

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRO
FIZIKOS INSTITUTAS

Nerijus Slavinskis

**TRUMPŲ IMPULSŲ KOKYBĖS MODULIACIJOS IŠILGAI
DIODAIS KAUPINAMI KIETOJO KŪNO MINILAZERIAI:
GENERAVIMAS, CHARAKTERIZAVIMAS IR
PANAUDOJIMAS**

Daktaro disertacija
Technologijos mokslai, medžiagų inžinerija (08 T)
Lazerinė technologija (T 165)

Vilnius, 2011

Disertacija rengta 2005–2011 metais Fizinių ir technologijos mokslų centre, Fizikos institute, Netiesinės optikos ir spektroskopijos laboratorijoje.

Mokslinis vadovas

prof. habil. dr. Aleksandr Dementjev (Fizinių ir technologijos mokslų centro Fizikos institutas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T, lazerinė technologija – T165).

Padėka

Esu dėkingas daugeliui žmonių, kurie vienaip ar kitaip prisidėjo prie šios disertacijos atsiradimo. Nuoširdžiai dėkoju visiems kolegoms už jų pagalbą ir bendradarbiavimą vykdant tyrimus bei palaikymą.

Visų pirma, ypač dėkoju žmonai Indrei, Tėvams, broliui su šeima bei visiems kitiems savo artimiesiems už visokeriopą pagalbą, palaikymą ir supratimą.

Nuoširdžiai dėkoju savo moksliniam vadovui prof. habil. dr. A. Dementjevui už „kelį į mokslą“, gerą vadovavimą šiame kelyje, galimybę dirbti kartu, kantrybę ir supratimą.

Nuoširdžiai dėkoju dr. E. Murauskui už galimybę dirbti kartu laboratorijoje, mokslines diskusijas, patarimus bei pastabas atliekant eksperimentus.

Nuoširdžiai dėkoju kolegei L. Gaigalaitei už pastabas ir pasiūlymus, visokeriopą pagalbą ir palaikymą.

Dėkoju prof. habil. dr. R. Čiegiui, dr. I. Laukaitytei ir dr. R. Navakui už modelių skaitmeninių algoritimų sukūrimą ir įvairias konsultacijas.

Dėkoju dr. V. Švedui už visokeriopą pagalbą atliekant popieriaus valymo ir spektroskopinio tyrimo eksperimentus, gautų rezultatų interpretaciją.

Esu dėkingas I. Deminui už kartu praleistą laiką vykdant tyrimus, įvairias diskusijas, pamokymus ir pastabas.

Dėkoju R. Skipičiui už optinės mechanikos mazgų pritaikymą ir patobulinimą įvairiuose eksperimentuose, nuoširdumą bei kruopštumą.

Dėkoju dr. M. Kaučikui už puikias „eksperimentų automatizavimo“ pamokas ir patarimus.

Taip pat ačiū UAB „Ekspla“ kolektyvui už galimybę naudotis technine įranga ir kitokią pagalbą.

Ačiū FTMC Lazerinės technologijos skyriaus kolektyvui už paramą ir draugišką atmosferą.

TURINYS

| | |
|--|-----|
| Santrumpų sąrašas..... | 5 |
| 1. ĮVADAS..... | 6 |
| 2. TRUMPŲ IMPULSŲ DIODAIS KAUPINAMŲ PASYVIOSIOS IR AKTYVIOSIOS KOKYBĖS MODULIACIJOS KIETOJO KŪNO MINILAZERIŲ GENERACIJOS MODELIAVIMAS IR EKSPERIMENTINIS TYRIMAS | |
| 2.1. Moduluotos kokybės lazerių generavimo dinamikos modeliavimas naudojant bėgančiųjų bangų lazerio modelį..... | 18 |
| 2.2. Impulsų laikinio tirtėjimo moduluotos kokybės lazeriuose mažinimo galimybių analizė ir ekperimentinis tirtėjimo matavimas pasyvosios ir aktyvosios kokybės minilazeriuose | 38 |
| 2.3. Bendrojo astigmatizmo pluoštų skersmenų ir minilazerių impulsinių pluoštų sklidimo koeficiento M^2 matavimas judančio peilio metodu. | 66 |
| 3. MINILAZERIŲ SU IMPULSŲ SPŪDA PANAUDOJIMAS MEDŽIAGŲ PARAMETRŲ MATAVIMAMS Z-SKENAVIMO IR LIPS METODAIS | |
| 3.1. Efektyvi impulsų spūda esant priešpriešai sklindančių pasyvosios kokybės moduliacijos Nd:YAG minilazerio trumpų fokusuotų impulsų sąveikai terpėse su elektrostrikciniu netiesiškumo mechanizmu | 77 |
| 3.2. Lydyto kvarco Z-skenavimo matavimų priklausomybės nuo laikinės impulsų formos tyrimas panaudojant suspaustus impulsus bei vienos arba kelių išilginių modų minilazerio impulsus | 93 |
| 3.3. Subnanosekundinių Nd:YAG lazerių panaudojimas dirbtinai užteršto popieriaus valymui ir lazeriu indukuotai pažeidos spektroskopijai ... | 109 |
| 4. PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS..... | 124 |
| 5. NAUDOTOS LITERATŪROS SĄRAŠAS | 126 |

Santrumpų sąrašas:

- AE – aktyvusis elementas (*angl.* Active Element) ;
- BBM – bėgančių bangų modelis (*angl.* Traveling Wave Model);
- FAS – fotoakustinė spektroskopija (*angl.* Photoacoustic Spectroscopy)
- FTIR – Furjė transformacijos infraraudonoji spektroskopija (*angl.* Fourier Transform Infrared Spectroscopy);
- KIM – kelios išilginės (lazerio) modos (*angl.* Multiple Longitudinal Modes);
- KKL – kietojo kūno lazeris (*angl.* Solid-State Laser);
- KM – kokybės moduliacija (*angl.* Q-switching);
- LD – lazerinis diodas (*angl.* Laser Diode);
- LIPS – lazerio indukuota pažeidos spektroskopija (*angl.* Laser Induced Breakdown Spectroscopy);
- LT – laikinis tirtėjimas (*angl.* Timing Jitter);
- Nd:YAG – itrio aliuminio granatas legiruotas neodimio jonais (*angl.* Neodymium-Doped Yttrium Aluminum Garnet);
- PBS – priverstinė Brijueno sklaida (*angl.* Stimulated Brillouin scattering);
- PRS – priverstinė Ramano sklaida (*angl.* Stimulated Raman scattering);
- TLM – taškinis lazerio modelis (*angl.* Point Laser Model);
- VIM – viena išilginė (lazerio) moda (*angl.* Single Longitudinal Mode).

1. ĮVADAS

Temos aktualumas. Pirmas sukurtas lazeris buvo kietojo kūno lazeris. Jo veikimą 1960 m. pademonstravo T. Maiman'as [1]. Tais pačiais metais buvo sukurtas ir dujų He-Ne lazeris [2, 3]. Nors per šį laikotarpį įvyko labai daug techninių pokyčių, leidusių sukurti įvairių tipų (daugiau kaip 15000) lazerių iš skirtingų būsenų medžiagos ir įvairių aktyvių terpių bei tobulesnių kaupinimo šaltinių, iki šių dienų iš jų išliko sąlyginai nedaug [4]. O kietojo kūno lazeriai (KKL) [5, 6–9] per visus penkis dešimtmečius nuolat progresavo ir išlaikė savo pirmaujančias pozicijas [1, 10–13]. 1962 m. sukurti [1, 14] lazeriniai diodai (LD) pastaraisiais metais smarkiai patobulėjo [15], buvo sukurti įvairių bangos ilgių bei didelės vidutinės galios LD, tinkantys kaupinti KKL aktyvųjų elementą (AE) [16]. Atsiradus tokiems kaupinimo šaltiniams dėl daugelio technologinių ir inžinerinių patogumų bandoma visiškai atsisakyti lempinio kaupinimo ir stengiamasi pereiti prie kaupinimo LD. Diodinis kaupinimas turi daug pranašumų prieš lempinį kaupinimą. LD panaudojimas iš esmės pagerino KKL energinį efektyvumą [17], be to, LD leidžia efektyviai realizuoti diskinių ir skaidulinių lazerių, kuriuose lengviau organizuojamas AE aušinimas, kaupinimą [18, 19]. Todėl tokiuose nuolatinės veikos lazeriuose jau senokai pasiektos kilovatų eilės vidutinės galios ir jos didinimo galimybės yra labai geros. Tokios sistemos efektyviai dirba ir didelio impulsų pasikartojimo dažnio veikose.

Kompaktiškumas, paprastumas, pigumas, mažos eksploatacijos išlaidos – tai kriterijai, kuriais vadovaudamiesi diagnostinės ir technologinės įrangos gamintojai parenka lazerinius šviesos šaltinius savo kuriamiems prietaisams [20, 21]. Todėl reikia tirti bei kurti mažus, paprastus ir pigius lazerius, kaupinamus LD. Šie lazeriai nuo savo atsiradimo nuėjo gana ilgą raidos kelią, pasiekė didelį efektyvumą bei galių [12, 14, 16], toliau greitai pinga [15]. Kokybės moduliacijos (KM) lazeriai yra plačiausiai paplitę impulsiniai lazeriai [7, 22-25], plačiai taikomi įvairiose srityse, dažniausiai dėl savo paprastumo, kompaktiškumo ir didelio efektyvumo, palyginus su modų sinchronizacijos lazeriais, generuojančiais trumpesnius impulsus [13]. KM veikia sėkmingai

realizuojama ir diskiniuose bei šviesolaidiniuose [26] lazeriuose. Labai intensyviai dirbama kuriant ir tiriant paprastos konstrukcijos ir patikimus pasyvosios KM mikrolustinius lazerius, kurie gali generuoti impulsus, trumpesnius negu 100 ps [8, 27–32]. Pagrindinis tokių lazerių trūkumas – maža impulso energija, dažnai nepakankama įvairiems taikymams. Todėl pastaruojų metu vis daugiau dėmesio skiriama miniatiūriniais kietojo kūno lazeriams, kurie gali generuoti kur kas didesnių energijų, bet ir ilgesnių trukmių impulsus [32]. Didelis pasyvosios KM lazerių pranašumas yra jų paprastumas ir pigumas, tačiau jie turi ir nemažai trūkumų: esant nuolatiniam kaupinimui sunkiai kontroliuojamas pasikartojimo dažnis, bloga (arba visiškai jokios) sąsajos su išoriniu sinchronizacijos impulsu ir didelis periodo laikinis tirtėjimas (angl. *timing jitter*). Todėl labai aktuali tokių lazerių impulsų laikinio tirtėjimo (LT) mažinimo problema. Be to, tam tikriems bangų ilgiams, kurie gali būti įdomūs kai kuriems technologiniams taikymams, trūksta efektyvių įsisotinamųjų sugėriklių [33]. Daugumos nurodytų trūkumų galima išvengti panaudojus aktyviąją elektrooptinę KM. Aktyviosios KM atveju pasiekiamas geras laikinis optinio impulso susiejimas su išoriniu įvykiu. Kadangi pastaruojų metu mokslinėje ir technologinėje literatūroje dominuoja darbai apie KKL su pasyviąja KM, tai rodo, kad yra pakankamai didelių sunkumų, kuriuos reikia įveikti kuriant patikimus lazerius su aktyviąja KM.

Naujų darbų apie lazerius su elektrooptine KM yra labai mažai, be to, dauguma jų skirta dideliems lazeriams su lempiniu kaupinimu. Kiti darbai elektrooptinių moduliatorių srityje skirti patiems modulatoriams tobulinti arba jiems panaudoti regeneraciniuose lazerių stiprintuvuose [11]. Iš mūsų institute daugiau kaip prieš 10 metų atliktų darbų apie lazerius su aktyviąja elektrooptine moduliacija [34–36] galima paminėti tik keletą naujų. Reikia pažymėti, kad pirmas mikrolustinis lazeris su elektrooptiniu moduliatoriumi [28, 37], matyt, nebuvo toks geras, kaip buvo tikėtasi, nes vėliau jo niekas nekartojo. Elektrooptiniams modulatoriams reikia gana aukštų įtampų. Naudojami didelio impulsų pasikartojimo lazeriuose jie reikalauja ir pakankamai didelių maitinimo galių. Todėl naujuose lazeriuose išbandomi

nauji būdai sumažinti moduliacijai reikalingas įtampas, naudojant juose PPLN (angl. *periodically poled lithium niobate*) struktūras ir kitus sprendimus.

Literatūroje daug dėmesio skiriama lazerių su pasyviaja KM skaitmeniniam modeliavimui. Tačiau daugumoje darbų nagrinėjama Gauso skersinio intensyvumo pasiskirstymo įtaka lazerių energetiniam efektyvumui, naudojant labai supaprastintas generacijos balanso tipo (išlaikant tik laikinės priklausomybės) lygtis, kuriose skersinė erdvinė koordinatė naudojama kaip išorinis parametras. Yra keletas darbų, kuriuose skersinių modų formavimas nagrinėjamas šiek tiek detaliau, įskaitant ir difrakcijos efektus [38, 39]. Balanso lygtys naudojamos tiriant impulsų trukmės valdymo galimybes [40, 41], taip pat naudojant grįžtamąjį ryšį impulsų parametrams stabilizuoti. Panašaus tipo lygtys anksčiau buvo naudojamos lazeriams su kombinuota – aktyvia ir pasyvia – rezonatoriaus KM aprašyti. Juose pagrindinis elementas būdavo pasyvioji KM, o aktyvusis elektrooptinis modulatorius – tik pagalbinis elementas, leidžiantis sumažinti impulsų LT [35, 42].

Naudojant išilginį diodinį kaupinimą netgi minilazeriuose išilgai sklidimo krypties neišvengiamai gaunamas nevienalytis užpildos pasiskirstymas. Be to, vienas iš svarbiausių momentų yra tai, kad diodinis kaupinimas leidžia realizuoti efektyvesnį, vadinamąjį tiesioginį kaupinimą (angl. *direct pumping*), kai yra kaupinamas tam tikras energetinis lygmuo [43]. Todėl, siekiant generuoti ypač trumpus impulsus naudojant KM veiką, reikia teorinį aprašymą daug geriau pritaikyti prie naudojamų medžiagų savybių [33, 44, 45], pasitelkus tikslesnius generacijos bėgančiųjų bangų modelius (BBM) [26, 46, 47], kuriuose BBM taikomas ne tik generuojamiems impulsams, bet ir kaupinimo impulsams aprašyti. Yra vos keletas darbų, kuriuose naudojami gerokai supaprastinti BBM, iš kurių išmetamos laikinės išvestinės ir paliekami tik erdvinės priklausomybės išilgai sklidimo ašies [48, 49].

Iš aktyvių lazerio terpių populiariausias išlieka Nd:YAG (neodimio jonais legiruotas iterbio aliuminio granatas) kristalas. Todėl nagrinėjant generacijos dinamiką yra svarbu atsižvelgti į AE, tikslią pasyviosios KM energetinių lygmenų struktūrą ir į visus energijos mainus, vykstančius tarp šių lygmenų bei

jų polygmenių, taip pat į energijos pernešimą į aukštesnius lygmenis (angl. *energy transfer up-conversion*), sužadintų būsenų sugertį (angl. *excited state absorption*) ir t. t. [50].

Turint omenyje, kad minilazeriuose generuojamų impulsų trukmės neišvengiamai yra ilgesnės, negu labai mažų matmenų mikrolazeriuose, labai aktuali problema yra efektyvios impulsų spūdos galimybių tyrimas. Prieš dešimt metų Fizikos institute atlikti tyrimai parodė, kad, panaudojant priverstinę Brijueno sklaidą (PBS) skysčiuose, galima efektyviai suspausti trumpus impulsus iki mažesnės nei 100 ps trukmės [51–53]. Tačiau, norint pasiekti tokią trukmę, reikia arba išskirti impulsinių Stokso pluoštų centrinę dalį [53], arba nupjauti 2 ns trukmės impulsų užpakalinę dalį ir taip paruošti specialios laikinės formos trumpus impulsus, kad būtų išvengta nepageidautinų kitų konkuruojančių netiesinių efektų, kaip antai susifokusavimas, optinis pramušimas, priverstinė Ramano sklaida (PRS) ir pan. [51]. Todėl labai aktuali yra naujų impulsų spūdos būdų ir gautų trumpų impulsų taikymų paieška.

Darbo tikslai:

- Sukurti aktyvios ir pasyvios kokybės moduliacijos išilgai lazerių diodais kaupinamų kietojo kūno minilazerių impulsų generacijos matematinį bėgančiųjų bangų modelį, atlikti skaitinį modeliavimą ir pademonstruoti šio modelio pranašumus, palyginus su paprastai naudojamu taškiniu lazerio modeliu.
- Nustatyti nurodyto tipo lazerių generuojamų impulsų laikinio tirtėjimo priežastis ir išmatuoti sukurtų eksperimentinių minilazerių generuojamų impulsų tirtėjimo vertes impulsinio kaupinimo sąlygomis, atlikti laikinio tirtėjimo modeliavimą bei pasiūlyti jo mažinimo būdų.
- Pademonstruoti sukurtų minilazerių praktinio naudojimo galimybes, tam atliekant efektyvią impulsų spūdą priverstinės Brijueno sklaidos metu bei matuojant Z-skenavimo metodu mažus terpių netiesinio lūžio rodiklius, taip pat parodyti, kad generuojamų impulsų parametrai atitinka nešiojamų lazerinio valymo ir LIPS diagnostikos sistemų reikalavimus.

Konkretūs darbo uždaviniai:

- Išnagrinėti energijos mainų išilgai lazeriniais diodais kaupinamuose moduluotos kokybės kietojo kūno minilazeriuose fizikinius mechanizmus.
- Sukurti generacijos priešpriešai matematinį bėgančiųjų bangų modelį ir, atliekant skaitinį modeliavimą, aptikti generuojamų impulsų parametru priklausomybę nuo lazerio elementų išdėstymo rezonatoriuje.
- Taikant skaitinius ir fizikinius eksperimentus iširti, esant dideliame impulsų pasikartojimo dažniui, generuojamų impulsų laikinį tirtėjimą ir išnagrinėti jo mažinimo galimybes panaudojant kaupinimo valdymą.

- Išnagrinėti sukurtų minilazerių trumpų (~ 1 ns) impulsų efektyvios spūdos galimybes, naudojant skirtingas impulsinių pluoštų sąveikos schemas elektrostrikinėse terpėse.
- Pademonstruoti sukurtų minilazerių tinkamumą mažam netiesinio lūžio rodikliui matuoti Z-skenavimo metodu Kero terpėse.
- Parodyti, kad sukurti minilazeriai gali būti sėkmingai naudojami užterštiems paviršiams valyti ir medžiagų elementinei sudėčiai LIPS metodu nustatyti.

Darbo mokslinis naujumas:

Pirmą kartą skaitiniais eksperimentais parodyta, kad, naudojant išsamų bėgančiųjų bangų modelį, generuojamų impulsų parametrai priklauso nuo aktyviosios terpės, aktyviosios ir pasyviosios užtūrų išdėstymo linijiniame rezonatoriuje, t. y. generacijos proceso laikinė dinamika ir energetinis efektyvumas gali būti labai skirtingi – tai priklauso nuo šių elementų išdėstymo rezonatoriuje.

Vienos išilginės modos trumpų impulsų generavimas moduluotos kokybės kietojo kūno minilazeriuose leido sukurti naują nanosekundinių impulsų spūdos būdą, kai suspaustas pikosekundinis impulsas terpėje, kurios netiesiškumas yra elektrostrikinis, generuojamas ne nuo savaiminės Brijueno sklaidos triukšmų lygio, o nuo fokusuotam kaupinimo impulsui priešpriešiais sklindančios to paties dažnio ir trukmės užkratos.

Praktinė darbo vertė:

Pasiūlytas pasyviosios kokybės moduliacijos metodu generuojamų impulsų laikinio tirtėjimo mažinimo būdas, naudojantis moduluoto diodinio kaupinimo trigerinį paleidimą ir nutraukimą, gali būti nesunkiai realizuotas eksperimentiškai. Tai leis gerokai padidinti paprastų ir patvarių pasyviosios kokybės moduliacijos lazerių panaudojimo galimybes.

Parodyta, kad, esant mažos trukmės (~ 1 ns trukmės) moduluotos kokybės diodais kaupinamo Nd:YAG lazerio impulsams ir panaudojant lengvai prieinamą CCl_4 skystį, eksperimentiškai galima gauti gero ($\sim 50\%$) energinio efektyvumo trumpesnius nei ~ 60 ps impulsus, kurių trukmės ir amplitudės stabilumo bei laikinio tirtėjimo parametrai yra 3–4 kartus geresni, o suspaustų Stokso impulsų trukmė beveik dvigubai mažesnė nei gautų standartiniu priverstinės Brijueno sklaidos būdu.

Sukurti trumpų impulsų minilazeriai, ypač su efektyvia impulsų spūda, lengvai tenkina Z-skenavimo, portatyvinių lazerinio valymo ir LIPS diagnostikos sistemų reikalavimus. Todėl galima tikėtis plataus tokių lazerių panaudojimo diagnostikos ir technologijos procesuose.

Ginamieji teiginiai:

1. Sukurtas bėgančiųjų bangų modelis atsižvelgia į pasyviųjų ir aktyviųjų optinių elementų išdėstymą rezonatoriuje, be to, priešingomis kryptimis sklindančių impulsų formos yra skirtingos, o jų laikinė moduliacija, ypač greito aktyvios užtūros atidarymo atveju, turi mažesnę būdingą periodą, negu rezonatoriaus apėjimo trukmė.
2. Pasyviosios kokybės moduliacijos kietojo kūno minilazerių nuolatinio diodinio kaupinimo moduliavimas pakankamai aukštos galios stačiakampiais impulsais esant staigiam jų trigeriniam paleidimui ir nutraukimui, stabilizuoja pasikartojančių impulsų periodą, beveik dviem eilėmis ir sumažina jų laikinį tirtėjimą.
3. Efektyvi trumpų impulsų spūda gali būti realizuota nauju būdu, kai terpėje, kurios netiesiškumas elektrostrikcinis, suspaustas pikosekundinis impulsas generuojamas ne nuo savaiminės Brijueno sklaidos triukšmų lygio, o nuo fokusuotam kaupinimo impulsui priešpriešiais sklindančios to paties dažnio ir trukmės užkratos.
4. Taikant Z-skenavimo metodą mažo netiesinio lūžio rodikliui nustatyti geras išmatuotų verčių suderinamumas gaunamas tik tuomet, kai

apdorojant eksperimentinius duomenis yra deramai (per atitinkamus iš eksperimentinių duomenų apskaičiuojamus koeficientus) įskaitomi naudojamų fokusuotų impulsinių pluoštų laikiniai ir erdviniai parametrai.

