Ti³⁺ ions thermally diffused into sapphire*. Optics Letters, 1996. **21**(8): p. 597-599.
 103. Alexander Killi, A.S., Guido Palmer, Uwe Morgner, Hartmut Bartelt, and Jens Kobelke *Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator*. Optics Letters, 2006. **31**(1): p. 125-127.
 104. Marco Marangoni, R.O., Roberta Ramponi, Giulio Cerullo, Andy Steinmann, and Uwe Morgner *Near-infrared optical parametric amplifier at 1 MHz directly pumped by a femtosecond oscillator*. Optics Letters, 2007. **32**(11): p. 1489-1491.
 105. Christian Schrieber, S.L., Patrizia Krok, and Eberhard Riedle, *Tunable pulses from below 300 to 970 nm with durations down to 14 fs based on a 2 MHz ytterbium-doped fiber system*. Optics Letters, 2008. **33**(2): p. 192-194.
 106. C. Homann, C.S., P. Baum, and E. Riedle *Octave wide tunable UV-pumped NOPA: pulses down to 20 fs at 0.5 MHz repetition rate*. Optics Express, 2008. **16**(8): p. 5746-5756.
 107. T. V. Andersen, O.S., C. Bruchmann, J. Limpert, C. Agueraray, E. Cormier, and A. Tünnermann, *High repetition rate tunable femtosecond*

- pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier.* Optics Express, 2006. **14**(11): p. 4765-4773.
108. J. Rothhardt, S.H., D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *High repetition rate fiber amplifier pumped sub-20 fs optical parametric amplifier.* Optics Express, 2007. **15**(25): p. 16729-16736.
109. J. Rothhardt, S.H., F. Röser, J. Limpert, and A. Tünnermann *500 MW peak power degenerated optical parametric amplifier delivering 52 fs pulses at 97 kHz repetition rate.* Optics Express, 2008. **16**(12): p. 8981-8988.