Darbo aprobacija:

Disertacijoje pateikti rezultatai buvo skelbti 11th International Conference MMA (Jūrmala, 2006, Latvia); 37-oje ir 38-oje Lietuvos nacionalinėse fizikų konferencijose (Vilnius, 2007, 2009); LACONA VII, International Conference on Lasers in the Conservation of Artworks (Madrid, 2007, Spain); tarptautinėje konferencijoje „Northern Optics 2009“ (Vilnius, 2009); XVIII Lietuvos ir Baltarusijos seminare „Lazeriai ir optinis netiesiškumas“ (Vilnius, 2009), VIII Международной конференции „Лазерная физика и оптические технологии“, 27–30 сентября 2010, Минск, Республика Беларусь.

Autoriaus publikacijos disertacijos tema

Moksliniai straipsniai ISI WEB of Science leidiniuose:

- S1. V. Švedas, A. S. Dement'ev, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, Cleaning of contaminated paper with the subnanosecond Nd:YAG laser pulses, Lithuanian J. Phys., **47**(2), p. 221–228 (2007).
- S2. A. S. Dement'ev, R. Čiegis, I. Laukaitytė, **N. Slavinskis**, Numerical analysis of laser diode longitudinally pumped solid-state laser generation dynamics using traveling wave model, MMA, **15**(1), p. 23–38 (2010).
- S3. A. S. Dement'ev, I. Diomin, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, Compression of pulses during their amplification in the field of a focused counterpropagating pump pulse of the same frequency and width in media with electrostriction nonlinearity, Quantum Electronics, **41**(2), p. 153–159 (2011).

- S4. **N. Slavinskis**, E. Murauskas, A. S. Dement'ev, Dependence of Z-scan measurements on the pulse shape, Lithuanian J. Phys., **51**(2), p. priimtas (2011).

Moksliniai straipsniai periodiniuose ISI WEB of Science Proceeding leidiniuose:

- S5. J. Marczak, M. Strzelec, R. Ostrowski, A. Rycyk, A. Sarzynski, W. Skrzeczanowski, A. Koss, R. Szambelan, R. Salimbeni, S. Siano, J. Kolar, M. Strilic, Z. Marton, I. Santa, I. Kisapati, Z. Gugolya, Z. Kantor, S. Barcikowski, P. Engel, M. Pires, J. Guedes, A. Hipolito, S. Santos, A. S. Dementev, V. Svedas, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, K. Jasiunas, M. Trtica, „Advanced laser renovation of old paintings, paper, parchment and metal objects“, In: Lasers in the Conservation of Artworks, Proceedings of the International Conference Lacona VII, Madrid, Spain, 17–21 September 2007, Edited by Marta Castillejo, Pablo Moreno, Mohamed Oujja, Roxana Radvan, Javier Ruiz (Taylor&Francis Group, London, 2008), p. 263–270. ISBN: 978-0-415-47596-9.

Moksliniai straipsniai kituose periodiniuose mokslo leidiniuose:

- S6. А. С. Дементьев, И. Демин, Э. Мураускас, **Н. Славинскис**, Р. Чегис, И. Лаукайтите, «Твердотельные минилазеры с короткой длительностью импульсов: моделирование, эксперимент, применения», в: Лазерная физика и оптические технологии, Сборник научных трудов viii международной научной конференции, Минск, Республика Беларусь, 27–30 сентября 2010, под ред. В. А. Орловича, В. В. Филиппова, В. Н. Белого, В. А. Длугуновича, Н. В. Кулешова, В. Ю. Плавского, Г. И. Рябцева, Г. П. Яблонского, С. Г. Русова (Институт физики НАН Беларуси – Минск, 2010. – Т. 1. – 370 с), с. 77–81. УДК 621.373:535.375.

Pranešimų mokslinėse konferencijose sąrašas:

- P1. R. Čiegis, A. S. Dementjev, K. Račkaitis, **N. Slavinskis** and G. Šilko, „Numerical treatment of focal shift of focused axially symmetric laser beams“, Mathematical Modelling and Analysis, Abstracts of the 11th International Conference MMA 2006, 1–4 June, 2006, Jūrmala, Latvia, p. 18.
- P2. **N. Slavinskis**, A. Dementjev, E. Murauskas, Measurement of solid state third order susceptibility tensor elements by Z-scan method, 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2007 m. birželio 11–13 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 243.
- P3. A. Dementjev, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, R. Čiegis, I. Laukaitytė, Investigation of generation dynamics of solid state lasers pumped by laser diodes, 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2007 m. birželio 11–13 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 249.
- P4. V. Švedas, A. Dementjev, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, Infrared spectroscopy characterization of laser cleaned paper, 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2007 m. birželio 11–13 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 258.
- P5. A. Dementjev, V. Švedas, E. Murauskas and **N. Slavinskis**, Laser cleaning by the subnanosecond laser pulses, International Conference on Lasers in the Conservation of Artworks, Madrid (Spain), September 17–21, 2007, LACONA VII, Poster PA-51.
- P6. J. Marczak, A. Dementjev et al. Eureka initiative E!3483 EULASNET LASCAN project: Advanced laser renovation of old paintings, paper, parchment and metal objects, International Conference on Lasers in the Conservation of Artworks, Madrid (Spain), September 17–21, 2007, LACONA VII, Poster PB-01.
- P7. A. S. Dementjev, A. Jovaiša, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, K. Račkaitis, Thermal lens effects in diode laser end-pumped *Q*-switched Nd:YAG minilaser, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2009 m. birželio 8–10 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 273.

- P8. A. S. Dementjev, E. Murauskas, R. Navakas, **N. Slavinskis**, Analysis of timing jitter reduction possibilities in diode laser pumped Q -switched lasers, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2009 m. birželio 8–10 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 282.
- P9. A. S. Dementjev, V. Girdauskas, E. Murauskas, **N. Slavinskis**, Efficient SBS compression of high repetition rate short pulses of diode laser pumped Nd:YAG minilaser, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2009 m. birželio 8–10 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, p. 283.
- P10. A. S. Dementjev, E. Murauskas, K. Račkaitis, **N. Slavinskis**, Short pulse laser diode pumped solid-state Q -switched Nd minilasers: modeling, experiments and applications, Northern Optics 2009, 26–28 August 2009, Vilnius, Lithuania, Program and Book of Abstracts, p. 45.
- P11. A. S. Dementjev, E. Murauskas, K. Račkaitis, **N. Slavinskis**, Measurements of Self- and Cross-Phase Modulation Coefficients of the Crystals using a modified Z-scan technique, Northern Optics 2009, 26–28 August 2009, Vilnius, Lithuania, Program and Book of Abstracts, p. 89.
- P12. A. S. Dementjev, **N. Slavinskis**, R. Čiegis, I. Laukaitytė, Numerical modeling of short pulse generation by laser diode pumped solid-state Q -switched lasers using a traveling wave model, Northern Optics 2009, 26–28 August 2009, Vilnius, Lithuania, Program and Book of Abstracts, p. 90.
- P13. А. С. Дементьев, И. Демин, Э. Мураускас, **Н. Славинскис**, Р. Чегис, И. Лаукайтите, Твердотельные минилазеры с короткой длительностью импульсов: моделирование, эксперимент, применения, VIII Международная конференция «Лазерная физика и оптические технологии», 27–30 сентября 2010, Минск, Республика Беларусь, Программа, с. 5.

Autoriaus asmeninis indėlis:

Autorius dalyvavo rengiant visų eksperimentų metodikas, sukūrė automatizuotus matavimo standus minilazerių pluoštų charakterizavimo, impulsų spūdos, Z-skenavimo ir popieriaus valymo eksperimentams atlikti. Planavo, ruošė ir atliko daugumą eksperimentinių darbų; prisidėjo prie skaitmeninių modelių programų kūrimo ir atliko visus skaitinius modeliavimus. Taip pat atliko gautų eksperimentinių duomenų ir modeliavimo rezultatų apdorojimą, dalyvavo formuluojant išvadas ir rengiant pranešimus bei publikacijas.

Bendra autorių indėliai:

Prof. habil. dr. A. Dementjev¹ suformulavo atliktų tyrimų užduotis, dalyvavo kuriant matematinius modelius ir rengiant eksperimento metodikas, interpretuojant rezultatus bei rengiant publikacijas.

Dr. E. Murauskas¹ kartu atliko aktyviosios ir pasyviosios kokybės moduliacijos minilazerių kūrimą, sukurtų minilazerių laikinio tirtėjimo, impulsų spūdos, Z-skenavimo bei popieriaus valymo eksperimentinius tyrimus.

Dr. V. Švedas¹ kartu atliko popieriaus valymo ir spektroskopinio tyrimo eksperimentus, dalyvavo interpretuojant gautus rezultatus bei rengiant šios tyrimų srities publikacijas.

Doktorantas I. Demin¹ kartu atliko impulsų spūdos eksperimentus.

Prof. habil. dr. R. Čiegis² ir **dr. I. Laukaitytė**² sukūrė bėgančiųjų bangų modelio skaitmeninį algoritmą ir dalyvavo interpretuojant gautus rezultatus bei rengiant publikaciją.

¹Valstybinis mokslinių tyrimų instituto Fizinių ir technologijos mokslų centro Fizikos institutas, Savanorių pr. 231, LT-02300 Vilnius

²Vilniaus Gedimino technikos universitetas, Saulėtekio al. 14, LT-10223 Vilnius

2. TRUMPŲ IMPULSŲ DIODAIS KAUPINAMŲ PASYVIOSIOS IR AKTYVIOSIOS KOKYBĖS MODULIACIJOS KIETOJO KŪNO MINILAZERIŲ GENERACIJOS MODELIAVIMAS IR EKSPERIMENTINIS TYRIMAS

2.1. Moduluotos kokybės lazerių generavimo dinamikos modeliavimas, naudojant lazerio bėgančiųjų bangų modelį [S2, S6, P3, P12, P13]

Įvadas. Kietojo kūno lazeriai (KKL), sukurti daugiau nei prieš keturis dešimtmečius, yra labai patraukli tyrinėjimo ir taikymo sritis [8, 10] dėl kelių technologinių inovacijų ir didėjančio šių lazerių tobulinimo tempo. KKL pasižymi tam tikromis galimybėmis, kurių neturi kiti lazeriai. Svarbiausias pastarųjų kelių dešimtmečių pokytis yra didelės galios lazerinių diodų (LD), kurie specialiai buvo kuriami KKL kaupimui, sukūrimas [16]. Naujai sukurti LD šaltiniai leidžia realizuoti tiesioginį spinduliuojančio lygmens kaupinimą [54]. Tiesioginis aukštesnio lazerinio lygmens kaupinimas lemia mažesnę šilumos išsiskyrimą ir leidžia pasiekti didesnę efektyvumą [17]. KKL naudojama paprasta kaupinimo konfigūracija, kai lazerinis strypas kaupinamas iš galo, yra plačiai taikoma komercinėse lazerinėse sistemose, nes tokia kaupinimo architektūra leidžia selektyviai sužadinti fundamentinę lazerio skersinę modą ir taip pasiekti žemą generacijos slenkstį bei didelį optinį efektyvumą.

Aptartas iš galo kaupinamo KKL technologinis išsivystymas reikalauja detalesnio modeliavimo, įskaitant daugiau lazerio aktyviosios terpės, kaupinimo šaltinio ir rezonatoriaus architektūros parametrų. Tačiau generacijos dinamikai modeliuoti vis dar plačiai yra naudojamas vadinamasis taškinis lazerio modelis (TLM) (žiūrėti [8, 32, 35, 36, 42] ir nuorodas juose). Dėl ypač sudėtingų matematinių skaičiavimų sunkumų bėgančiųjų bangų modelis (BBM) yra rečiau naudojamas modeliuojant lazerio generaciją [26, 46, 55, 56]. Šis modelis dažniau yra taikomas šviesolaidinių [26, 46] bei puslaidininkinių [47, 56] lazerių skaitmeninei analizei. Šio modelio visiškai pakanka, nes šviesolaidiniai lazeriai dažniausiai turi ilgą aktyviąją terpę, o puslaidininkinių lazerių pasikartojimo dažnis yra didelis. Be to, puslaidininkinių lazerių

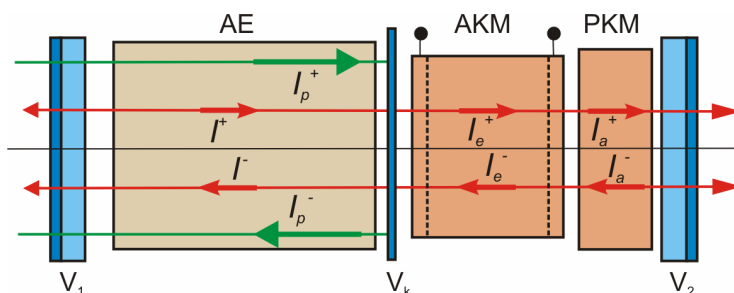
generuojamų impulsų trukmė nėra daug trumpesnė negu impulsų pasikartojimo periodas. Dėl to taškinis lazerio modelis šių tipų lazeriams nereikalauja labai ilgo modeliavimo laiko. Standartiniam KKL šis modelis anksčiau buvo taikomas tik milžiniškų impulsų generacijos modeliavimui gana trumpą laiką, kai faktiškai yra pasiektas inversijos užpildos lygis, atitinkantis generacijos slenkstį [55]. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad šiuo atveju suglotnintų impulsų generacijai reikalingas išorinis signalas – užkratas. BBM gali būti sėkmingai (be didelių matematinių problemų) taikomas trumpų impulsų stiprinimui daugkartinio praėjimo stiprintuvuose modeliuoti [57, 58]. Nepaisant to, reikia atkreipti dėmesį, kad dažniausiai naudojama supaprastinta BBM versija, ir tik pradinėje problemos tyrimo stadijoje, nustatant smarkiai supaprastinto modelio pagrindus, kurie yra naudojami tolesnėse studijose [42, 48, 49, 56, 59].

Savo darbe mes pritaikėme šį modelį išilgai diodais kaupinamo kietojo kūno minilazerio su pasyviaja arba aktyviaja KM skaitmeninei analizei, įskaitant lazerinių lygmenų suskilimą į polygmenis dėl Štarko efekto, sužadintų lygmenų gyvavimo trukmes, aktyvaus elemento (AE) sugertį iš sužadinto lygmens, pasyviosios KM parametrus bei daugelį kitų AE ir kaupinimo šaltinio parametrų. Pilna lygčių sistema, tenkinanti atitinkamas pradines ir kraštines sąlygas, buvo skaitmeniškai išspręsta naudojant algoritmą, išvystytą darbe [46, 60]. Gauti rezultatai yra palyginami su žinomais teoriniais ir eksperimentiniais KKL generacijos dinamikos duomenimis.

Bėgančiųjų bangų modelio aprašymas. KKL, kurie turi rezonatorių KM, generacijos dinamikos teorinės analizės BBM skirtingo užbaigtumo lygio pagrindai yra aprašyti lazerių monografijose [5, 8, 61–64]. Nagrinėjant lazerių su KM generacijos dinamiką dažniausiai naudojami du artiniai: lazeris nagrinėjamas kaip ištęsta sistema, naudojant intensyvumo bėgančiųjų plokščiųjų bangų modelį (BBM), arba kaip bedimensė sistema, naudojant taškinį lazerio modelį (TLM). Pastarajam modeliui patikrinti dažniausiai taikoma metodika, kurioje BBM lygtims yra naudojamas erdvinis vidurkinimas dalinėmis išvestinėmis per visą rezonatoriaus ilgį [36, 63, 64]. Lazerio rezonatoriaus modų sudėtingos erdvinės struktūros įskaitymas yra labai sunkus

uždavinys. Todėl tam yra naudojami supaprastinti metodai: Gauso modos artinys, kombinuojamas su balansinėmis lygtimis ir pluošto sklaidimo metodu, kurio pagrindą sudaro Hiuigenso–Frenelio difrakcinės teorijos artinys. Neseniai buvo išvystytas naujas būdas [65], kai pagrindinės lygčių sistemos yra išplečiamos į lygčių sistemas individualioms rezonatoriuje sužadintoms skersinėms modoms. Nepaisant to, reikia atkreipti dėmesį, kad šiuose supaprastintuose modeliuose pirmyn ir atgal sklindančios bangos neegzistuoja. Pavyzdžiui, tarus, kad skersinė modų forma laikui bėgant nekinta, lygtyse naudojami tikrai individualių skersinių modų nekoherentinės superpozicijos energijos tankiai [65]. Taigi, BBM naudojimas gali suteikti informacijos apie dinamiką rezonatoriuje impulso generavimo metu. Bet bėgančiųjų bangų sudėtinga skersinė forma bendru atveju yra per sunki skaitmeninei analizei. Todėl šiame darbe naudojome pirmyn ir atgal bėgančių intensyvumo bangų aproksimacijas. Nekreipiant dėmesio į pirmyn ir atgal bėgančių bangų interferenciją galima rasti tokias bėgančiųjų intensyvumo bangų lygtis, kurios tinka tokiems atvejams, kai šie intensyvumai ir užpildos apgrąža per fazinės relaksacijos laiką T_2 nedaug tepasikeičia [5, 61–64].

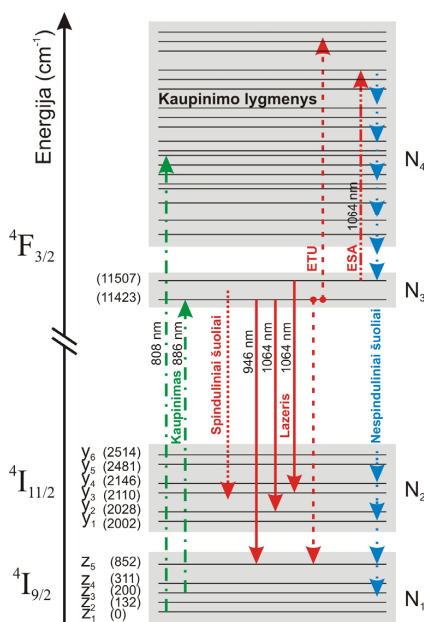
KKL rezonatoriaus su plokščiais veidrodžiais $V_{1,2}$ optinė schema pateikta 2.1.1 paveiksle. AE, aktyvus ir / arba pasyvus KM yra patalpinti Fabri–Pero tipo rezonatoriuje. Optinio lauko intensyvumų I_i^\pm vystimosi lazerio



2.1.1 pav. Kietojo kūno lazerio su aktyviaja ir / arba pasyviaja kokybės moduliacija optinė schema.

elementuose modeliavimas remiasi bendromis spinduliuotės transformavimo lygtimis $\hat{L}_i^\pm I_i^\pm = F_i^\pm(z, t)$; čia $\hat{L}_i^\pm = \frac{1}{v_i^\pm} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z}$ yra spinduliuotės transformavimo operatoriai teigiama (+) ir neigiama (-) sklidimo kryptimis z ašies atžvilgiu, v_i^\pm – bėgančiųjų bangų grupiniai greičiai, $F_i^\pm(z, t)$ – funkcijos, priklausančios nuo kintamųjų z ir t per atitinkamus intensyvumus, užpildos tankius ir kt. [5, 61–64]. Norint surasti funkcijos $F_i^\pm(z, t)$ formą konkrečiam rezonatoriaus elementui, reikia detaliau paanalizuoti spinduliuotės sąveiką su konkretaus elemento medžiaga.

Aktyviosios terpės modelis. Lazerinėms medžiagoms charakterizuoti yra sukurta įvairių modelių, kurie aprašo įvairius procesus, vykstančius AE. Dauguma šių modelių remiasi balansinėmis lygtimis, kurios apima ir atskirų energetinių lygmenų užpildą. Bendra Nd:YAG (itrio aliuminio granatas, legiruotas neodimio jonais) kristalo energetinių lygmenų struktūra ir galimi šuoliai tarp tų lygmenų pateikti 2.1.2 paveiksle.



2.1.2. pav. Nd:YAG kristalo energetinių lygmenų ir galimų šuolių tarp jų, kurie įskaityti bėgančiųjų bangų modelyje, detalesnis vaizdas.

Artimi energetiniai lygmenys (matuojant cm^{-1}), kurių kampinis momentas ir kvantinis skaičius toks pat, yra suskirstyti į keturias lygmenų grupes: ${}^4I_{9/2}$ yra pagrindinės, nesužadintosios būsenos (g) lygmuo, ${}^4I_{11/2}$ ir ${}^4F_{3/2}$ – atitinkamai žemiausias (l) ir aukščiausias (u) lazerio darbiniai lygmenys ir (p) – vadinamasis kaupinimo lygmuo, turintis daug energetinių lygmenų, kurių energija yra didesnė už prieš tai išvardytų lygmenų energijas [5]. Taigi, Nd:YAG lazeris, kurio spinduliavimo šuoliai yra tarp ${}^4F_{3/2}$ ir ${}^4I_{11/2}$ lygmenų, gali būti klasikinio keturių lygmenų lazerio pavyzdys. Bet pastaruoju metu labai domimasi Nd:YAG lazeriais, kurių spinduliavimo šuoliai yra tarp ${}^4F_{3/2}$ ir ${}^4I_{9/2}$, o tai atitinka kvazi trijų lygmenų lazerio schemą. Sukurtas BBM gali būti lengvai pritaikytas šiam atvejui.

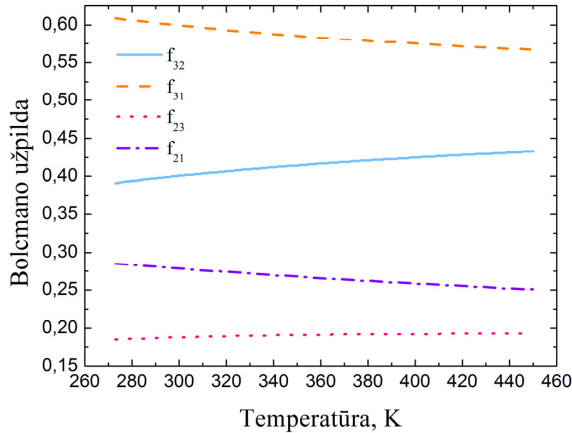
Kiekvienos grupės lygmenys dėl Štarko efekto yra suskilę į polygmenis, tarp kurių energetinis atstumas yra gana mažas, todėl toks polygmenų, kurių trukmė yra pikosekundžių eilės, išsidėstymas lemia greitą termalizaciją. Vykstant liuminescencijai, didžioji dalis sukauptos energijos ($\sim 60\%$) yra išspinduliuojama vykstant šuoliams tarp lygmenų ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, ir dėl Štarko efekto liuminescencijos spektre matyti septynios linijos, iš kurių dvi, atitinkančios bangos ilgius $1,06415\ \mu\text{m}$ ir $1,06420\ \mu\text{m}$, yra ryškiausios. Kiekvienos grupės $i = g, l, u, p$ energetinio lygmens j , kurio energija $E_{i,j}$, dalinė užpilda yra aprašoma Bolcmano pasiskirstymu arba šiluminiu užpildos faktoriumi:

$$f_{i,j}(T) = \exp(-E_{i,j}/k_B T) / Z_i; \quad (2.1.1)$$

čia suma $Z_i(T) = \sum_{j \in i} \exp(-E_{i,j}/k_B T)$ apima visus grupės i lygmenis, k_B yra Bolcmano konstanta, T – temperatūra. Naudojant (2.1.1) išraišką galima suskaičiuoti lazerio žemiausio ir aukščiausio lygmens polygmenių, tarp kurių vyksta anksčiau minėti šuoliai, užpildos faktorius, kai temperatūra 300 K: $f_{32} = 0,4$ (${}^4F_{3/2}$ lygmens 2-asis polygmuo), $f_{31} = 0,6$ (${}^4F_{3/2}$ lygmens 1-asis

polygmuo), $f_{23} = 0,188$ (${}^4I_{11/2}$ lygmens y_3 polygmuo) ir $f_{21} = 0,279$ (${}^4I_{11/2}$ lygmens y_2 polygmuo).

Kaip matyti iš 2.1.3 paveikslo, AE darbinių lygmenų, tarp kurių vyksta optiniai šuoliai, užpildos faktoriai temperatūros intervale nuo 273 iki 450 K kinta mažai, todėl tolesniuose skaičiavimuose tariame, kad užpildos faktoriai



2.1.3. pav. Lazero aktyviojo elemento darbinių lygmenų, tarp kurių vyksta optiniai šuoliai, Bolcmano užpildos faktorių priklausomybė nuo temperatūros.

yra pastovūs (modeliuodami naudojome užpildos faktorių vertes, suskaičiuotas kai $T = 300$ K). Temperatūros pokyčiai išilgai AE nėra įskaičiuojami.

Elektronų relaksacija iš kaupinimo lygmens į aukščiausią lazerio lygmenį yra greita lyginant su optinio kaupinimo sugerties greičiu ir būdinga generuojamų milžiniškų impulsų trukmei (tariame, kad nespindulinės relaksacijos laikas τ_{43} yra mažesnis nei 1 ns).

Į priekį (+) ir atgal (–) sklindančių kaupinimo intensyvumo $I_{p1}^{\pm}(z,t)$ bangų sugertis dėl elektronų šuolio iš pagrindinio lygmens į kaupinimo lygmenį (pavyzdžiui, 2.1.2 pav. kaupinimo bangos ilgis yra lygus $\lambda_p = 808$ nm) yra aprašoma transporto lygtimi:

$$\frac{1}{v_p} \frac{\partial I_{p1}^{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial I_{p1}^{\pm}}{\partial z} = \sigma_p^{(14)} (f_{p4}^{(14)} N_4 - f_{p1}^{(14)} N_1) I_{p1}^{\pm} - \alpha_{p1}^{\pm} I_{p1}^{\pm}; \quad (2.1.2)$$

čia v_p yra kaupinimo bangos grupinis greitis AE, $\sigma_p^{(14)}$ – kaupinimo sugerties skerspjūvis šuoliams tarp šių lygmenų, N_4 ir N_1 – kaupinimo ir pagrindinio lygmens užpildos tankiai, $f_{p1}^{(14)}$ ir $f_{p4}^{(14)}$ – atitinkami užpildos faktoriai ir α_{p1}^\pm – kaupinimo nerezonansinės sugerties koeficientas. Reikia atkreipti dėmesį, kad parametru $\sigma_p^{(14)}$, $f_{p1}^{(14)}$ ir $f_{p4}^{(14)}$ vertės priklauso nuo konkrečių lygmenų rinkinio, dalyvaujančio šiuose šuoliuose. Tiesioginis kaupinimas ($\lambda_p = 886$ nm 2.1.2 pav.) į aukščiausią lazerio darbinį lygmenį [54] yra aprašomas lygtimi:

$$\frac{1}{v_p} \frac{\partial I_{p2}^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_{p2}^\pm}{\partial z} = \sigma_p^{(13)} (f_{p3}^{(13)} N_3 - f_{p1}^{(13)} N_1) I_{p2}^\pm - \alpha_{p2}^\pm I_{p2}^\pm. \quad (2.1.3)$$

Čia žymėjimai yra analogiški (2.1.2) lygties žymėjimams ir parametru vertės yra tokios pat. Lazerio spinduliuotės intensyvumo stiprėjimas yra aprašomas lygtimi:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial I^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I^\pm}{\partial z} = \sigma (f_3 N_3 - f_2 N_2) I^\pm - \sigma_{esa} f_3^{(esa)} N_3 I^\pm - \alpha^\pm I^\pm + \varepsilon^\pm \frac{N_3}{\tau_{32}}; \quad (2.1.4)$$

čia v yra lazerio bangos grupinis greitis AE, N_3 ir N_2 – aukščiausio ir žemiausio lazerio darbinių lygmenų užpildos tankiai, α^\pm – lazerio generuojamos spinduliuotės intensyvumo nerezonansinės sugerties koeficientai. Pažymėtina, kad du tuo pat metu vykstantys šuoliai Nd:YAG elemente [5] yra beveik tokio pat bangos ilgio $\lambda_L = 1064$ nm, lazerio generuojami spinduliuotės intensyvumai I^\pm sukelia abu šuolius. Todėl (2.1.4) lygtyje naudojome efektyvų spinduliuavimo skerspjūvį $\sigma = 8,8 \cdot 10^{-19}$ cm² [5] ir šiuos užpildos faktorius:

$$f_2 = (\sigma_{em}^{(1)} f_{2,2} + \sigma_{em}^{(2)} f_{2,3}) / \sigma = 0,213, \quad (2.1.5)$$

$$f_3 = (\sigma_{em}^{(1)} f_{3,1} + \sigma_{em}^{(1)} f_{3,2}) / \sigma = 0,452. \quad (2.1.6)$$

Jie yra surandami iš lygties naudojant spinduliuavimo skerspjūvius $\sigma_{em}^{(1)} = 1,9 \cdot 10^{-19}$ cm² ir $\sigma_{em}^{(2)} = 7,1 \cdot 10^{-19}$ cm² [5]. Sužadintojo lygmens sugerties tikimybė yra įskaitoma per sugerties skerspjūvį σ_{esa} ir efektyvų užpildos faktorių $f_3^{(esa)}$. Spontaninis spinduliuavimas yra aprašomas nariu [49]:

$$\varepsilon^\pm = \frac{\Delta\Omega hc}{4\pi\lambda_f}; \quad (2.1.7)$$

čia $\Delta\Omega$ yra spontaninio spinduliavimo apimamas erdvinis kampas, h – Planko konstanta, c – šviesos greitis vakuume, λ_f – spontaninio šuolio suvidurkintos energijos fluorescencijos bangos ilgis. Lygmenų užpildos tankių balanso lygtys yra tokios:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_4(z,t)}{\partial t} = & -\beta_p^{(14)}\sigma_p^{(14)}(f_{p4}^{(14)}N_4 - f_{p1}^{(14)}N_1)(I_{p1}^+ + I_{p1}^-) \\ & + \beta_\lambda\sigma_{esa}f_3^{(esa)}N_3(I^+ + I^-) + \beta_{up}N_3^2 - N_4/\tau_{43}, \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3(z,t)}{\partial t} = & -\beta_p^{(13)}\sigma_p^{(13)}(f_{p3}^{(13)}N_3 - f_{p1}^{(13)}N_1)(I_{p2}^+ + I_{p2}^-) \\ & - \beta_\lambda\sigma(f_3N_3 - f_2N_2)(I^+ + I^-) - \beta_\lambda\sigma_{esa}f_3^{(esa)}N_3(I^+ - I^-) \\ & - 2\beta_{up}N_3^2 - \beta_{ase}N_3^2 + N_4/\tau_{43} - N_3/\tau_{32}, \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = \beta_\lambda\sigma(f_3N_3 - f_2N_2)(I^+ + I^-) + N_3/\tau_{32} - N_2/\tau_{21}, \quad (2.1.10)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N_{Nd}; \quad (2.1.11)$$

čia $\beta_\lambda = \lambda/hc$, $\beta_p^{(14)} = \lambda_{p1}/hc$ ir $\beta_p^{(13)} = \lambda_{p2}/hc$ yra koeficientai, kurių reikia pereiti nuo fono tankių skaičiaus prie intensyvumo verčių, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js. Netiesiniai nariai su koeficientais β_{ase} ir β_{up} gali turėti įtakos dėl spontaninės spinduliuotės stiprinimo (angl. *amplified spontaneous emission* – ASE) arba dėl atvirkštinės konversijos proceso (angl. *upconversion*) [66]. Energijos pernešimas į aukštesnius lygmenis (angl. *energy transfer upconversion* – ETU) yra procesas, vykstantis tarp dviejų gretimų sužadintųjų jonų, esančių aukščiausiam lazerio darbiniam lygmenyje (2.1.2 pav.), kuris du sužadintuosius jonus paverčia vienu sužadintuoju ir vienu pagrindinio lygmens jonu. Sužadintajam jonui grįžtant iš kaupinimo lygmens į aukščiausią lazerinį lygmenį yra generuojama papildoma šiluma. Reikia atkreipti dėmesį, kad sugertis iš sužadintųjų lygmenų (angl. *excited-state absorption* – ESA) Nd:YAG kristale, kai bangos ilgis $\lambda_L = 1064$ nm, gali atsirasti dėl šuolių iš abiejų Štarko polygmenų, esančių aukščiausiam lazerio darbiniam lygmenyje. Todėl lygtyse (2.1.8) ir (2.1.9) yra naudojamas efektyvus užpildos

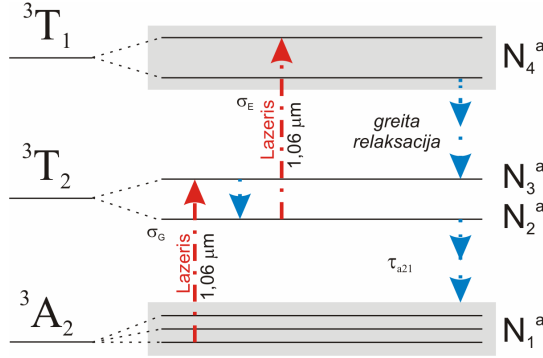
faktorius $f_3^{(esa)}$. Atitinkami relaksacijų laikai τ_{43} , τ_{32} ir τ_{21} tarp lygmenų yra įskaityti balansinėse lygtyse. N_{Nd} yra neodimio jonų koncentracija itrio aliuminio granate.

Skaitiniam modeliavimui yra patogiu naudoti bedimensę lygčių formą. Modeliuojant KKL su kokybės moduliacija, kurio rezonatorius yra trumpas ir generuojamų impulsų trukmė yra nanosekundžių eilės, naudojami šie normavimo parametrai: $z_0 = 1$ cm, $t_0 = 1$ ns, $I_0 = 1$ GW/cm², $\sigma_0 = 10^{-19}$ cm², $N_0 = 10^{19}$ cm⁻³.

Bedimensių parametrų suskaičiavimas iš žinomų parametrų yra nesudėtinga procedūra: visiems erdvės ir laiko kintamiesiems $\bar{A}(\bar{z}, \bar{t}) = A(z, t) / A_0$; čia $\bar{z} = z / z_0$ ir $\bar{t} = t / t_0$; kitų parametrų normalizavimas priklauso nuo konkretaus parametro fizikinės prasmės, tačiau taip pat yra paprasta procedūra. Pavyzdžiui, $\bar{\alpha}^\pm = \alpha^\pm z_0$, $\bar{\varepsilon}^\pm = \varepsilon^\pm N_0 / (I_0 t_0) \bar{\beta}_\lambda = \sigma_0 I_0 t_0 \lambda / (hc)$ ir panašiai kitiems parametrams. Kadangi YAG kristalo lūžio rodiklis n_0 šiek tiek priklauso nuo bangos ilgio ir Nd bei Cr jonų koncentracijos, grupiniai greičiai AE ir įsisotinančiojo sugėriklio elementuose yra nusakomi atitinkamomis lygybėmis $v = v_p = v_a = c / n_0$ ir $\bar{v} = ct_0 / n_0 z_0$. Toliau, patogumo dėlei, naudosime tuos pačius žymėjimus (be viršutinių brūkšnelių) normuotiems kintamiesiems ir parametrams.

Įsisotinančiojo sugėriklio modelis. Nd:YAG lazerio pasyviajai kokybės moduliacijai gauti dažniausiai yra naudojami įsisotinantieji sugėrikliai – Cr:YAG kristalai. Šio kristalo supaprastinta energijos lygmenų diagrama ir šuoliai, vykstantys tarp tų lygmenų dėl lazerio spinduliuotės sugerties, pavaizduoti 2.1.4 paveiksle. Pasyviosios KM proceso metu vyksta lazerio spinduliuotės sugertis iš pagrindinio lygmens ir sužadintųjų lygmenų.

Dažniausiai laikoma, kad relaksacija iš sužadintųjų lygmenų yra labai greita ir jos laikas τ_{a21} iš metastabilaus žemesnio lygmens yra pakankamai ilgas. Detalesnę penkių lygmenų Cr:YAG kristalo šuolių tarp



2.1.4 pav. Cr:YAG kristalo energetinių lygmenų ir atitinkamų šuolių tarp jų diagrama.

lygmenų trukmių analizę galima rasti darbe [67]. Spinduliuotės transportavimo lygtis ir užpildos tankių balansinės lygtys užrašomos taip:

$$\frac{1}{v_a} \frac{\partial I_a^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_a^\pm}{\partial z} = - \left(\sigma_g \sum_j f_j(\theta) N_{a1}^{(j)} + \sigma_e \sum_j f_j(\theta) N_{a2}^{(j)} \right) I_a^\pm - \alpha_a I_a^\pm, \quad (2.1.12)$$

$$\frac{\partial N_{a1}^{(j)}}{\partial t} = -\beta_a \beta_\lambda \sigma_g (I_a^+ + I_a^-) f_j(\theta) N_{a1}^{(j)} + N_{a2}^{(j)} / \tau_{a21}, \quad (2.1.13)$$

$$N_{a1}^{(j)} + N_{a2}^{(j)} = N_{Cr}^{(j)}; \quad (2.1.14)$$

čia $\sigma_g = \sigma'_g / \sigma_0$ ir $\sigma_e = \sigma'_e / \sigma_0$ yra generuojamos spinduliuotės sugerties iš pagrindinio ir sužadintųjų lygmenų normuoti skerspjūviai: $\sigma'_g = 3,2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ir $\sigma'_e = 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, α_a yra nerezonansinės sugerties koeficientas, $N_{a1,2}^{(j)}$ – Cr^{4+} dipolių, orientuotų išilgai kristalo ašies, vienetinio vektoriaus $\hat{\mathbf{j}}$ užpildos tankis, $f_j(\theta) = (\hat{\mathbf{j}} \cdot \hat{\mathbf{e}})^2$ – lazerio spinduliuotės, poliarizuotos išilgai vienetinio vektoriaus $\hat{\mathbf{e}}$ sąveikos su atitinkamai Cr^{4+} dipoliais koeficientas. Cr:YAG kristalo orientacijos įtaka generacijos dinamikai buvo ištirta darbuose [35, 36, 46] naudojant TLM. Ne per seniausiai buvo pasiūlytas analogiškas Nd:YAG lazerinės terpės Nd^{3+} dipolių orientacijos apibendrinimas [47]. Šiame darbe paprastumo dėlei naudosime tik lygiagrečią poliarizacijos orientaciją kristalo ašies atžvilgiu ($f_j(\theta) = (\hat{\mathbf{j}} \cdot \hat{\mathbf{e}})^2 \equiv 1$) ir neatsižvelgsime į tokią pat Nd^{3+} dipolių orientacijos galimybę. Koeficientas β_a įskaito lazerio pluošto skersinio ploto pokyčio galimybę pasyviame sugėriklyje lyginant su AE.

Aktyviosios kokybės moduliacijos modelis. Aktyvioji rezonatoriaus KM eksperimentiškai gali būti realizuojama įvairiais metodais. Tam dažniausiai yra naudojami akustooptiniai ir elektrooptiniai modulatoriai. Šiuos abu modulatorius panaudojome modelyje ir nurodėme laikinius pralaidumo pokyčius:

$$I^\pm(z_Q \pm 0, t) = T_Q^{(\pm)}(z_Q, t) I^\pm(z_Q, t). \quad (2.1.15)$$

Apskritai, pralaidumas $T_Q^{(\pm)}(z_Q, t)$ į priekį ir atgal bėgančioms intensyvumo bangoms gali būti skirtingas. Reikia atkreipti dėmesį, kad lazerio BBM visos funkcijos laiko ir erdvės koordinatėse turi būti pakankamai glotnios. Rezonatoriaus KM tam tikrame impulso pasikartojimo režime aprašyti naudojome tokią pralaidumo funkciją:

$$T_Q^\pm(z = z_Q, t) = \begin{cases} T_{low}^\pm, & 0 \leq t \leq t_{m1}, \\ T_{low}^\pm + (T_{high}^\pm - T_{low}^\pm) \left(\frac{\bar{t} - t_{m1}}{\Delta t_1} \right)^\beta \exp \left[\beta \left(1 - \frac{\bar{t} - t_{m1}}{\Delta t_1} \right) \right], & t_{m1} \leq \bar{t} \leq t_{m2} = t_{m1} + \Delta t_1, \\ T_{high}^\pm, & t_{m2} \leq t \leq t_{m3} = t_{m2} + \Delta t_2, \\ T_{low}^\pm + (T_{high}^\pm - T_{low}^\pm) \left(\frac{\bar{t} + \Delta t_1 - t_{m3}}{\Delta t_1} \right)^\beta \exp \left[\beta \left(1 - \frac{\bar{t} + \Delta t_1 - t_{m3}}{\Delta t_1} \right) \right], & t_{m3} \leq \bar{t} \leq t_{m4} = t_{m3} + \Delta t_3, \Delta t_1 \ll \Delta t_3, \\ T_{low}^\pm, & t_{m4} \leq t \leq t_{m5}, \end{cases} \quad (2.1.16)$$

čia T_{low}^\pm ir T_{high}^\pm yra aktyvaus kokybės moduliatoriaus mažas ir didelis pralaidumas. Laiko momentai nusakomi sąryšiais:

$$t_{mj+1} = t_{mj} + \Delta t_j, j = 1, 2, 3, 4, t_{mj} = t_{0j} + m\Delta t, \Delta t = \sum_j \Delta t_j, m = 0, 1, 2, \dots$$

ir koeficientas $\beta = 1, 2, 3, \dots$ nusako impulso fronto statumą.

Sklidimas laisvojoje erdvėje ir per pasyviuosius elementus. Impulso sklidimas pasyviuosiuose optiniuose elementuose (taip pat laisvojoje erdvėje) yra aprašomas paprasta transporto lygtimi:

$$\frac{1}{v_e} \frac{\partial I_e^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_e^\pm}{\partial z} = 0. \quad (2.1.17)$$

Pradinės ir kraštinės sąlygos. AE elementui, esančiam tarp $z_1^{AE} \leq z \leq z_2^{AE}$, lygtys (2.1.2), (2.1.3), (2.1.4), (2.1.8)–(2.1.11) yra sprendžiamos tik šiame intervale. Imame, kad $N_1(z, t = 0) = N_{Nd}$ ir $N_j(z, t = 0) = 0$, $j = 2, 3, 4$. Taip pat tariame, kad pradiniu laiko momentu intervale $z_1^{AE} \leq z \leq z_2^{AE}$ nėra lazerio ir kaupinimo bangų, t. y. $I^\pm(z, t = 0) = 0$ ir $I_{p1,2}^\pm(z, t = 0) = 0$. Kraštinės sąlygos lazerio bangoms užrašomos taip:

$$I^+(z = 0, t) = R_1 I^-(z = 0, t) + I_{seed}^+(z = 0, t), \quad (2.1.18)$$

$$I^-(z = L, t) = R_2 I^+(z = L, t) + I_{seed}^-(z = L, t). \quad (2.1.19)$$

Kaupinimo bangoms:

$$I_{p1,2}^+(z = 0, t) = (1 - R_1^{(p1,2)}) I_{p1,2}^+(z = 0, t), \quad (2.1.20)$$

$$I_{p1,2}^-(z = Z_{p1,2}, t) = R_2^{(p1,2)} I_{p1,2}^-(z = Z_{p1,2}, t). \quad (2.1.21)$$

Šiose išraiškose R_1 ir R_2 yra rezonatoriaus veidrodžių atspindžio koeficientai, $R_1^{(p1,2)}$ – rezonatoriaus priekinio veidrodžio atspindžio koeficientai kaupinimo bangoms, $\lambda_{p1,2}$. $R_2^{(p1,2)}$ – papildomų dichromatinių veidrodžių, esančių už AE, kaupinimo bangos atspindžio AE koeficientai.

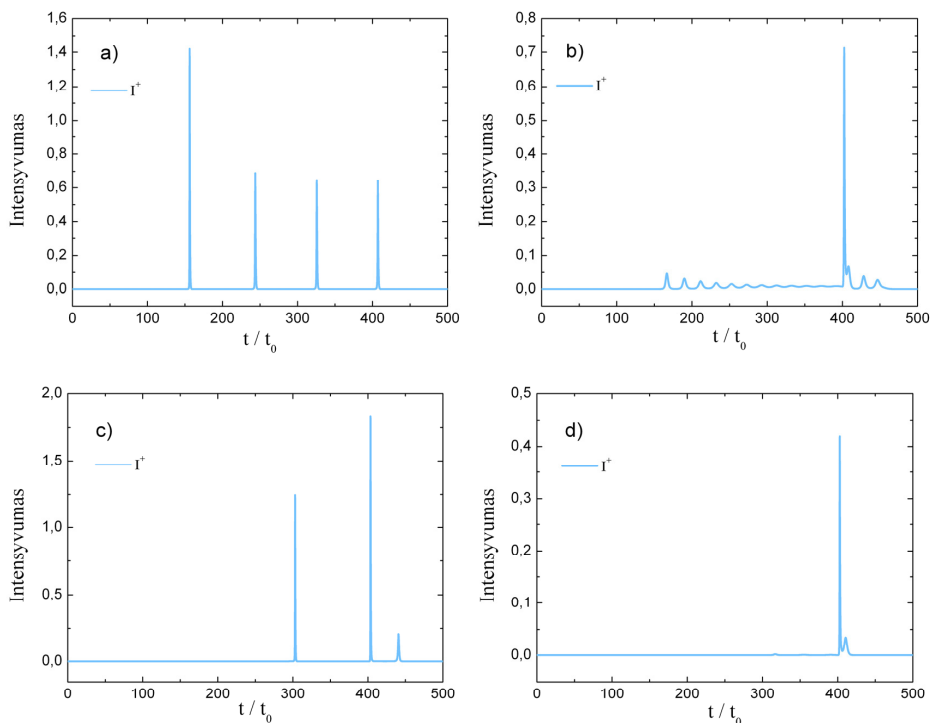
Tariame, kad rezonatoriuje esančiose visose sandūrose $z = z_A$ krintantys ir praėję intensyvumai yra tariamai lygūs:

$$I^\pm(z_A \mp 0, t) = I^\pm(z_A \pm 0, t). \quad (2.1.22)$$

Paprastumo dėlei tariame, kad visi kaupinimo ir užkratos intensyvumai turi tą pačią funkcinę formą kaip ir pralaidumo funkcija (2.1.16), tik jų kiekybiniai parametrai yra skirtingi.

Modeliavimo rezultatai ir jų aptarimas. Šiame skyriuje pateiksime minilazerio modeliavimo rezultatus, kurie pirmiausia parodo esminius skirtumus, gautus naudojant BBM ir TLM. Aišku, kad gaunami rezultatai, naudojant BBM, gali priklausyti nuo rezonatoriuje esančių optinių elementų išsidėstymo eiliškumo. Kitokia situacija yra naudojant TLM, kuriame nėra galimybės išskirti atskirų optinių elementų eiliškumą rezonatoriuje, nes modelyje yra naudojama vidurkinimo per visą rezonatoriaus ilgį procedūra.

Skaitmeniškai sprendžiant (2.1.2), (2.1.3), (2.1.4), (2.1.12) ir (2.1.17) transporto lygtis buvo naudojamas algoritmas, išvystytas darbe [46, 60]. 2.1.5 paveiksle matyti lazerio generuojamų impulsų į priekį sklindanti teigiama banga (link priekinio rezonatoriaus veidrodžio, kurio atspindžio koeficientas R_2) kai: a) naudojama tik aktyvioji KM, b) naudojama tik pasyvioji KM, c) naudojama kombinuota –aktyvioji ir pasyvioji KM, d) naudojama kombinuota – pasyvioji ir aktyvioji KM. Pasyviosios KM pradinis pralaidumas buvo apie



2.1.5 pav. Generacijos dinamika, naudojant: a) pasyviają, b) aktyviają, c) aktyviają ir pasyviają, d) ir pasyviają ir aktyviają kokybės moduliaciją.

10 %, tai atitinka neodimio jonų koncentraciją $N_{Cr}^{(j)} = 0,719$ 1 mm storio Cr:YAG kristale, kurio $\sigma_g = 32$ ir $\sigma_e = 2,8$. Atlikti modeliavimai rodo, kad gaunami rezultatai tik nedaug priklauso nuo relaksacijos laikų τ_{32} ir τ_{a21} . Jie turi įtakos tik impulso pasikartojimo periodui. Todėl, siekdami sutrumpinti modeliavimo laiką, kartais modeliuodami naudojome mažesnes relaksacijos

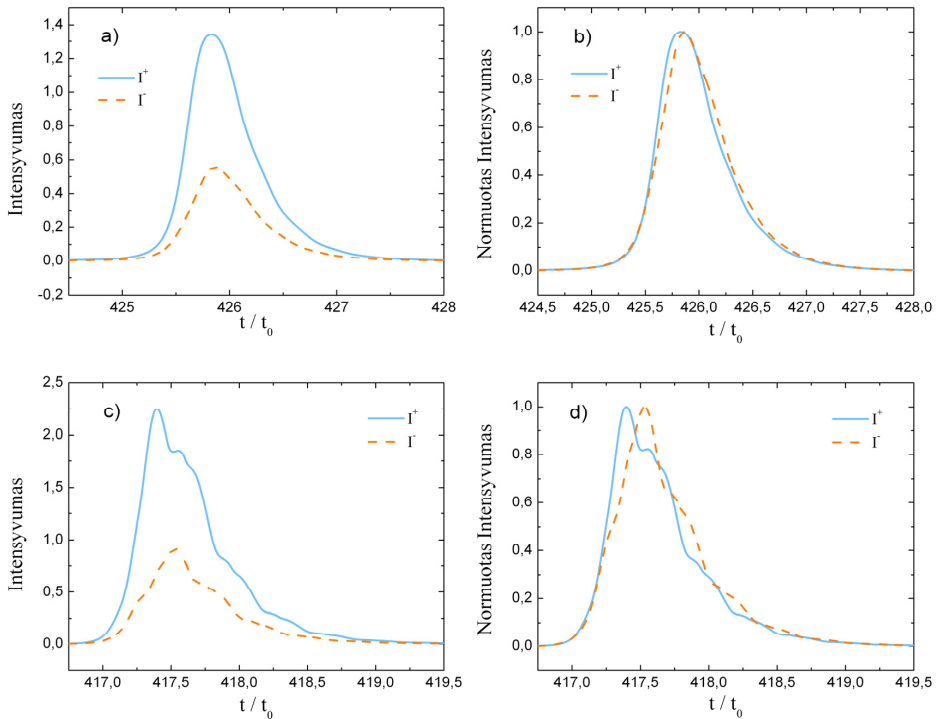
trukmių τ_{32} ir τ_{a21} vertes ir didesnius kaupinimo intensyvumus, lyginant su diodais kaupinamo Nd:YAG lazerio realia eksperimentine situacija. Gaunamiems rezultatams, pavaizduotiems 2.1.5 paveiksle, aptikti naudojome tokias modelio parametrų vertes: $\tau_{32} = 500$, $\tau_{a21} = 100$, $R_1 = 1,0$ ir $R_2 = 0,2$. Aktyvioji KM turėjo tokias pralaidumo vertes: $T_{low}^{\pm} = 0,1$, $T_{high}^{\pm} = 0,95$ ir pakankamai ilgą įjungimo laiką ($\Delta t_1 = 10$), kurio fronto statumo koeficientas $\beta = 2$. Matyti, kad esant panašioms pasyvaus ir aktyvaus kokybės moduliatorių pralaidumo parametrų generacijos dinamika yra skirtinga.

Esant aktyviai tik pasyviajai KM, yra generuojama impulsų seka. Naudojant tik aktyviąją KM, kurios pradinis pralaidumas yra pakankamai didelis, dar nespėjus įjungti maksimalaus užduoto pralaidumo, yra gaunami impulsai vadinamosios relaksacinės osciliacijos režimo metu. Kai aktyvus KM yra maksimaliai atidarytas, generuojamas milžiniškas impulsas. Kaip ir tikėtasi, kartu naudojant pasyviąją ir aktyviąją KM gaunami rezultatai priklauso nuo to, kokia eilės tvarka jie yra išdėstyti rezonatoriuje.

Naudojant BBM galima tikėtis, kad iš rezonatoriaus per priekinį ir galinį veidrodžius išeinantys impulsai skirsis ne tik amplitudėmis, bet ir forma. 2.1.6 paveiksle pavaizduotos impulsų formos, gautos naudojant atskirai aktyviąją ir pasyviąją kokybės moduliacijas. Matyti, kad impulsų amplitudės rezonatoriuje labai smarkiai skiriasi. Šie skirtumai dar labiau išryškėja, kai impulsai praeina išėjimo veidrodžius, kurių atspindžio koeficientai $R_1 = 0,9$ ir $R_2 = 0,2$, nes praėjusių impulsų intensyvumai ir energijos surandamos iš išraiškos:

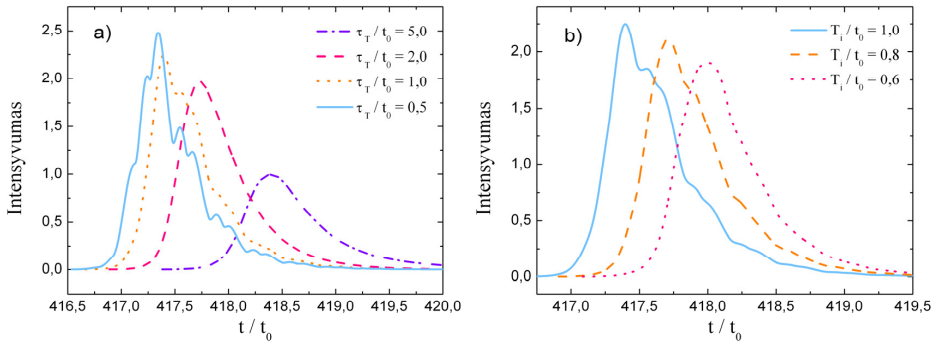
$$W_{m1} = \int_{t_{m0}}^{t_{m0} + \Delta t} (1 - R_1) I^-(t) dt, \quad W_{m2} = \int_{t_{m0}}^{t_{m0} + \Delta t} (1 - R_2) I^+(t) dt. \quad (2.1.23)$$

Iš normuotų intensyvumų matyti, kad naudojant pasyviąją KM į priekį ir atgal sklindančių impulsų formos skiriasi nedaug. Kitaip nei pasyviosios KM atveju, aktyviosios KM atveju galima valdyti moduliatoriaus atsidarymo spartą. Matome, kad naudojant pakankamai greitą kokybės moduliaciją, kurios



2.1.6 pav. Rezonatoriaus viduje pirmyn (ištinė linija) ir atgal (punktyrinė linija) bėgantys impulsai prieš išėjimo veidrodžius, kai yra naudojamas pasyvus (a, b) ir aktyvus (c, d) kokybės modulatoriai.

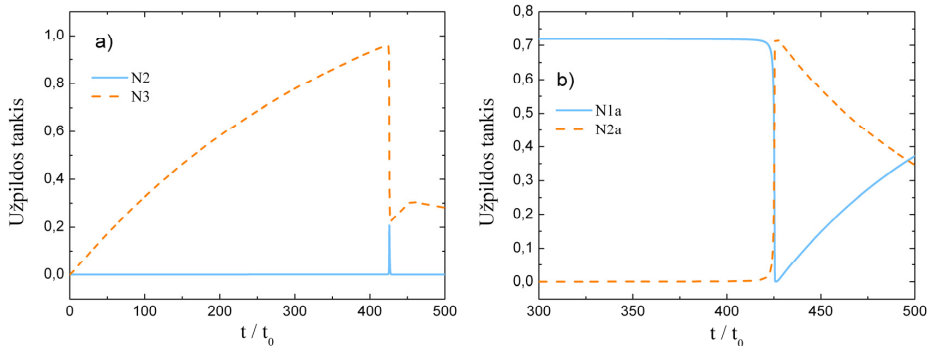
priekinio fronto pakilimo laikas yra $\tau_T = \Delta t_1 = 1$ (žiūrėti 2.1.6 pav., c, d), generuojamų impulsų formos turi laikinę moduliaciją, kurios periodas yra trumpesnis negu rezonatoriaus apėjimo laikas. Manome, kad ši moduliacija pasireiškia dėl aktyvios KM stiprios ir greitos impulso amplitudžių moduliacijos ir priekinio veidrodžio mažo atspindžio koeficiento. Perjungimo laiko įtaka impulsų formoms ir amplitudėms pateikta 2.1.7 paveiksle, a. Esant mažiems perjungimo greičiams ($\tau_T = 5$ ir $\tau_T = 2$), generuojami impulsai yra glotnių formų, tačiau jų intensyvumai mažesni, negu esant greitam perjungimui. Taigi, naudojant lėtą aktyvų perjungimą, yra generuojami mažesnės energijos glotnūs impulsai. Didesnio efektyvumo impulsų



2.1.7 pav. Laikinė impulsų moduliacija, esant greitai aktyvios kokybės moduliacijai (a), ir impulsų formos glotninimas, papildomai panaudojus didelio pradinio pralaidumo išsotinantį sugėriklį (b).

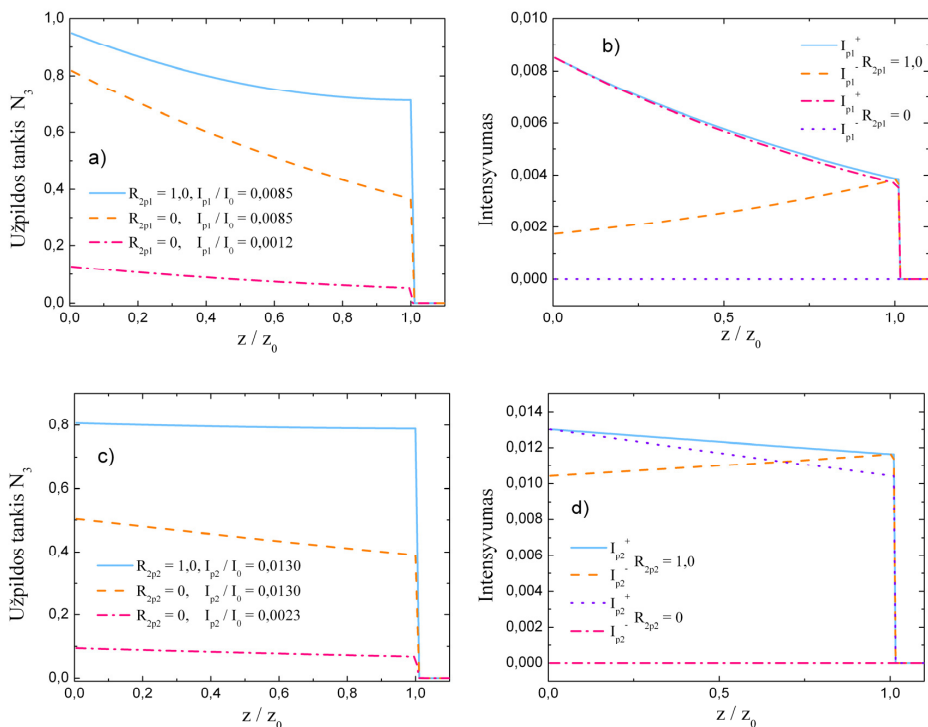
glotninimas gali būti realizuotas papildomai panaudojus pasyviają KM, kurios pradinis pralaidumas T_i yra pakankamai didelis. Ši galimybė yra parodyta 2.1.7 paveiksle, b. Jame pateiktos impulso formos yra gautos vienu metu naudojant aktyviają KM, kai $\tau_T = 1$, ir pasyviają KM, kai pradinis pralaidumas yra skirtingas. Reikia atkreipti dėmesį, kad mūsų skaičiavimuose pasyviosios KM išjungimas reiškia, kad $N_{Cr} = 0$, t. y. jo pradinis ir galutinis pralaidumai yra lygūs $T_i = T_f = 1$. Tai reiškia, kad optinis kelias rezonatoriuje nesikeičia įjungiant arba išjungiant pasyviają KM. Nepaisant to, abiem atvejais generacijos sąlygos išlieka tos pačios ir nėra priešasčių generuoti trumpesnius impulsus.

Sukurta programa leidžia skirtingose rezonatoriaus plokštumose stebėti tiriamų kintamųjų laikinius pokyčius. Taigi, 2.1.8 paveiksle matome, kaip pasyviosios KM atveju milžiniško impulso generacijos metu keičiasi lazerio AE darbinių lygmenų ir išsotinančiojo sugėriklio užpildos tankiai. Matome, kad išsotinančiojo sugėriklio prašviesėjimas yra glotnus ir labai greitas. Todėl generuojant glotnius impulsus su aktyviają KM, jo atidarymas turėtų būti taip pat glotnus ir greitas.



2.1.8 pav. Užpildos tankių laikiniai pokyčiai aktyviame elemente ir išsotinančiajame sugėriklyje kaupimo ir generacijos metu.

Naudojant šią programą taip pat galima stebėti tiriamų kintamųjų erdvinius pokyčius (išilgai rezonatoriaus) skirtingais, iš anksto numatytais laiko momentais, pavyzdžiui – prieš, per ir po milžiniško impulso generavimo. Lazerio su pasyviąja KM modeliavimo rezultatai, pateikti 2.1.9 paveiksle,



2.1.9 pav. Užpildos tankio N_3 ir kaupimo intensyvumo I_p erdvinės priklausomybės (išilgai aktyviojo elemento), esant netiesioginiam (a, b) ir tiesioginiam (c, d) kaupimui.

rodo, kaip keičiasi užpildos tankiai (2.1.9 pav., a, c) ir kaupinimo intensyvumai (2.1.9 pav., b, d) išilgai AE laiko momentu prieš milžiniško impulso generavimą, esant skirtingiems kaupinimams: netiesioginiam – per kaupinimo lygmenis (2.1.9 pav., a, b) ir tiesioginiam – kai kaupinama į aukščiausią lazerinį lygmenį (2.1.9 pav., c, d). Iš lygčių (2.1.2), (2.1.3) galima matyti, kad, esant mažiems kaupinimo intensyvumams, kai užpildos tankiai yra atitinkamai $N_4 \approx 0$ ir $N_3 \approx 0$, kaupinimo sugerties koeficientai atitinkamai yra lygūs:

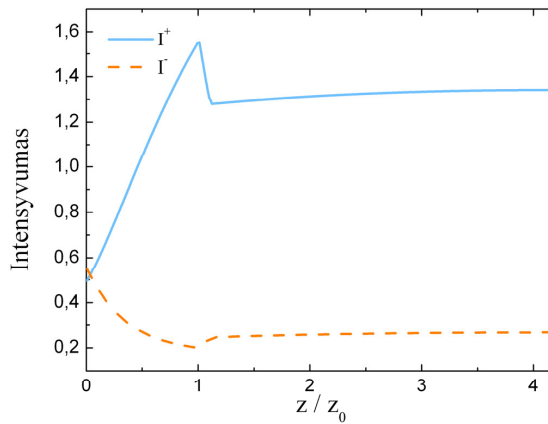
$$\tilde{\alpha}_{p1} \approx \sigma_p^{(14)} f_{p1}^{(14)} N_1 \approx \sigma_p^{(14)} f_{p1}^{(14)} N_{Nd}, \quad (2.1.24a)$$

$$\tilde{\alpha}_{p2} \approx \sigma_p^{(13)} f_{p1}^{(13)} N_1 \approx \sigma_p^{(13)} f_{p1}^{(13)} N_{Nd}. \quad (2.1.24b)$$

Dėl greitos kaupinimo lygmens relaksacijos (skaičiuodami naudojome $\tau_{43} = 0,3$) kaupinimo lygmuo neužsipildo ($N_4 \approx 0$), todėl formulė (2.1.24a) yra pakankamai gera ir dideliems kaupinimo intensyvumams. Todėl sugerties sotis faktiškai nepasireiškia. Šis teiginys yra įrodytas 2.1.9paveikslu, b. Matome, kad kaupinimo sugertis, kai yra ir kai nėra kaupinimą atspindinčio veidrodžio V_k , faktiškai nesiskiria (2.1.1 pav.). Taip pat matome, kad kaupinimo sugertis yra pakankamai maža ($\tilde{\alpha}_1 \approx 0,95$). Todėl kaupinimą atspindintis papildomas veidrodis, esantis už AE, labai padidina aukščiausio lazerio darbinio lygmens užpildą (2.1.9 pav., a).

Šiek tiek kitokia situacija yra kai pasireiškia kaupinimo sotis tiesioginio kaupinimo atveju. Iš 2.1.9 paveikslu d, matome, kad kaupinimo intensyvumo sugertis yra didesnė, kai nėra papildomo kaupinimą atspindinčio veidrodžio V_k . Kadangi spektroskopinių skerspjūvių $\sigma_p^{(14)}$ ir $\sigma_p^{(13)}$ eksperimentinės vertės nėra tiksliai žinomos, abiem skerspjūviams naudojome tą pačią vertę (0,4). Šiuo atveju, kai naudojamas papildomas veidrodis, dėl mažesnio sugerties koeficiento užpildos tankis yra faktiškai vienodas išilgai AE (2.1.9 pav., c). Taigi, iš gautų rezultatų matyti, kad užpildos tankio pasiskirstymas nėra vienalytis išilgai AE, o ypač esant pakankamai didelei kaupinimo sugerčiai. Šis teiginys yra svarbesnis generuojamo lazerio impulso erdviniam pasiskirstymui išilgai rezonatoriaus. 2.1.10 paveikslas vaizduoja pasyvaus KM lazerio generuojamo impulso erdvinis pokyčius rezonatoriuje, laiko momentu, kai

impulsas pasiekia maksimalų intensyvumą. Matome, kad impulso intensyvumo erdviniai pokyčiai yra pakankamai stiprūs.



2.1.10 pav. Lazero impulso intensyvumo erdvinis pasiskirstymas išilgai lazero rezonatoriaus laiko momentu, kai išėjime impulsas turi maksimalų intensyvumą.

Visų pirma, į priekį ir atgal bėgančių impulsų intensyvumai, sklisdami per AE ($0 \leq z \leq 1$), smarkiai padidėja (susistiprina). Antra, matome, kad net tada, kai impulsas pasiekia maksimalų intensyvumą, sugertis pasyviojoje KM ($1,0 \leq z \leq 1,1$) atsiranda dėl sugerties iš sužadintojo lygmens. Impulsui sklindant per kitus pasyvius rezonatoriaus elementus, impulso intensyvumo pokyčiai yra maži, nes generuojamo impulso erdvinis ilgis yra daug didesnis už rezonatoriaus ilgį. Taigi, erdvinio vidurkinimo intensyvumai bendru atveju negali parodyti tikrosios situacijos KKL rezonatoriuje. Todėl TLM negali būti taikomas generacijos dinamikai aprašyti, kai sklindančios lazerio bangos yra stipriai veikiamos aktyviųjų ir pasyviųjų rezonatoriaus elementų.

Skiriamasis rezultatas santrauka. Diodais kaupinamų kietojo kūno lazerių su aktyviaja ir pasyviaja kokybės moduliacija generacijos dinamikos detalesnei skaitmeninei analizei sukurtas bėgančiųjų bangų modelis, kuriame atsižvelgiama į lygmenų suskilimą dėl Štarko efekto ir aktyviųjų jonų energetinių lygmenų Bolcmano užpildos faktorius, galimybę vykstant standartiniam kaupinimui per aukštesnius lygmenis naudoti tiesioginį rezonansinį kaupinimą

į aukščiausią lazerio darbinį lygmenį, sužadintųjų lygmenų relaksacijos trukmes, sužadintųjų lygmenų sugertį aktyviame elemente bei įsisotinamajame sugėriklyje ir daugelį kitų procesų, kaip antai lazerio aukštesnio darbinio lygmens energijos transformaciją į aukštesnį sužadintąjį ir pagrindinį lygmenis, sustiprintą spontaninę emisiją ir pan.

Sukurtas bėgančiųjų bangų lazerio modelis, priešingai nei plačiai taikomas taškinis lazerio modelis, apima pasyviųjų ir aktyviųjų optinių elementų išsidėstymą. Atlikti skaičiavimai parodė, kad generacijos dinamika labai priklauso nuo elementų išdėstymo eiliškumo rezonatoriuje, be to, priešingomis kryptimis sklindančių impulsų formos yra skirtingos, o laikinė impulsų moduliacija, ypač – greito aktyvios užtūros atidarymo atveju, turi mažesnę būdingą periodą, negu rezonatoriaus apėjimo trukmė. Ši laikinė moduliacija gali būti suglotninta neprarandant daug impulso energijos, papildomai panaudojus didelio pradinio pralaidumo pasyvųjų kokybės moduliatorių.

Sukurta programa leidžia kontroliuoti į abi puses bėgančių kaupinimo ir lazerio impulsų intensyvumų laikinius ir erdvinis pasiskirstymus rezonatoriuje, užpildos tankių aktyviajame elemente ir pasyviajame sugėriklyje pokyčius erdvėje ir laike. Bėgančiųjų bangų modelio panaudojimas leidžia aptikti kaupinimo sugerties sotį, kuri yra gana svarbi tiesioginiam rezonansiniam kaupinimui. Trumpų lazerio impulsų generavimo atveju į priekį ir atgal bėgančių bangų intensyvumai rezonatoriuje patiria stiprią erdvinę aktyviųjų ir pasyviųjų lazerio elementų moduliaciją, ir todėl standartinio taškinio lazerio modelio taikymas šiuo atveju yra diskutuotinas.

2.2. Impulsų laikinio tirtėjimo moduluotos kokybės lazeriuose mažinimo galimybių analizė ir eksperimentinis tirtėjimo matavimas pasyvosios ir aktyviosios kokybės minilazeriuose [S6, P7, P8, P10, P13]

Impulsų LT mažinimo KM lazeriuose problema. Daugeliui taikymų reikalingi didelio pasikartojimo dažnio lazeriai, generuojantys trumpus subnanosekundinius impulsus. Panašiomis savybėmis kaip tik ir pasižymi mikrolustiniai lazeriai su vadinamąja pasyviaja rezonatoriaus KM, nes tai yra paprasčiausias ir pigiausias būdas [24–28] generuoti trumpus (< 100 ps [70]), didelio pasikartojimo dažnio (2 MHz [71]) ir nemažos galios (~ 20 kW [70, 72]) impulsus. Nors šie lazeriai su pasyviaja KM leidžia gauti subnanosekundinius impulsus ir yra pritaikomi įvairiose mokslo ir technologijų srityse [24]. Tokių impulsų energija paprastai neviršija $100 \mu\text{J}$ ir dažnai yra nepakankama kitiems taikymams, reikalaujantiems didesnių impulsų energijų. Todėl, vis daugiau dėmesio yra skiriama kietojo kūno minilazeriams su pasyviaja KM ir diodiniu kaupinimu [32], kurie gali generuoti kur kas didesnės energijos, tačiau ir kur kas ilgesnės trukmės impulsus. Šie lazeriai pasižymi ypatingu paprastumu bei patikimumu eksploatuojant ir pastaruoju metu labai įvairiai taikomi [32]. Taip pat pažymėtina, kad tokiuose lazeriuose lengvai pasiekama vienos išilginės modos generacija. Tačiau nuolatinio kaupinimo pasyvosios KM lazerių impulsų mažas pasikartojančių impulsų periodo stabilumas, kitaip sakant, didelis impulsų laikinis tirtėjimas (angl. *timing jitter*). Paprastai tokių lazerių impulsų pasikartojimo periodo sklaida (tirtėjimas) sudaro kelis procentus nuo periodo [32, 73].

Impulsų laikinio tirtėjimo (LT) kietojo kūno minilazeriuose su pasyviaja KM mažinimo problema yra aktuali jau seniai (žr., pvz., [35, 42] ir ten cituojamą literatūrą). Paprastai LT mažėja, didėjant impulsų pasikartojimo dažniui [32, 74, 75], bet yra ir priešingų pastebėjimų [72]. Impulsų LT priežasčių yra daug, pagrindinė jų – savaiminio spinduliavimo kvantiniai triukšmai, kurie vargu ar gali būti pašalinti, kaip teigiama darbe [76], panaudojant vienos krypties spinduliuotės sklaidimą žiediniame rezonatoriuje, tuo labiau, kad jau po savaiminių triukšmų „panaikinimo“ sumažintas LT

nagrinėjamoje sistemoje sudarė 3 % ir galėjo būti dar sumažintas iki 1,5 % esant tam tikrai kaupinimo galiai. Apskritai, pakankamai aišku (ir ką tik cituotas darbas tai patvirtina), kad impulsų generacijos momentų laikinė sklaida (generuojamų impulsų LT) priklauso nuo impulsų pasikartojimo periodo ir realiose lazerinėse sistemose yra sąlygojama techninių triukšmų (daugiausia kaupinimo spinduliuotės erdvinio ir laikinio nestabilumo), o ne kvantinių savaiminių spinduliavimo fliktuacijų, kurios nusako siektinas LT ribas.

Kaupinimo nestabilumas gali būti daugiomodžio generavimo ir dėl to, padidėjusio LT priežastis [77]. Be to, kaupinimo spinduliuotė gali iš dalies prašviesinti sugėrikį ir taip turėti įtakos impulsų pasikartojimo dažniui [78]. Aplinkos nestabilumas, AE susidaręs temperatūros gradientas, ir kiti veiksniai, pavyzdžiui, veidrodžio tirtėjimas, gali būti LT priežastis. Kita vertus, generuojamų impulsų energija ir trukmė mažai jautrūs kaupinimo intensyvumo fliktuacijoms. Ankstesnių skaičiavimų rezultatai parodė [35, 42], kad vis dėlto tokios fliktuacijos ir yra pagrindinė generuojamų impulsų didelio LT priežastis, dėl kurios tokių lazerių taikymas yra ribotas ten, kur reikia didelio impulsų laikinio pasikartojimo stabilumo (pvz., metrologijoje).

Paprastai, lazeriai su rezonatoriaus aktyviaja KM pasižymi kur kas mažesniu impulsų LT lyginant su lazeriais, kuriuose taikomi pasyvūs moduliacijos metodai [24, 32, 34–36]. Tačiau tokių lazerių konstrukcija yra sudėtingesnė, o naudojamiems kokybės modulatoriams (ypač, juose naudojami elektrooptikai) keliami gana dideli reikalavimai. Reikia pažymėti, kad pastaruoju metu elektrooptiniai modulatoriai labai sparčiai tobulėja (žr. šio klausimo aptarimą įvade). Aktyviosios KM minilazeriai turi ilgesnį rezonatorių (lyginant su pasyviaja KM), todėl generuojami impulsai yra šiek tiek ilgesni [24, 32]. Akustooptiniai modulatoriai leidžia pasiekti ypač didelių impulsų pasikartojimo dažnių (~ 900 kHz) [79, 80]. Esant labai intensyviam kaupinimui ir nelabai dideliems pasikartojimo dažniams (~ 80 kHz), būdinga po pagrindinių (didelio intensyvumo) generuojamų impulsų kur kas mažesnių intensyvumų impulsų sekos, o esant labai dideliems impulsų pasikartojimo

dažniams (~ 700 kHz) pradžioje smarkiai padidėja generuojamų impulsų energinis nestabilumas, paskui pasireiškia impulsų pradingimas ir pasikartojimo periodo pasikeitimas, t. y. staigus LT padidėjimas [79, 80]. Norint pasiekti vienos išilginės modos generaciją, kurios impulsų LT būtų mažas, jau seniai (žr. [34, 35] ir ten cituojamą literatūrą) buvo naudojama vadinamoji kombinuota kokybės moduliacija, kai aktyvioji ir pasyvioji KM naudojamos kartu viename rezonatoriuje, ir aktyviajai KM naudojami elektrooptiniai perjungikliai. Tokiu atveju aktyvus KM vaidina tik pagalbinį vaidmenį, todėl reikalavimai jų techninėms charakteristikoms yra gerokai mažesni. Tokia KM turi daugybę pranašumų prieš vien tik aktyvią KM, įskaitant tai, kad perjungimo įtampa yra žemesnė, taip pat visa valdymo elektronika, lazerio gabaritai ir konstrukcijos sudėtingumas yra mažesni. Skaitmeniškai bei eksperimentiškai buvo pademonstruota, kad papildoma aktyvioji kokybės moduliacija keliomis eilėmis gali sumažinti laikinį tirtėjimą kietojo kūno lazerinėse sistemose [34, 81]. Analogiškai eksperimentiniai ir skaitmeniniai rezultatai gauti ir mikrolustinėse lazerinėse sistemose [35]. Esant dideliems impulsų pasikartojimo dažniams LT mažinti naudojama kombinuota aktyvioji akustooptinė ir pasyvioji KM [82–85].

Tačiau, lyginant su grynai pasyviaja KM, kombinuotoji KM vis dėlto padidina lazerinės sistemos sudėtingumą. Todėl bandoma ieškoti naujų būdų LT mažinti pasyviosios KM mikro- ir minilazeriuose. Vienas jų, labai efektyvus metodo impulso pasikartojimo dažnio stabilizacijai pagerinti, yra prašviesinti tam tikrais, tinkamais laiko momentais išsotinantįjį sugėriklių papildomu stabilizuotu optiniu impulsu [76, 86–89]. Toliau šiame skyriuje pateiksime modeliavimo rezultatus, patvirtinančius šio metodo efektyvumą. Sugėriklio išsotinimas išoriniu femtosekundiniu impulsu leidžia jį sinchronizuoti su trumpu (100 ps) KM mikrolazerio impulsu [62]. Bet vis dėlto sugėriklio prašviesinimo metodas yra gana sudėtingas.

Elektrooptinių užtūrų naudojimas ir jų valdymas grįžtamuoju ryšiu leidžia ne tik stabilizuoti generuojamų impulsų energetinius, laikinius bei spektrinius parametrus [63], bet ir pakankamai gerai sinchronizuoti lazerius

tarpusavyje, generuoti impulsų sekas [92] ir t. t. Tačiau tokio metodo taikymas impulsų LT mažinti lazerio konstrukciją padaro gerokai sudėtingesnę. Moduluotos kokybės mikrolazeriams, kurių labai didelis impulsų pasikartojimo dažnis (500–1750 kHz), sugalvotas įdomus būdas mažinti LT, panaudojant impulsų, užlaikytų optinėje vėlinimo linijoje, saviįleidimą (angl. *self-injection*) [93]. Aišku, kad toks metodas netinka mažesnių impulsų pasikartojimo dažnių lazeriams. LT mažinti kartais taikomi labai netikėti metodai. Pavyzdžiui, skaiduliniuose lazeriuose impulsų pasikartojimo dažniui stabilizuoti naudojamas impulsinis kaupinimas ir hibridinė pasyvioji KM kartu su priverstine Brijueno sklaida, kuri ir stabilizuoja pasikartojimo dažnį [94].

Kietojo kūno minilazeriuose su pasyviaja KM vienintelis iš išorės kontroliuojamas faktorius, kuris gali daryti įtaką laikiniam nestabilumui, yra kaupinimo galia. Todėl tam tikrą susidomėjimą sukėlė darbai [74, 95], kuriuose buvo teigiama, kad gana paprasta kaupinimo moduliacija stačiakampiais impulsais gali gerokai sumažinti LT pasyviosios KM lazeriuose. Šis LT mažinimo metodas atrodo patrauklus dėl realizacijos paprastumo, nes tereikia tik moduluoti diodinio lazerio srovę. Bet paskelbtas darbe [74] pasiektas impulsų sekos laikinis stabilizavimas iki $\sim 10^{-6}$ lygio naudojant tik „seklią“ kaupinimo moduliaciją sukėlė tam tikrų abejonių. Tuo labiau, kad vėlesniame darbe [95], kuriame AE kaupinti buvo naudojami kompoziciniai impulsai (kiekvienas jų buvo sudarytas iš ilgo mažos galios impulso, po kurio ėjo trumpas didelės galios impulsas), LT pavyko sumažinti tik maždaug viena eile, t. y. nuo 6 iki 0,5 μ s. Todėl buvo nutarta, visų pirma, atlikti skaitinį impulsų sekos LT pasyviosios KM lazerių modeliavimą, panaudojant kur kas detalesnį taškinį lazerio modelį (TLM), kuriame išryškėja savaiminio spinduliavimo triukšmų įtaka, lėta kaupinimo moduliacija ir kiti toliau detaliam aptarti reiškiniai.

Nd:YAG lazerio su kokybės moduliacija detalus TLM. Impulso sklidimui, nuo kaupinimo įjungimo momento iki milžiniško impulso generavimo, įtaką daro tiek kaupinimo greitis, tiek savaiminis spinduliavimas. Dėl to, siekiant skaitmeniškai ištirti, kaip LT ir impulsų sekos nestabilumus

veikia įvairūs faktoriai, būtina modeliuoti visą impulso sklidimo procesą. Lazerinėms sistemoms su KM modeliuoti, įskaitant pasikartojantį rezonatoriaus kokybės perjungimą, nuo senų laikų dažniausiai buvo naudojami supaprastinti milžiniškų impulsų generacijos modeliai, kuriuose modeliavimas prasideda tik nuo to momento, kai inversija AE pasiekia generacijos slenkstį. Todėl jie nesuteikia galimybės tirti visą impulso generacijos procesą. Eksperimentinių duomenų, gautų darbuose [74, 95], analitinė analizė rėmėsi kaip tik šiuo supaprastintu modeliu. Kita vertus, kur kas išsamesnis impulsų generacijos, naudojant kokybės moduliaciją, TLM, kuris buvo patobulintas anksčiau [34–36], leidžia detaliau analizuoti lazerinių sistemų su kokybės moduliacija generacijos procesą, laike moduluojant kaupinimo galią esant įvairioms laikinės moduliacijos formoms, taip suteikiant galimybių ištirti generacijos nestabilumo priežastis ir jos mažinimo perspektyvas.

Milžiniškų monoimpulsų generacijos režimas kietojo kūno lazeriuose, naudojant pasyviąją rezonatoriaus KM, nuolat domina tyrinėtojus. Literatūros šiuo klausimu apžvalgas galima rasti darbuose [5–9, 22–24, 62, 63, 96–101]. Kokybės moduliacijos režimo tyrinėjimai tapo ypač aktyvūs atsiradus patogiams naudoti, patikimiems ir stabiliems pasyviosios KM kristalams, kurių pagrindą sudarė $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ ir $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ kristalai. Naudojant tokias KM iš užduodančiojo generatoriaus buvo gauti impulsai, kurių trukmė buvo mažesnė nei 2 ns [102]. KM lazerių išvadinių parametrų optimizacija reikalauja atsižvelgti į darbinių lygmenų suskilimą į polygmenis dėl Štarko efekto ir šių polygmenų termalizacijos greitį bei Bolcmano užpildos faktorius. KKL su KM generacijos teoriniai pagrindai pateikti monografijose ir apžvalgose [5, 7, 63, 96, 97]. Aprašant lazerių su KM generacijos dinamiką, dažniausiai pasitelkiamos dvi artutinės prieigos: į lazerį žiūrima kaip į ištęstą sistemą (ir jai aprašyti naudojamas BBM) arba kaip į taškinę sistemą – ir naudojamas TLM. Jam pagrįsti dažnai taikomas metodas – balansinių BBM lygčių dalinėmis išvestinėmis vidurkinimas per rezonatoriaus ilgį [63, 96, 97]. AE ir įsisotinamo sugėriklio BBM lygčių sistema detalai išnagrinėta 2.1 skyriuje. Todėl, tirdami generacijos dinamiką nuo savaiminės spinduliuotės triukšmų

lygio, skaičiuoti pradėję nuo kaupinimo pradžios momento, naudojome vidurkinimo būdu iš BBM lygčių gautą (žr. [34, 35]) išplėstą ir patobulintą bedimensę TLM lygčių sistemą:

$$\chi \frac{du}{dt} = \left[n_u - n_l - \sum_i (\tilde{\sigma}_0^{(i)} n_{a1}^{(i)} + \tilde{\sigma}_e^{(i)} n_{a2}^{(i)}) f_i(\theta) \right] u - \alpha_\Sigma(t) u + \tilde{\varepsilon} \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (2.2.1)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = R_p^*(t) [1 - n_2/n_{Nd} - n_3^*/n_{Nd}] - u(n_u - n_l) - \frac{n_3}{\tau_{32}^*}, \quad (2.2.2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = u(n_u - n_l) - \frac{n_2}{\tau_{21}}, \quad n_u - n_l = f_u n_3 - f_l n_2, \quad (2.2.3)$$

$$\frac{dn_{a1}^{(i)}}{dt} = -\beta \tilde{\sigma}_0^{(i)} n_{a1}^{(i)} f_i(\theta) (u + u_a) + \frac{n_{a2}^{(i)}}{\tau_{a21}}, \quad i=1, 2, \quad (2.2.4)$$

$$f_1(\theta) = \cos^2 \theta, \quad f_2(\theta) = \sin^2 \theta, \quad (2.2.5)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_{Nd}, \quad (2.2.6)$$

$$n_{a1}^{(i)} + n_{a2}^{(i)} = n_{Cr}^{(i)}; \quad (2.2.7)$$

čia, $t_0 = l/v$, kur l yra aktyvaus elemento ilgis, v – spinduliuotės grupinis greitis AE, u – spinduliuotės suvidurkintas intensyvumas rezonatoriuje, normuotas į $I_0 = \frac{\hbar \omega_0}{\sigma_0}$, $n_i = N_i / \bar{N}$, $n_{ai} = N_{ai} / \bar{N}$, $\bar{N} = (\sigma)^{-1}$, $\tilde{\sigma}_{0,e} = \sigma_{0,e} l_a / (\sigma)$, $\bar{\sigma}_{0,e} = \sigma_{0,e} / \sigma$.

Koeficientas $\chi = \{l/v + l_a/v_a + l_e/v_e + [L - (l + l_a + l_e)]/c\} / (l/v)$ nusako rezonatoriaus užpildos aktyviojo elemento laipsnį, L yra rezonatoriaus ilgis, l , l_a , l_e atitinkamai – aktyviojo elemento, įsisotinančio sugėriklio ir likusių rezonatoriaus elementų ilgiai, n_j – aktyviojo elemento j -ojo energetinio lygmens užpildos tankis ($j = 1, 2, 3$), f_u ir f_l – apibendrinti Bolcmano užpildos faktoriai, atitinkamai viršutinio ir apatinio lazerio lygmenų, $n_{ak}^{(i)}$ – keturių energetinių lygmenų sugėriklio i -osios orientacijos fototropinio centro pagrindinio ($k = 1$) ir sužadinto ($k = 2$) lygmenų užpildos, $\tilde{\sigma}_{0,e}$ ir $\bar{\sigma}_{0,e}$ – pasyvaus kokybės modulatoriaus efektyvus ir santykinis sugėties skerspjūviai. Koeficientas $\alpha_\Sigma(t) = \alpha + \alpha_a + \alpha_R(t) + \alpha_Q(t)$ nusako spinduliuotės nuostolius rezonatoriuje: α ir α_a yra AE ir sugėriklio nerezonansiniai

nuostoliai; $\alpha_R(t)$ – nuostoliai dėl spinduliuotės išvedimo per galinius veidrodžius, kurių atspindžio koeficientai gali keistis laike turint tikslą organizuoti rezonatoriaus iškrovimą (angl. *cavity dumping*); $\alpha_Q(t)$ – laike kintantys rezonatoriaus nuostoliai dėl aktyviosios KM; τ_{mn} – užpildos relaksacijos iš m į n lygmenį trukmė, $\tau_{32}^* = \tau_{32} / \exp(f_u n_3 I_{ASE})$ – dėl sustiprintos savaiminės emisijos (angl. *amplified spontaneous emission*) pasikeitusi relaksacijos iš viršutinio lygmens į apatinį lygmenį trukmė; I_{ASE} ir ε – sustiprintos savaiminės emisijos ir tiesiog savaiminės emisijos bedimensiniai koeficientai. Panašus savaiminės spinduliuotės fluktuacijų ir jų įtakos generuojamų impulsų LT aprašymas buvo pateiktas ankstesniuose darbuose. $R^*(t)$ yra AE efektyvus kaupinimo greitis, skirtingas kaupinimui per ketvirtą sužadintą lygmenį ($n_3^* = n_3$) ir tiesioginiam kaupinimui į viršutinį darbinį lygmenį ($n_3^* = n_3(1 + f_3^{(13)} / f_1^{(13)})$). Efektyvūs užpildos tankiai n_3^* apima apatinio lygmens nuskurdinimą. Įsisotinančiojo sugėriklio prašviesinimas papildomu šviesos šaltiniu aprašomas intensyvumu $u_a(t)$.

Intensyvumas ir energijos tankis, išspinduliuoti iš rezonatoriaus per galinius veidrodžius, yra nusakomi išraiškėmis $u_{1,2}(t) = \alpha_{R_{1,2}} u(t)$ ir $w_{1,2} = \int_{t_1}^{t_2} u_{1,2}(t) dt$; čia energijos tankio, išspinduliuoto lauk, santykis su likusiu energijos tankiu rezonatoriuje yra nusakomas daliniais energijos nuostolių koeficientais $\alpha_{R_{1,2}} = (1 - R_{1,2}) / (1 + R_{1,2})$ ir integravimo ribos yra parenkamos taip, kad įskaičiuotų visą norimo impulsų skaičiaus energiją. Dažniausiai naudojamas standartinis naudingų nuostolių koeficientas $\alpha_{R_{1,2}}^* = -0,5 \ln R_1 R_2$ vietoj tikslesnės išraiškos $\alpha_{R_{1,2}}$. Kai $R_{1,2} \sim 0,1$, tai $\alpha_{R_{1,2}}^* > 1$. Taigi, matyti, kad naudingiems nuostoliams aprašyti reikia naudoti koeficientą $\alpha_{R_{1,2}}$.

Koeficientas ε nusako savaiminės emisijos indėlį į generacijos procesą. Galima manyti, jog $\varepsilon \propto (\Omega / 4\pi) (\Delta\omega_L / \Delta\omega_S)$; čia Ω yra generacijos erdvinis kampas, nusakomas aktyviojo elemento matmenimis bei rezonatoriaus konfigūracija, $\Delta\omega_L$ ir $\Delta\omega_S$ – generacijos ir savaiminės emisijos juostų pločiai.

Taigi, parametras $\tilde{\varepsilon}$ nėra tiksliai nusakomas, bet turi būti atskirai pasirenkamas kiekvienu konkrečiu atveju – tai priklauso nuo konkrečios lazerio konstrukcijos. Kita vertus, šio parametro įtaka generuojamų impulsų parametrams nėra labai didelė, kad būtų galima tiksliai jį nusakyti. Tariame, kad jis susideda iš pastovios dalies ε (konkrečiai sistemai) ir kintamos dalies $\Delta\tilde{\varepsilon}(t)$: $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + \Delta\tilde{\varepsilon}(t_j)$, kai fliuktuojanti dalis kinta kas kiekvieną laiko žingsnį t_j . Pirmasis narys nusako generuojamo impulso vidutinius parametrus, o antroji dalis – šių parametų fliuktuacijas. $\tilde{\varepsilon}(t)$ buvo modeliuojamas atsitiktiniais skaičiais, kurie sudarydavo arba normalinį (Gauso), arba vienalytį pasiskirstymą. Gauso pasiskirstymas aprašomas pagal dėsnį:

$$p(\tilde{\varepsilon})d\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\tilde{\varepsilon} - \varepsilon)^2}{2\sigma_\varepsilon^2}\right], \quad (2.2.8)$$

kurio vidurkis ε ir dispersija σ_ε . Atsitiktiniai pasiskirstę tam tikru būdu skaičiai buvo generuojami naudojantis atsitiktinių skaičių generatoriumi iš GNU mokslinės bibliotekos 1.0 [103]. Parametro $\tilde{\varepsilon}(t)$ vienalytis pasiskirstymas buvo imamas pavidalo $\tilde{\varepsilon} = \Delta\varepsilon[2\text{rnd}(t_j) - 1]$, čia $\Delta\varepsilon$ yra fliuktuacijų amplitudė.

Aktyvi KM buvo modeliuojama, naudojant nuo laiko priklausantį nuostolių koeficientą $\alpha_Q(t)$, kurio konkreči forma pasirenkama atsižvelgiant į naudojamą kokybės modulatoriaus modelį [34, 35]. Kaupinimo greičio $R_p(t)$ laikinė forma priklauso nuo pasirinkto moduliacijos metodo. Moduliacija stačiakampiais impulsais, kuri buvo eksperimentiškai įgyvendinta darbe [74], yra nusakoma tokiomis laikinėmis formomis:

$$R_p^M(t) = \begin{cases} R_{p0}(1 \mp \delta R_p), & t_i \leq t < t_i + T_p^M / 2, \\ R_{p0}(1 \pm \delta R_p), & t_i + T_p^M / 2 \leq t < t_i + T_p^M, \\ i = 1, \dots, n, & t_i = (i-1)T_p^M : \end{cases} \quad (2.2.9)$$

čia R_{p0} yra vidutinis kaupinimo intensyvumas, δR_p – moduliacijos gylis ($0 \leq \delta R_p \leq 1$), išreikštas kaip intensyvumo pokyčio su vidutiniu intensyvumu

santykis, T_p^M – moduliacijos periodas, n – kaupinimo periodų skaičius.

Kompozicinių kaupinimo impulsų laikinės formos [95] aprašomos taip:

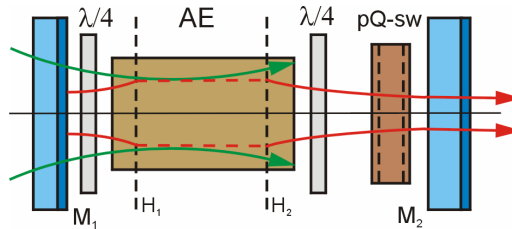
$$R_p^C(t) = \begin{cases} R_{p1}, & t_i \leq t < t_i + T_{p1}^C, \\ R_{p2}, & t_i + T_{p1}^C \leq t < t_i + T_p^C, \\ i=1, \dots, n, & t_i = (i-1)T_p^C = (i-1)(T_{p1}^C + T_{p2}^C). \end{cases} \quad (2.2.10)$$

Didesnio intensyvumo vertė gali būti visa eile didesnė už mažesnę intensyvumo vertę. Kaupinimo sistemos nestabilumas, atsakingas už LT, buvo modeliuojamas papildomai moduluojant pasirinktą impulso laikinę formą lėtai kintančia kosinuso funkcija, kurios maža amplitudė $\Delta R_p \ll 1$ ir ilgas periodas $T_{\text{drift}} \gg T_p^{M,C}$:

$$\tilde{R}_p^{CW,M,C}(t) = R_p^{CW,M,C}(t) \left[1 + \Delta R_p \cos\left(\frac{t}{T_{\text{drift}}}\right) \right]. \quad (2.2.11)$$

Modeliavimo rezultatai ir jų aptarimas. Pagrindinis modeliavimo tikslas buvo atlikti skaitmeninę pasikartojančių impulsų generacijos statistinę analizę, naudojant tobulesnį negu darbuose [74, 95] išplėstą TLM, ką tik aprašytą ankstesniame poskyryje, ir suprasti – ar toks modelis gali nusakyti LT mažėjimą naudojant moduluotą kaupinimą. Skaičiavimams atlikti C++ programavimo priemonėmis buvo parašyta konsolinė programa. Skaičiavimams reikalingi duomenys ir gauti rezultatai buvo nuskaitomi ir įrašomi į teksto (*.txt) formato bylas. Nors taikant kintamojo žingsnio Dormano ir Prinso metodą [34] pavyko gerokai pagreitinti skaičiavimus, pakankamai didelio impulsų skaičiaus generavimo, reikalingo statistiniam rezultatų apdorojimui, apskaičiavimas personaliniu kompiuteriu vis dėlto vyksta gana ilgai. Dėl skaičiavimo proceso ilgumo, siekdami greičiau gauti skaičiavimo rezultatus, modeliuodami KKL su pasyviaja KM (2.2.1 pav.), kaupinimo intensyvumą buvome parinkę tokį, kad atitiktų maždaug 2 kHz lazerio impulsų pasikartojimo dažnį. Dėl tų pačių priežasčių visada generuodavome tik apie 150 impulsų, kurie vėliau buvo apdorojami atskira statistikos programa, leidžiančia nustatyti, kokia yra kiekvieno tų impulsų energija, amplitudė, trukmė (pusės intensyvumo aukštyje), impulso smailės

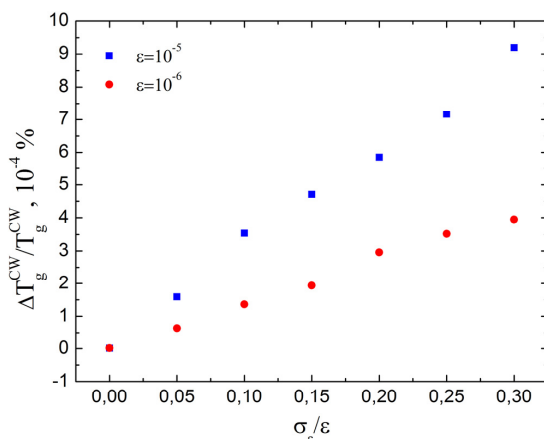
padėtis laike ir laikinis atstumas tarp impulsų smaيليų, taip pat vidutines šių parametru vertes.



2.2.1 pav. Pasyviosios kokybės moduliacijos minilazerio schema: $M_{1,2}$ – veidrodžiai, AE – aktyvusis elementas, pQ-sw – $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ pasyvioji užtūra, P – poliarizatorius, $\lambda/4$ – fazinės plokštelės. Žaliois kreivėmis nurodytas kaupinimo, o raudonomis – generuojamas pluoštas. $H_{1,2}$ – indukuoto šiluminio lęšio pagrindinės plokštumos.

Aišku, kad LT sumažėjimo galima tikėtis tik tinkamai pasirinkus moduluoto ar kombinuoto kaupinimo spinduliuotės parametrus. Tam pasiekti pirmiausia buvo modeliuojamas generacijos procesas, kai vyksta nuolatinis kaupinimas, ir pagrindinis dėmesys buvo skiriamas generuojamų impulsų pasikartojimo vidutiniam periodui T_g ir jo dispersijai ΔT_g dėl savaiminių triukšmų ir kaupinimo parametru surasti. Ganėtinai svarbus yra kvantinių triukšmų lygio pasirinkimas, kuris iš principo lemia impulsų atsiradimą ir jų LT. 2.2.2 paveiksle pateikti rezultatai, esant pastoviam kaupinimo greičiui $R_p^{CW}(t) = 2 \cdot 10^{-6}$ ir vidutiniam periodui $T_g^{CW} = 7,28 \cdot 10^6 t_0$, rodo savaiminių Gauso triukšmų vidurkio ε ir dispersijos σ_ε įtaką LT dispersijai ΔT_g^{CW} . Modeliuojamo lazerio parametrai buvo artimi eksperimentiškai realizuotiems, čia AE ilgis buvo lygus $l = 1$ cm ir $t_0 = l/v \approx nl/c \approx 60,67$ ps. Labai tikslaus triukšmų parametru pasirinkimo kriterijaus nėra, nes jų sąlygotas LT yra daug mažesnis, negu LT registruojamas eksperimentiškai. Iš tikrųjų, nurodytą kaupinimą atitinka periodas $T_g^{CW} = 0,442$ ms ir pasikartojimo dažnis $\nu_g = 2,262$ kHz, o kvantinių triukšmų sąlygota LT dispersija ΔT_g^{QN} neviršija impulso trukmės (< 1 ns) esant santykiui $\sigma_\varepsilon/\varepsilon \leq 0,1$ ir ganėtinai didelėms vertėms $\varepsilon = 10^{-6} - 10^{-5}$. Didesnės iš šių verčių pasikartojimo periodas pamažėja

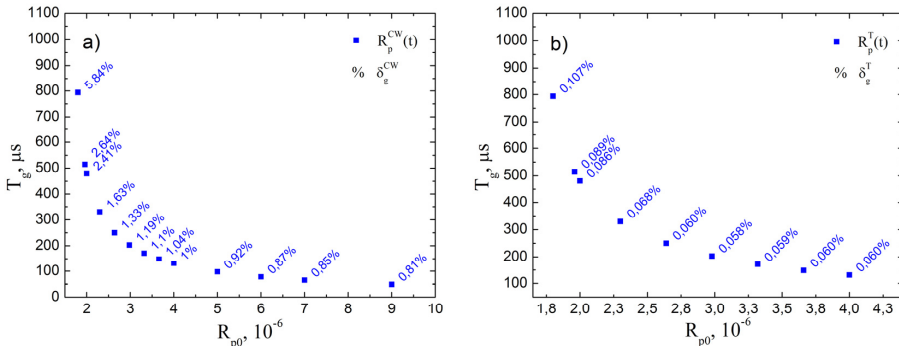
maždaug vienu procentu. Tolesniems skaičiavimams buvo pasirinktas vidutinis kvantinių triukšmų lygis $\varepsilon = 10^{-6}$ ir fluktuojančios dalies santykis $\sigma_\varepsilon / \varepsilon = 0,1$. Esant tokiems triukšmams ir nuolatinio kaupinimo nestabilumui $\Delta R_p = 1\%$ ($T_{drift} = 7,28 \cdot 10^8 t_0 = 44,2$ ms), LT dispersija buvo $\Delta T_g^{CW} = 10,63$ μ s arba $\delta_g^{CW} = \Delta T_g^{CW} / T_g^{CW} \cong 2,4\%$. Taigi, 1% kaupinimo nestabilumas padidina kvantinių triukšmų sąlygotą LT $\sim 1,75 \times 10^4$ kartų, t. y. keturiomis eilėmis. Matyt, tokio pat maksimalaus LT sumažėjimo galima tikėtis, pašalinus techninių triukšmų įtaką, panaudojant, sakysime, moduluotą, kombinuotą kaupinimą ar kokį kitą gudresnį būdą.



2.2.2 pav. Impulsų pasikartojimo periodo LT santykinės dispersijos $\Delta T_g^{CW} / T_g^{CW}$ priklausomybės nuo savaiminių Gauso triukšmų vidurkio ε ir dispersijos σ_ε , esant pastoviam kaupinimo greičiui $R_p^{CW}(t) = 2 \cdot 10^{-6}$.

Generuojamų impulsų pasikartojimo periodų ir santykinio LT priklausomybės nuo vidutinio kaupinimo intensyvumo pateiktos 2.2.3 paveiksle. Taigi matyti, kad, didėjant kaupinimui ir pasikartojimo dažniui, atitinkamai mažėja ne tik periodas, bet ir LT santykinė dispersija. Tai susiję su tuo, kad, didėjant kaupinimui, užpilda didėja greičiau ir generacijos slenkstis pasiekiamas greičiau, o generacijos momentas yra labiau apibrėžtas. Į tokį elgesį dėmesys buvo atkreiptas ir darbe [75]. Jame buvo pasiūlyta net empirinė

formulė $\Delta T_g^{CW} = A(T_g^{CW})^{\gamma_j}$ ir skelbiama, kad Nd:YAG lazeriui $\gamma_j = 1,4$ ir $A = 180 \mu s (kHz)^{1,4}$. Akivaizdu, kad tai ne tik aktyviosios terpės sąlygota priklausomybė, nes šie koeficientai apibūdina visą darbe [75] nagrinėjamą lazerinę sistemą ir daugiausia priklauso nuo kaupinimo sistemos stabilumo.



2.2.3 pav. Generuojamų impulsų pasikartojimo periodo ir LT santykinės dispersijos (procentais) priklausomybės nuo nuolatinio (a) ir 20 % – moduliuto su nutraukimu (b) kaupinimo vidutinį intensyvumą.

Norėdami tinkamai parinkti, sakysime, kompozicinio kaupinimo parametrus tam tikram impulsų pasikartojimo dažniui, veikėme taip. Manydami, kad vidutinė kaupinimo energija, reikalinga vienam lazerio impulsui generuoti, yra maždaug tokia pati, iš sąryšio

$$R_p^{CW} T_g \approx R_{p1} T_1^C + R_{p2} (T_g - T_1^C) \quad (2.2.12)$$

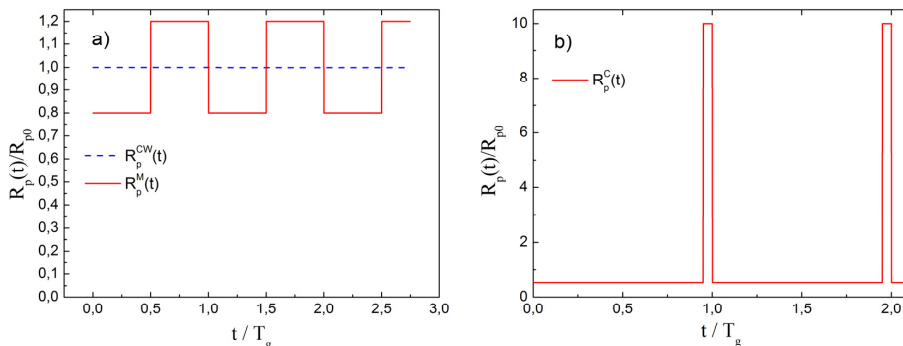
apytiksliai nustatydavome kaupinimo $R_{p1,p2}$ vertes pasirinkę trukmę T_1^C , kurią paprastai imdavome ilgesnę negu pusė reikalingo periodo $T_1^C > T_g / 2$ tam, kad arti generacijos slenksčio kaupinimo greitis būtų kuo didesnis. Vieną iš kaupinimo intensyvumų verčių prilyginus nuliui, buvo pereinama prie impulsinio kaupinimo. Aišku, kad dėl skirtingos kaupinimo dinamikos skiriasi ir užpildos relaksaciniai nuostoliai. Todėl, norint gauti minimalų LT esant pasirinktoms trukmėms $T_{1,2}^C$, reikėjo papildomai paderinti $R_{p1,p2}$ vertes, atliekant atitinkamus skaičiavimus. Panašiai buvo pasirenkami ir moduliuto kaupinimo parametrai. Tai reiškia, kad toliau pateikiamos minimalios LT

santykinės vertės yra minimalios remiantis daugeliu atliktų skaičiavimų, bet ne absoliučiai minimalios. Tikimės, kad jos nedaug skiriasi.

Taigi, modeliuojant LT, kaip ir darbuose [74] ir [95], buvo pasirinktos trys kaupinimo impulsų laikinės formos: nuolatinis kaupinimas (CW), moduluotas kaupinimas (M) ir kompozicinis kaupinimas (C). Moduluotas kaupinimas – tai paprasti stačiakampiai galios impulsai, turintys tam tikrą moduliaciją δR_p nuo nuolatinio kaupinimo (2.2.9), kai pirmąjį pusperiodį kaupinimo impulso galia yra mažesnė, o antrąjį – didesnė už nuolatinio kaupinimo galią (2.2.4 pav., a). Kompozicinio kaupinimo impulsas (2.2.10) buvo sudaromas iš dviejų kaupinimo impulsų: ilgo, mažos galios ($R_{p1} < R_{p0}$), ir trumpo, didelės galios ($R_{p2} \gg R_{p0}$) impulso (2.2.4 pav., b).

Tiek moduluoto, tiek kompozicinio kaupinimo atvejais vidutinė kaupinančio impulso galia buvo lygi arba šiek tiek mažesnė (didesnė) už nuolatinio kaupinimo impulso galią. Modeliuodami visais atvejais laikėme, kad kaupinimo galios ilgalaikės fliktuacijos sudarė $\Delta R_p = 1\%$ visos galios ir fliktuacijų periodas lygus laikui, per kurį generuojama apie 100 impulsų. Visais atvejais normalinis savaiminių triukšmų (2.2.8) lygis buvo $\varepsilon = 10^{-6}$, standartinis nuokrypis σ_ε visada buvo imamas 10 kartų mažesnis. Tada nuolatinio kaupinimo, kurį atitinka periodas $T_g^{CW} = 0,442$ ms ir pasikartojimo dažnis $\nu_g = 2,262$ kHz, impulsų LT dispersija $\Delta T_g^{CW} = 10,63$ μ s arba $\delta_g^{CW} = \Delta T_g^{CW} / T_g^{CW} \cong 2,4\%$ (2.2.1 lentelė).

Tam pačiam moduluoto kaupinimo (kai $R_{p0} = 2 \cdot 10^{-6}$) pasikartojimo periodui pavyko surasti sąlygas, kai impulsų LT sumažėja iki $\delta_g^M = 0,12\%$, o kompozicinio kaupinimo iki $\delta_g^C = 0,016\%$, t. y. daugiau negu dviem eilėmis palyginus su nuolatinio kaupinimu (2.2.1 lentelė). Taigi, abiem atvejais buvo laikoma, kad 20% – moduluoto arba kompozicinio kaupinimo periodai yra lygūs vidutiniam periodui, esant nuolatiniam kaupinimui kai vidutinis kaupinimas R_{p0} ($T_g^M = T_g^C \cong T_g^{CW}$) yra tas pats.



2.2.4 pav. Moduliuto (a) ir kompozicinio (b) kaupinimo impulsų laikinės formos.

2.2.1 lentelė. Modeliavimo rezultatai: laikinio intervalo tarp generuojamų impulsų nestabilumas, esant skirtingam kaupinimo pobūdžiui, kai kaupinimo galios ilgalaikės fluktuacijos sudarė 1 %.

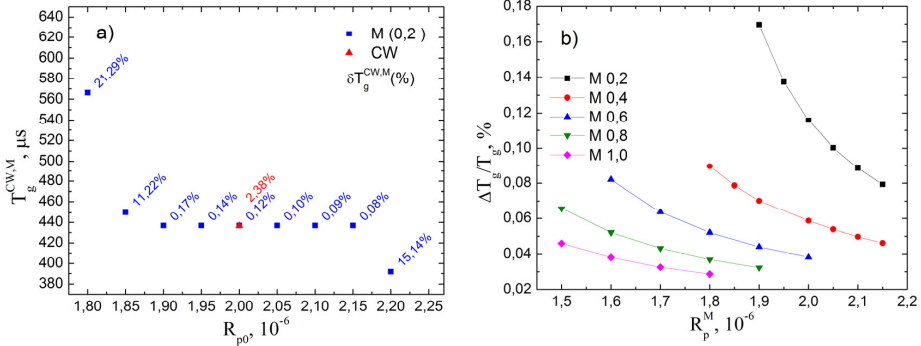
| Kaupinimo pobūdis | Periodo standartinė deviacija (%) |
|--------------------|-----------------------------------|
| Nuolatinis (1 %) | 2,38 |
| Moduliuotas (20 %) | 0,12 |
| Kompozicinis | 0,0165 |

Naudojant moduliuotą kaupinimą yra galimybė šiek tiek keisti vidutinę kaupinimo galią R_{p0} ir moduliacijos gylį δR_p , išlaikant nustatytą impulsų pasikartojimo periodą. Esant kaupinimo moduliacijai $\delta R_p = 0,2$, tai pavyksta padaryti keičiant R_{p0} intervale $(1,9-2,15) \times 10^{-6}$ (2.2.5 pav., a). Taip pat matyti, kad santykinis impulsų LT sumažėja du kartus didinant R_{p0} nurodytame intervale. Priminsime, kad nuolatinėje veikoje keičiant kaupinimo galią iš karto keičiasi ir impulsų pasikartojimo periodas.

Didinant moduliacijos gylį, santykinis LT mažėja. Bet kartu keičiasi ir kaupinimo vidutinių intensyvumų intervalai, kai išlaikomas toks pat (kaip ir nuolatinio kaupinimo) pasikartojimo periodas (2.2.5 pav., b). Matyti, kad stabilumo intervalų vidutiniai kaupinimo lygiai pasistumia į mažesnių reikšmių pusę. Taigi, stabilizuotas impulsų pasikartojimas, esant vidutiniam kaupinimui

$R_{p0}^M = 2 \cdot 10^{-6}$, realizuojamas tik iki moduliacijos gylio $\delta R_p = 0,6$, o santykinis

LT pagerėja tris kartus.

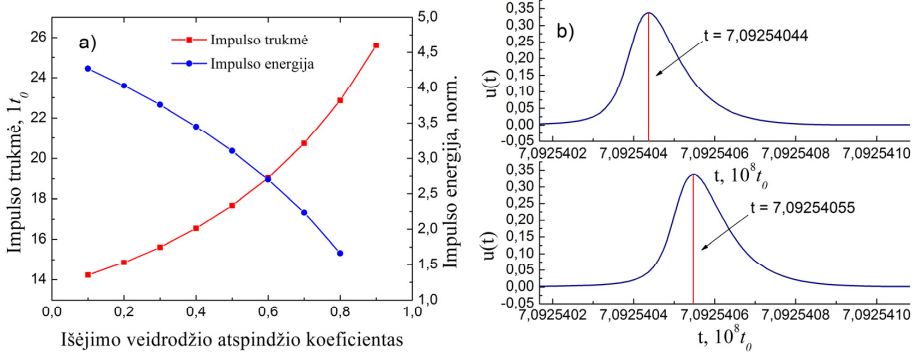


2.2.5 pav. Impulsų pasikartojimo periodo ir santykinio LT priklausomybės nuo moduliavimo vidutinės galios, esant 20 % moduliacijos gyliui (a) ir impulsų santykinio LT priklausomybės nuo moduliavimo vidutinės galios, esant skirtingiems moduliacijos gyliams (b).

Taip pat buvo nagrinėjamos galimybės mažinti generuojamų impulsų LT, kai pasyvus kokybės modulatorius, Cr^{4+} :YAG kristalas, tam tikrais laiko momentais papildomai sužadinas trumpais ($100 \cdot t_0$) išorinio šviesos šaltinio stačiakampiais impulsais [78, 87–90, 104, 105], kurių kiekvieno intensyvumas u_a ir trukmė τ_a . Šiuo atveju, naudojant nuolatinį kaupinimą, jo intensyvumas buvo parinktas toks, kad be išorinio sugėriklio prašviesinimo impulsai nebuvo generuojami. Toks papildomas impulsinis pasyvaus KM apšvietimas mažomis ($u_a = 3 \cdot 10^{-3}$) (palyginus su generuojamų impulsų) energijomis ir intensyvumais leidžia dar dviem eilėmis sumažinti LT iki $\delta_g^A = 1,27 \cdot 10^{-4}\%$ ir priartėti prie kvantinių triukšmų sąlygoto LT. Bet manome, kad tokį LT mažinimo būdą techniškai yra gana sudėtinga realizuoti. Be to, šiuo atveju stabilizuodami impulsų LT, pabloginame impulso energetinį stabilumą, kuris buvo lygus 1,7 %, o generuojamų impulsų intensyvumas u buvo 15 % mažesnis.

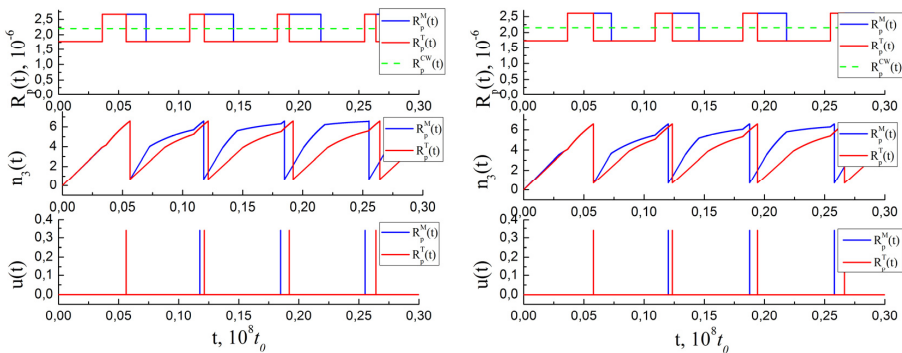
Naudojant sukurtą programą, galima nagrinėti, kaip keičiasi generuojamų impulsų parametrai, keičiant kitus lazerio parametrus. 2.2.6 paveiksle parodyta,

kaip keičiasi generuojamų impulsų energijos ir trukmės, keičiant išvadinio veidrodžio parametrus.



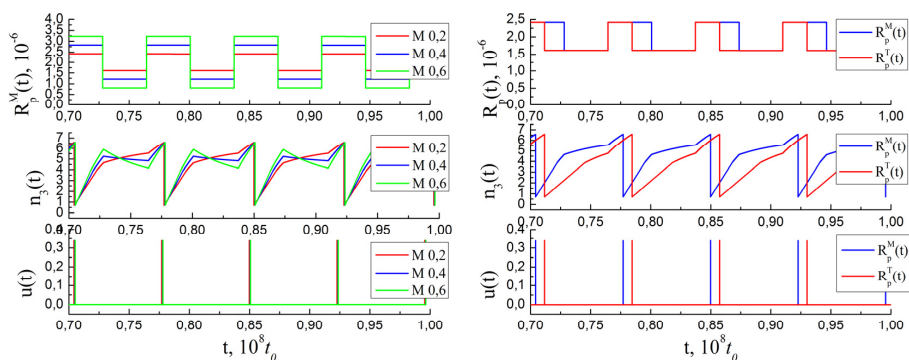
2.2.6 pav. Generuojamų impulsų energijos ir trukmės priklausomybė nuo išėjimo veidrodžio atspindžio koeficiento (a) ir generacijos momentų tirtėjimas, sąlygotas kvantiniais triukšmais (b).

Sukurta programinė įranga taip pat leidžia nagrinėti generavimo dinamiką, panaudojant grįžtamąjį ryšį, sakysime, nutraukiant kaupinimą po generuojamo impulso atsiradimo (2.2.7 pav.). Reikia pažymėti, kad generacijos



2.2.7 pav. Impulsų generavimo pradžios dinamikos palyginimas esant moduluotam (M) ir moduluotam su nutraukimu (T) kaupinimams, kai $\delta R_p = 0,2$ ir moduluoto kaupinimo atveju gaunamas didelis ($R_{p0}^M = 2,2 \cdot 10^{-6}$, $\delta_g^M \cong 15,14$ %, kairėje) ir mažas ($R_{p0}^M = 2,15 \cdot 10^{-6}$, $\delta_g^M \cong 0,079$ %, dešinėje) laikinis tirtėjimas, o kaupinimo trigerinis nutraukimas LT stabilizuoja lygyje $\delta_g^M \leq 0,07$ % (žr. 2.2.3 pav.).

pradžioje, kol periodas nusistovi, praktiškai labai sunku atskirti atvejus, kai bus realizuojami geri ir kai blogi LT. Todėl, tam reikia atlikti stebėjimus laiko intervale, kai periodas jau yra stabilizavęsis. Matyti (2.2.8 pav.), kad moduliacijos gylis didinimas didina užpildos viršutiniame lygmenyje kitimo greitį, kai pasiekiamas generacijos slenkstis (grafikai kairėje pusėje). Todėl LT mažėja (žr. 2.2.5 pav.). Kaupinimo nutraukimas taip pat padidina užpildos greitį finaliniame etape ir dėl to taip pat mažina LT (žr. 2.2.3 pav., b). Tik šiuo atveju dar mažėja ir vidutinė kaupinimo energija, o tai yra labai svarbu, mažinant AE indukuotą šiluminį lęšį.



2.2.8 pav. Impulsų generavimo nusistovėjusios dinamikos palyginimas esant skirtingiems kaupinimo moduliacijos gyliams (kairėje) ir moduluotam ($\delta R_p = 0,2$) kaupinimui su ir be nutraukimo (dešinėje), kai visais atvejais gaunamas mažas LT (žr. 2.2.3 pav. ir 2.2.5 pav.).

Šiluminiam lęšiui stabilizuoti mažesnei jo priklausomybei nuo impulsų pasikartojimo dažnio taikoma metodika, labai artima pirmiau nagrinėtai technikai, dar vadinama prieš-kaupinimo metodu (angl. *pre-pumping method*) [106–109]. Apskritai, galimybė valdyti impulsų atsiradimą ir jų parametrus, naudojant stačiakampę nuolatinio kaupinimo moduliaciją, buvo nagrinėjama jau gana seniai. Pasirodo, trigerinis paleidimas bei nutraukimas stačiakampės kaupinimo moduliacijos būdu, gal šiek tiek miglotai, tų pačių autorių [34, 35] buvo pasiūlytas taip pat gana seniai [110], dar prieš pasiūlant hibridinę moduliaciją. Reikia pažymėti, kad patente [110] pateikti kai kurie tvirtinimai dėl LT mažinimo kelia abejonių, o pateikti tarsi eksperimentiniai LT mažinimo stebėjimai (iki ~ 50 ps) pernelyg geri, kad būtų galima jais pasitikėti. Mūsų

gauti rezultatai rodo, kad kaupinimo impulsų nutraukimas generavus lazerio impulsą tikrai visada pagerina LT, bet tik iki tam tikrų dydžių, neviršijančių kelių eilių palyginus su nuolatinio kaupinimu ir neprisiartinančių prie ribų, nustatytų kvantiniais savaiminio spinduliavimo triukšmais.

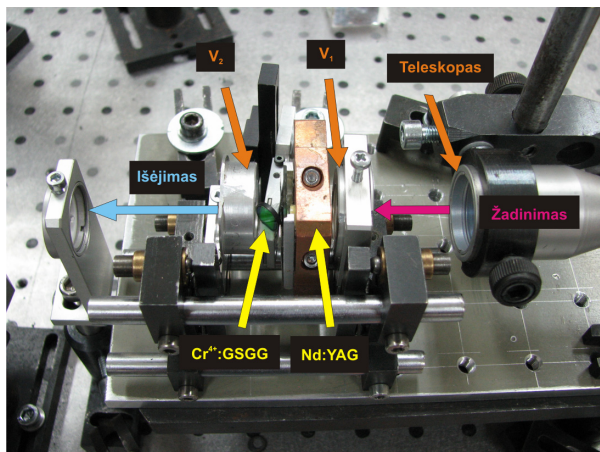
Stačiakampę puslaidininkinių lazerių srovės moduliacija LT mažinti buvo naudojama dar anksčiau. Atkreipsime dėmesį ir į tai, kad pasyviosios KM lazerių LT vidinių (generavimo netiesinės dinamikos nestabilumą sąlygotų) priežasčių yra daugiau [100, 101], negu aptarėme (nuo kvantinių triukšmų ir kaupinimo nestabilumo ir pan.) šiame skyriuje. Todėl mūsų gauti rezultatai galioja tais atvejais, kai netiesinės dinamikos nestabilumai nepasireiškia, t. y. dirbama pasyviosios KM stabilumo intervaluose.

Reikia pažymėti, kad kaupinimo impulsų trigerinis nutraukimas (perjungimas į žemesnį kaupinimo lygį) praplečia vidutinių kaupinimo intensyvumų intervalų ribas, kuriose išlaikomas impulsų pasikartojimo periodas, ir sumažina santykinę LT. Taigi, pasyviosios KM kietojo kūno minilazerių nuolatinio diodinio kaupinimo moduliavimas pakankamai aukštos galios stačiakampiais impulsais naudojant staigų jų trigerinį paleidimą ir automatizuotą nutraukimą, po lazerio impulso generavimo pasikartojančių impulsų veikoje, leidžia sinchronizuoti impulsų generavimo momentus su išoriniais įvykiais ir beveik dviem eilėmis sumažinti jų laikinį tirtėjimą.

Ekspimentiniai diodais kaupinami moduluotos kokybės kietojo kūno minilazeriai. Lazeriniais diodais kaupinamas pasyviosios KM Nd:YAG minilazeris buvo kuriamas siekiant sugeneruoti kuo trumpesnį vienos išilginės modos lazerio impulsą. Lazerio konstrukcijos ypatybės ir naudojamų optinių elementų bei jų laikiklių matmenys lėmė, kad sukonstruoto rezonatorius fizinis ilgis yra 30 mm. Lazerį sudarė 10 mm ilgio ir 4 mm skersmens Nd:YAG aktyvusis elementas (AE), įklijuotas į stačiakampę panašaus ilgio vario plokštelę, kurios paskirtis – efektyviai aušinti AE strypą (2.2.9 pav.).

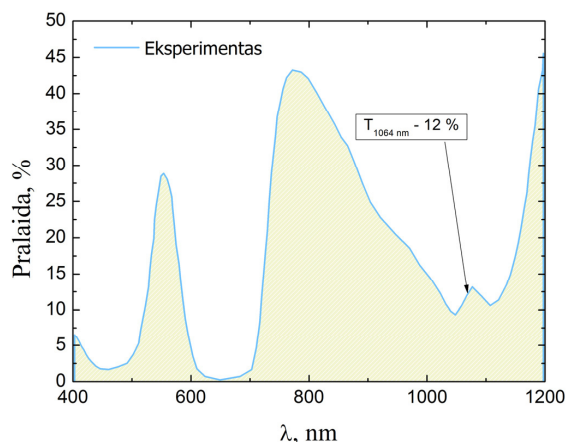
Pasyviajai kokybės moduliacijai pasiekti naudojome įsisotinanti sugėrikli (~ 2,2 mm storio ir ~ 6 mm skersmens Cr⁴⁺:GSGG kristalą), kurio pradinis pralaidumas $T_{1064} \approx 12\%$, kai bangos ilgis $\lambda = 1064$ nm, ir $T_{808} \approx 45\%$, kai

bangos ilgis $\lambda = 808$ nm. Reikia pažymėti, kad kaupinimas taip pat gali prašviesinti moduliatorių. Šis išsotinantis sugėrikklis buvo įstatytas tarp Nd:YAG kristalo ir išėjimo veidrodžio V_2 (2.2.10 pav.).



2.2.9 pav. Diodais kaupinamas pasyvosios kokybės moduliacijos Nd:YAG lazeris.

AE kaupinti buvo naudojamas lazerinis diodas (*JENOPTIK Laser GmbH, JOLD-120-QPXF-2P iTEC*, $\lambda = 808$ nm, $P_{vid} = 20$ W, pasikartojimo dažnis – nuo 10 Hz iki 1 kHz), kurio spinduliuotė per 600 μ m storio šviesolaidį patenka į teleskopą, sudarytą iš keturių lęšių, kuris suformuoja ~ 3 mm ilgio sąsmauką.



2.2.10 pav. Cr^{4+} :GSGG kristalo pralaidos priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio (išmatuota Furjė spektrometru).

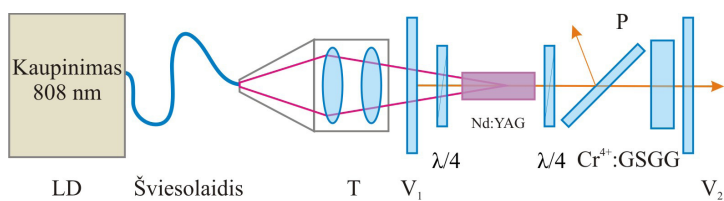
Minimalus pluošto skersmuo sąsmaukoje išmatuotas judančio peilio metodu (žr. 2.2.3 sk.). Jis buvo lygus $\sim 570 \mu\text{m}$, o kaupinimo pluošto sklidimo koeficientas $M_{\alpha}^2 = 171,3$. Rezonatoriaus gale įstatytas dichroinis veidrodis V_1 , kuris visiškai atspindi generuojamą spinduliuotę ($R_{1064} = 100\%$), bet yra iš abiejų pusių praskaidrintas kaupinimo diodo šviesai, t. y. 808 nm bangos ilgiui. Per šį veidrodį 200 μs trukmės ir $< 20 \text{ mJ}$ energijos optiniais impulsais iš galo kaupinamas AE, kuris įstatytas taip, kad kaupinimo spinduliuotės sąsmauka būtų AE centre. Kitame rezonatoriaus gale esantis išėjimo veidrodis V_2 , remiantis ankstesne lazerio konstravimo patirtimi, parinktas taip, kad jo atspindžio koeficientas $R_{1064} = 20\%$. Šis lazeris generavo $\sim 0,9 \text{ ns}$ trukmės ir $\sim 2 \text{ mJ}$ (10 Hz) energijos vienos išilginės modos optinius impulsus (2.2.11 pav.).



2.2.11 pav. Pasyviosios kokybės moduliacijos Nd:YAG lazerio impulso oscilograma. Išmatuota skaitmeniniu oscilografu (TDS6124C, Tektronix).

Pradiniame lazerio variante pasyvusis KM buvo įstatomas taip, kad optinės spinduliuotės kryptis būtų statmena moduliatoriaus paviršiui. Tačiau vėliau, už lazerio pastačius poliarizatorių, buvo pastebėta, kad lazerio generuojamos spinduliuotės poliarizacija nėra stabili, o impulsas nuo impulso keičiasi, nors generuojami impulsai buvo energiška stabilūs. Ši problema buvo išspręsta pasyvų moduliatorių pasukus kampu ir taip padidinus s poliarizacijos nuostolius.

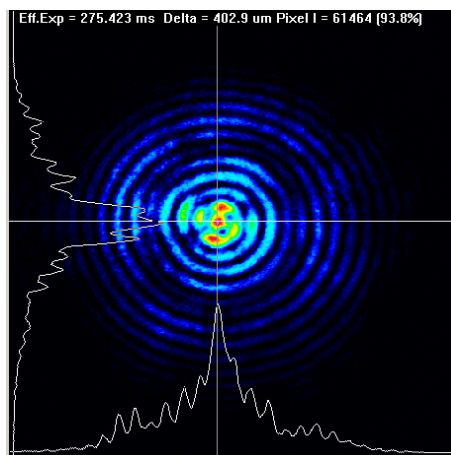
Anksčiau buvo išbandyta ir kita pasyvosios kokybės moduliacijos minilazerio konstrukcija. Jame papildomai rezonatoriuje už abiejų Nd:YAG elemento galų buvo įstatytos ketvirčio bangos ($\lambda/4$) fazinės plokštelės (2.2.12 pav.). Šios papildomos fazinės plokštelės panaikindavo AE susidariusias stovinčias bangas, nes pūpsniuose greičiau įvykdavo stiprinimo sotinimas ir susidarydavo sąlygos geriau stiprinti kitus rezonuojančius dažnius. Vadinas, rezonatoriuje tarp išilginių modų įsivyradavo konkurencija, o tai blogindavo vienos išilginės modos generaciją. Tai buvo akivaizdu minilazeryje su aktyviaja KM, kuriame dėl ketvirčio bangos ($\lambda/4$) plokštelių vienos išilginės modos generacijos stabilumas padidėjo nuo 95 iki 99 %. Reikia paminėti, kad toks generuojamos vienos išilginės modos dažnio pokytis buvo aptiktas spektrometru (*HighFinesse GmbH, Angstrom Wavelength Meter WS/5 Precision*) matuojant prieš tai aprašyto minilazerio spektro linijos plotį. Kaip



2.2.12 pav. Lazerio schema: LD – lazerinis kaupinimo diodas ($\lambda = 808$ nm); šviesolaidis; T – teleskopas; V_1 , V_2 – veidrodžiai; $\lambda/4$ – fazinė plokštelė; Nd:YAG – aktyvusis elementas; P – poliarizatorius; Cr^{4+} :GSGG – pasyvi užtūra.

matyti iš 2.2.12 paveikslo, generuojamos spinduliuotės poliarizacijos stabilumui užtikrinti buvo naudojamas poliarizatorius P. Dėl šių visų patobulinimų fizinis lazerio rezonatorius buvo ilgesnis – ~ 40 mm. Šio lazerio generuojamų impulsų trukmė, lazeriui veikiant 100 Hz pasikartojimo dažniu, buvo 1,1 ns, o energija – 1,3 mJ. Lazerio maksimalus impulsų pasikartojimo dažnis buvo ~ 200 Hz. Didesnį impulsų sekos dažnį riboja kaupinimo sąlygotas vadinamojo šiluminio lęšio susidarymas AE. Didinant pasikartojimo dažnį (> 200 Hz), šiluminio lęšio laužiamoji geba didėdavo, dėl to generuojamos modos plotas lazerio rezonatoriuje ties išėjimo veidrodžiu mažėdavo, todėl didėdavo rizika pažeisti išėjimo veidrodį V_2 ir kitus optinius

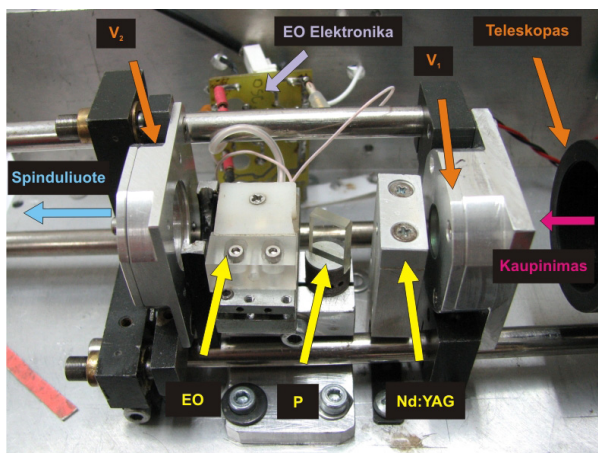
elementus, esančius rezonatoriuje. Intensyvus kaupinimas sąlygojo ne tik šiluminio lęšio susidarymą, bet ir įtempimų lazerio AE atsiradimą, o tai lėmė didelį generuojamos skersinės modos išdarkymą (2.2.13 pav.), jos skersinių ir kampinių matmenų pakitimą, dėl kurių generuojama spinduliuotė buvo išsklaidoma ir nebegriždavo atgal į rezonatorių. Dėl tokių atsirandančių papildomų nuostolių nebebūdavo pasiekiamas generacijos slenkstis ir generacija nutrūkdavo. Galima paminėti, kad, esant maksimaliam AE kaupinimui, AE šoninio paviršiaus temperatūra buvo 85 °C.



2.2.13 pav. Išdarkyto He-Ne lazerio pluošto, perėjusio per AE elementą, vaizdas CCD kameroje. AE buvo maksimaliai kaupinamas 1 kHz pasikartojimo dažniu 200 μ s trukmės optiniais impulsais.

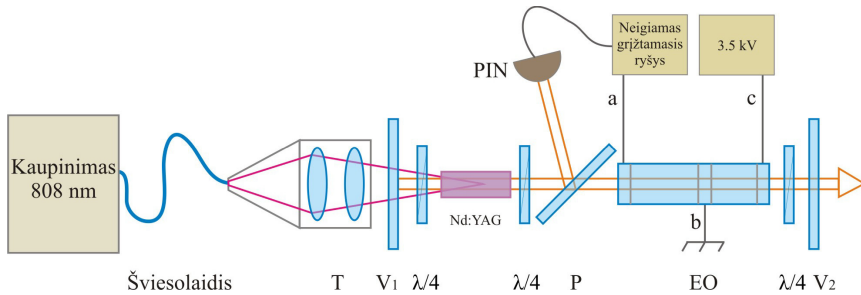
Vykdamas disertacijos darbą buvo sukurtas ir diodais kaupinamas Nd:YAG lazeris su aktyviaja KM (2.2.14 pav.). Kuriant šį lazerį, pagrindinis tikslas buvo generuoti didelio pasikartojimo dažnio, vienos išilginės modos, didelės energijos ir kuo mažesnės trukmės optinius impulsus, naudojant aktyviąją rezonatoriaus kokybės moduliaciją su neigiamu grįžtamuoju ryšiu. Šiame lazeryje vienai išilginei modai generuoti nėra naudojami jokie papildomi selektyvūs optiniai elementai ar etalonai, kaip kituose tokio tipo lazeryuose. Šis lazeris generuoja vieną išilginę (taip pat ir vieną skersinę TEM_{00}), modą, kurios impulso trukmė $\sim 1,3$ ns, o impulso energija $\sim 1,7$ mJ.

Lazerio konstrukcijos ypatybės bei naudojamų optinių elementų ir jų laikiklių matmenys lėmė, kad sukonstruotas rezonatorius yra 55 mm ilgio. Aktyviojo elemento kaupinimo, lazerinis diodas ir visa pluošto fokusavimo optika buvo naudojama ta pati kaip ir lazeriui su pasyviaja KM.



2.2.14 pav. Diodais kaupinamas aktyvios kokybės moduliacijos Nd:YAG lazeris.

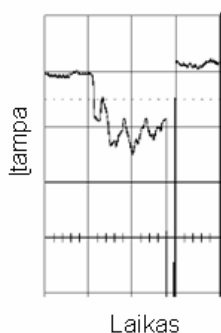
Tarp aktyviojo elemento ir išėjimo veidrodžio V_2 įstatytas elektrooptinis elementas – vadinamasis Pokelso (angl. *Pockels cell*) narvelis (5 x 5 x 16 mm) ir poliarizatorius P , kurie kartu sudarė aktyviosios KM elementą (2.2.15 pav.). Pokelso narvelis turi tris elektrinius kontaktus (a , b , c) prijungti įtampai, tam, kad narvelyje būtų sukurtas elektrinis laukas. Dalis Pokelso kristalo, esančio tarp elektrodų c ir b , naudojama klasikinei kokybės moduliacijai gauti, o likusi dalis, esanti tarp kontaktų a ir b , kartu su poliarizatoriumi (P) ir PIN fotodiodu sudarė neigiamo grįžtamojo ryšio sistemą. Ši grįžtamojo ryšio sistema naudojama vienai išilginei modai išskirti. Pradžioje rezonatoriuje sukuriama tam tikras nuostolių lygis, kuris lemia generacijos slenksčio lygį, kartu ir išeinančiojo optinio signalo spektrą. Išeinančiojo optinio signalo spektrą taip pat lemia AE stiprinamų dažnių juostos plotis $\Delta\lambda_F$ ir signalo optinio kelio ilgis rezonatoriuje. Taigi, didinant nuostolius, kyla generacijos slenksčio lygis.



2.2.15 pav. Lazerio schema: lazerinis kaupinimo diodas ($\lambda = 808 \text{ nm}$); T – teleskopas; $V_{1,2}$ – veidrodėliai; $\lambda/4$ – fazinė plokštelė; Nd:YAG – aktyvusis elementas; P – poliarizatorius; EO – elektrooptika; PIN – PIN fotodiodas; Neigiamas grįžtamasis ryšys – neigiamojo grįžtamojo ryšio elektroninė grandinė; 3,5 kV – elektroninė grandinė, tiekianti aukštą įtampą.

Jei nuostoliai rezonatoriuje labai dideli, generacijos slenkstis, esant tam tikram kaupinimui, gali būti ir nepasiektas. Tačiau rezonatoriuje sukuriama toks nuostolių lygis, kad generacijos slenkstis būtų pasiektas. Veikiant kaupinimui, užpildoma AE didėja, ir pasiekus generacijos slenkstį, lazeris pradeda generuoti optinius impulsus laisvos generacijos veikoje. Generuojama šviesa yra nepoliarizuota ir per poliarizatorių (P) praeina tik ta šviesos dalis, kurios poliarizacija yra statmena 2.2.15 paveiksle pavaizduotai plokštumai. Rezonatoriuje nuostoliai sukuriama fazine plokšte, kuri yra tarp Pokelso elemento ir išvadinio veidrodžio V_2 . Dėl jos poveikio tiesiškai poliarizuota šviesa pakeičia poliarizaciją į apskritiminę, o spinduliui atsispindėjus nuo išėjimo veidrodžio ir grįžtant atgal per fazinę plokštelę, poliarizacija tampa nevisai horizontali ir, spinduliui einant per poliarizatorių, beveik visa šviesa išmetama iš rezonatoriaus. Taip, patiriant didelių nuostolių, yra sumažinama rezonatoriaus kokybė. Tik šviesai patekus į PIN diodą yra įjungiamas neigiamas grįžtamasis ryšys, t. y. paleidžiama elektroninė schema, kuri prijungia tam tikrą įtampą prie Pokelso kristalo elektrodo a. Didėjant sukauptos energijos kiekiui, rezonatoriuje didėja šviesos dalis, viršijanti rezonatoriaus nuostolius. Taip pat didėja ir šviesos dalis, pakliūnanti į PIN diodą. Veikiant neigiamam grįžtamajam ryšiui yra didinama įtampa, krintanti ant elektrodo a, sudarydama rezonatoriuje papildomus nuostolius, t. y. neigiamas grįžtamasis ryšys savo poveikiu mažina elektrinio lauko amplitudę tiek, kad rezonatoriuje neužgestų kvazinuolatinės veikos generacija. Tokiu

būdu tam tikrą laiką rezonatoriuje palaikomas tam tikras generacijos lygis. Per šį laiką, vadinamąjį, laiką prieš generavimą (angl. *prelasing*) (2.2.16 pav.), rezonatoriuje išskiriama viena išilginė moda. Rezonatoriuje osciliuojant vienai išilginei modai prie Pokelso elektrodų staigiai pridedama aukšta įtampa, t. y. staigiai sumažinami rezonatoriaus nuostoliai ir rezonatoriuje generuojamas didelės energijos, vienos išilginės modos, lazerio impulsas. Keičiant fazinės plokštelės orientaciją parenkamas optimalus prieš generavimo laikas, t. y. toks laikas, per kurį sustiprėtų tik viena išilginė moda ir lazerio išėjime būtų generuojami vienos išilginės modos optiniai impulsai.



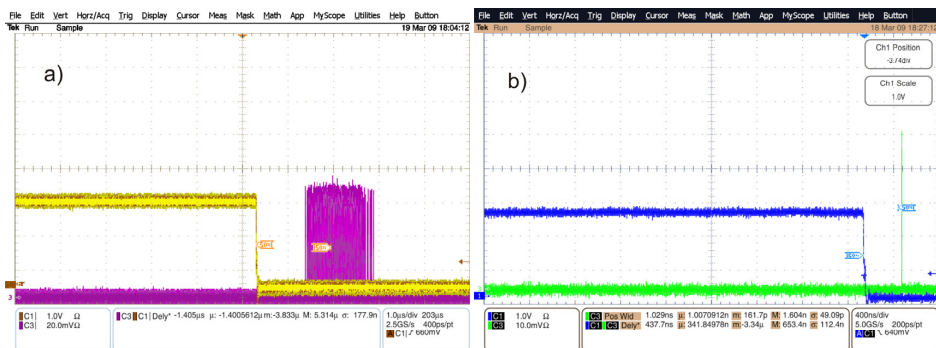
2.2.16 pav. Grįžtamojo ryšio elektrinės grandinės PIN fotodiodo registruojami optiniai signalai, lazeriui veikiant režimu prieš generavimą.

Rezonatoriuje nuostoliai mažinami, tiekiant aukštą $\sim 3,5$ kV įtampą į Pokelso kristalo kontaktus *b* ir *c*, naudojant specialią elektroninę schemą (angl. *Balkhe switch*). Įtampos tiekimo greitis apibūdina Pokelso narvelio atsidarymo ir persijungimo greitį, per kurį nuostoliai optinei spinduliuotei sumažėja nuo maksimalios iki minimalios vertės. Šis greitis yra vadinamas Pokelso narvelio atsidarymo frontu ir charakterizuojamas įtampos tiekimo laiko, per kurį įtampa pakinta nuo 90 % iki 10 %, maksimalaus lygio. Naudojant šią elektroniką, mūsų Pokelso narvelio atsidarymo frontas yra maždaug 4 ns trukmės.

Nd:YAG minilazerių generuojamų impulsų LT eksperimentinis nustatymas. Šiuose eksperimentuose matavome anksčiau aprašytų kietojo kūno minilazerių su aktyviaja bei pasyviaja KM trumpalaikį (1 min)

generuojamų impulsų sekos LT. Tam naudojome 12 GHz juostos pločio, kurio imties greitis (angl. *sample rate*) 40 GS/s (angl. *Sample per second*), skaitmeninį oscilografą (*TDS6124C*, *Tektronix*, laikinė skyra 25 ps). Į vieną jo įėjimo kanalą buvo įjungtas InGaAs fotodiodas (*DET01CFC/M*, *Thorlabs*, laikine skyra 100 ps), į kurį lazerio šviesa per teleskopą patekdavo vienamodžiu šviesolaidžiu. Į kitą oscilografo įėjimo kanalą buvo perduodamas išorinis sinchronizacijos (angl. *synchronization*) impulsas, generuojamas kaupinimo lazerio elektronikos prieš optinio žadinimo impulso pabaigą. Lazeryje su aktyviaja kokybės moduliacija šis sinchronizacijos impulsas yra perduodamas į lazerio aktyviosios kokybės modulatoriaus valdymo elektronikos grandinę. Aktyvaus kokybės modulatoriaus ir jo valdymo elektronikos atsako laikas yra ~ 40 ns skaičiuojant nuo sinchronizacijos impulso priekinio fronto. Paprastai aktyviosios kokybės moduliacijos lazerio generuotas optinis impulsas būdavo paslinktas laike nuo sinchronizacijos impulso galinio fronto per 10–12 ns. Taigi, oscilografo ekrane vienu metu galėjome matyti sinchronizacijos ir lazerio impulsus (2.2.17 pav.). Lazerio generuojamų impulsų LT buvo matuojamas realiu laiku, matuojant laikinį atstumą tarp sinchronizacijos impulso galinio ir lazerio impulso priekinio frontų, 50 % abiejų impulsų amplitudžių lygyje. Matavimo metu buvo renkama realių laikinių atstumų tarp šių impulsų statistika, iš kurios buvo apskaičiuojamas vidurkis T_g ir standartinis nuokrypis nuo vidurkio ΔT_g^{Cimp} . Šis standartinis nuokrypis ir yra impulsų sekos LT rezultatas. Matavimų rezultatus (ΔT_g^{Cimp}) fiksuodavome ~ 1 min. laiko intervalais.

Atlikę matavimus gavome, kad lazerio su pasyviaja kokybės moduliacija generuojamų impulsų laikinis tirtėjimas per trumpą laiko intervalą (~ 1 min.) yra apie $T_g^{Cimp} \approx 200$ ns. O štai lazerio su aktyviaja kokybės moduliacija generuojamų impulsų laikinis tirtėjimas per tą patį laiko intervalą yra daug mažesnis, t. y. $T_g^{NFB} \approx 50$ ps. Turime pažymėti, kad sukurti lazeriai savo



2.2.17 pav. Oscilogramos, registruoja pasyvosios (a, skalė 1 μ s/dal) ir aktyviosios su grįžtamoju ryšiu (b, skalė 400 ns/dal) kokybės moduliacijos minilazerių generuojamų impulsų laikinį tirtėjimą.

pasiektais parametrais nenusileidžia žinomiems iš pastarųjų metų literatūros [111–115] net turintiems papildomus stiprintuvus [116, 117]. Manoma, kad tokio tipo lazeriai ypač gerai tinka vietoj įprastų žvakių vidaus degimo varikliuose kuro mišiniui uždegti.

Skyriaus rezultatų santrauka. Naudojant išplėstinį taškinį lazerio modelį skaitiškai nustatyta, kad, esant pastoviam nuolatiniam kaupinimui, kvantinių triukšmų sąlygota generuojamų impulsų laikinio tirtėjimo dispersija ΔT_g^{QN} neviršija impulsų trukmės (< 1 ns), o nuolatinio kaupinimo atveju reali dispersija ΔT_g^{CW} priklauso nuo impulsų pasikartojimo periodo T_g^{CW} ir yra sąlygojama techninių triukšmų, daugiausia kaupinamo intensyvumo nestabilumo, ir esant pasikartojimo dažniui apie 2 kHz santykinė laikinio tirtėjimo dispersija $\delta_g^{CW} = \Delta T_g^{CW} / T_g^{CW}$ sudaro apie 2–3 %. Kvantinių savaiminio spinduliavimo fliuktuacijų sąlygotas minimalus laikinis tirtėjimas, kurio dispersija $\delta_g^{QN} = \Delta T_g^{QN} / T_g^{QN} \sim 10^{-5}$, nusako siektinas laikinio tirtėjimo ribas.

Parodyta, kad kaupinimo intensyvumo stačiakampė kompozicinė (kompozicija iš dviejų labai skirtingų trukmės ir intensyvumo stačiakampių impulsų) moduliacija gali sumažinti pasyvosios moduliacijos Nd:YAG minilazerio santykinio laikinio tirtėjimo vertę $\delta_g^C = \Delta T_g^C / T_g^C$ dviem eilėmis. Paprastesnė stačiakampė moduliacija (taip pat impulsinis kaupinimas) sumažina $\delta_g^M = \Delta T_g^M / T_g^M$ vertę geriausiu atveju tik vos daugiau nei viena eile.

Tai gerai dera su impulsinio kaupinimo pasyviosios kokybės moduliacijos lazerio eksperimentiškai stebėtu $\Delta T_g^P \sim 200$ ns laikiniu tirtėjimu.

Pasyviosios kokybės moduliacijos kietojo kūno minilazerių nuolatinio diodinio kaupinimo moduliavimas pakankamai aukštos galios stačiakampiais impulsais, naudojant staigų jų trigerinį paleidimą ir automatizuotą nutraukimą generavus lazerio impulsą, leidžia sinchronizuoti impulsų generavimo momentus su išoriniais įvykiais ir beveik dviem eilėmis sumažinti laikinį tirtėjimą pasikartojančių impulsų veikoje. Toks kaupinimo moduliavimas, nesunkiai realizuojamas eksperimentiškai, leidžia gerokai praplėsti paprastų ir patvarių pasyvios kokybės moduliacijos lazerių panaudojimą.

2.3. Bendrojo astigmatizmo pluoštų skersmens ir minilazerių impulsinių pluoštų sklidimo koeficiento matavimas judančio peilio metodu [S4, P1, P2, P10, P11]

Pluoštų parametrų matavimai. Lazerio generuotas pluoštas apibūdinamas pagal skersinį elektromagnetinio lauko pasiskirstymą [7]. Praktikoje dažniausiai susiduriama su TEM_{00} moda, kurios intensyvumo pasiskirstymas gali būti ne tik ašinės simetrijos, bet ir elipsės pavidalo. Šviesos pluoštai priklausomai nuo intensyvumo pasiskirstymo gali būti: stigmatiniai paprastojo astigmatizmo ir bendrojo astigmatizmo, kai jie atitinkamai turi ašinę simetriją, dvi viena kitai statmenas simetrijos plokštumas arba visai neturi simetrijos. Astigmatiniai pluoštai gali būti generuojami kietojo kūno, dujų ir ypač puslaidininkinių diodų lazeriuose, dėl nesimetrinės stiprinimo struktūros arba nevienalyčio kaupinimo ar stiprinančiosios terpės aušinimo.

Nuo pat lazerio išradimo jo pluošto erdviniams sklidimo parametrams (pločiams, skėsties kampams ir pan.) nustatyti visada buvo skiriama daug dėmesio [118, 119]. Gerai žinoma, kad šie parametrai keičiasi pluoštui sklindant per optines sistemas. Todėl buvo ieškoma tokių parametrų, kurie būtų sklidimo invariantai. Tokių invariantų pavyko surasti taikant vadinamąjį antrųjų momentų metodą [119]. Vienas jų buvo pradžioje pavadintas pluošto kokybės parametru, vėliau sklidimo faktoriumi, o dabar tarptautinė standartų organizacija (angl. *International Organization for Standardization* – ISO) rekomenduoja jį vadinti pluošto sklidimo koeficientu [120–122]. Šis koeficientas atspindi svarbias lazerio pluošto sklidimo savybes ir yra naudingas parametras, apibūdinantis įvairias lazerio pluošto naudojimo galimybes. Todėl tokių parametrų matavimas yra pakankamai aktuali problema tiek lazerių gamybos, tiek šiuolaikines lazerines technologijas taikančiose srityse.

Per visą šį laikotarpį buvo sukurta ir išbandyta įvairių pluošto profilio matavimo metodikų [118]. Standartizuotos metodikos yra detalai aprašytos ISO 11146 standarto trijose dalyse [120–122] akcentuojant, kad pluoštui matuoti reikia taikyti antrųjų momentų metodą. Supaprastintus vadinamuosius alternatyvius metodus rekomenduojama taikyti tik tuomet, kai eksperimentuose

nėra galimybės taikyti CCD tipo kamerų, nes, kaip žinoma, tokio tipo kameros gali registruoti signalus tik tam tikruose spektro ruožuose.

Kai lazerio spinduliuotės pasiskirstymas yra kokio nors nežinomo (ne Gauso) pavidalo, nėra paprastos galimybės apibrėžti, kas tai yra pluošto plotis ir pan. Todėl buvo patobulintas antrųjų momentų metodas, kuris iš principo leidžia apibrėžti ne tik Gauso pluošto, bet ir bet kokio kitokio erdvinio pasiskirstymo pluoštų pločius. ISO standartas leidžia taikyti alternatyvius metodus analizuojant stigmatinius bei paprastojo astigmatizmo Gauso pluoštus. Tačiau bendru atveju (kai pluoštas nėra Gauso erdvinio pasiskirstymo), kaip parodė atlikta sklidimo koeficientų matavimo alternatyviais (aprašytais standarte) būdais analizė [123], šiais metodais išmatuoto pluošto sklidimo koeficiento reikšmė nesutampa su reikšme, gauta taikant antrųjų momentų metodą, o svarbiausia, kad gaunamos vertės nėra sklidimo invariantai.

Pagrindiniai Gauso pluošto parametrai. Monochromatinio ašinės simetrijos Gauso pluošto, sklindančio z kryptimi, lėtai kintanti kompleksinė elektrinio lauko amplitudė gretaašio sklidimo artinyje gali būti aprašoma išraiška:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} + ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + i\phi(z)\right); \quad (2.3.1)$$

čia $k = 2\pi / \lambda$ – bangos skaičius; w_0 – pluošto spindulys (plotis) sąsmaukoje ($z = 0$); funkcija $w(z)$ aprašo pluošto spindulio kitimą jam sklindant z kryptimi laisvoje erdvėje:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2}. \quad (2.3.2)$$

Šis parametras yra apibrėžiamas $1/e$ elektrinio lauko amplitudės lygyje, t. y. $1/e^2$ intensyvumo lygyje arba 86,5 % visos pluošto energijos tokio spindulio skritulyje. Bangos fronto kreivumo kitimą aprašo funkcija

$$R(z) = z \left(1 + \frac{\pi w_0^2}{z\lambda}\right), \quad (2.3.3)$$

o funkcija

$$\phi(z) = \arctan\left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.3.4)$$

yra Guji fazė. Taip pat svarbus parametras yra Reilėjaus ilgis, nusakomas išraiška

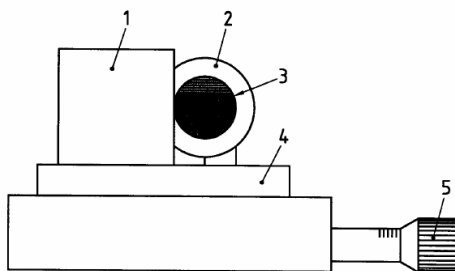
$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.3.5)$$

Šis parametras nurodo atstumą nuo sąsmaukos iki plokštumos, kurioje pluošto plotas padvigubėja. Pluoštui sklindant laisvoje erdvėje, jo bangos fronto spindulys $R(z)$ ir pluošto spindulys $w(z)$ didėja, pluoštas skečiasi, o jo skėsties kampas, kai $z \gg z_0$, gali būti surastas iš išraiškos

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.3.6)$$

Taigi, pluoštai, kurių spinduliuotės pasiskirstymas yra ašinės simetrijos, gali būti aprašomi trimis parametrais: $w(z)$, $R(z)$ ir θ_0 . Atitinkamai paprastojo astigmatizmo Gauso pluoštą iš viso apibūdina septyni parametrai: $w_x(z)$, $w_y(z)$, $R_x(z)$, $R_y(z)$, θ_{0x} , θ_{0y} ir septintasis parametras, nusakantis intensyvumo elipsės pasisukimo kampą laboratorinės koordinatinių sistemos atžvilgiu.

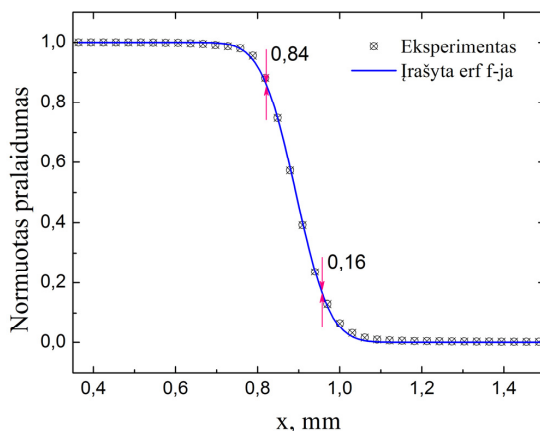
Gauso pluošto skersmens matavimas judančio peilio metodu. Taikant judančio peilio metodą peiliu yra uždengiama dalis lazerio pluošto prieš fotodiodo angą (2.3.1 pav.). Todėl detektoriumi yra matuojama energijos



2.3.1 pav. Pluošto skersmens matavimas judančio peilio metodu. 1 – judantis peilis, 2 – detektoriaus jautrioji sritis, 3 – lazerio pluoštas, 4 – slankiojantis stalielis, 5 – mikrometras.

pralaida priklausomai nuo judančio peilio pozicijos (2.3.2 pav.). Pagal ISO 11146-3 standartą statmenai pluošto ašiai nedideliais žingsneliais slenkamu peiliu nustatomos padėtys x_1 ir x_2 , kurioms esant praleidžiama atitinkamai 84 % ir 16 % pluošto energijos (2.3.2 pav.). Gauso pluošto skersmuo apskaičiuojamas iš šių padėčių pagal išraišką

$$d_k = 2 \cdot (x_2 - x_1). \quad (2.3.7)$$



2.3.2 pav. Gauso pluošto pločio matavimas judančio peilio metodu pagal ISO standartą (2.3.7 formulė) ir į gautus duomenis įrašant pralaidos funkciją (2.3.8 formulė).

Standartas taip pat leidžia taikyti judančio peilio metodą kaip vieną iš alternatyvių metodų [122] ir bet kokio ašinės simetrijos pluošto pločiui nustatyti naudoti formulę (2.3.7). Tačiau bendru atveju (kai pluoštas nėra Gauso erdvinio pasiskirstymo) šiuo metodu išmatuoto pluošto pločio reikšmė nesutampa su reikšme, gauta taikant antrųjų momentų metodą.

Gauso pluošto erdviniams parametrams nustatyti kartais taikomas ir kitoks judančio peilio metodu gautų duomenų apdorojimo metodas. Gauso pluošto plotį galima surasti (2.3.2 pav.) ir į gautus duomenis įrašius pralaidos funkciją [124]:

$$y = \frac{1 - \operatorname{erf}\left[\frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w}\right]}{2}; \quad (2.3.8)$$

čia x_0 yra pluošto centro padėtis, w – pluošto plotis.

Senai yra žinoma, kaip judančio peilio metodu išmatuoti paprastojo astigmatizmo Gauso pluošto parametrus z plokštumoje [124]. Pluošto pločių (arba skersmenų d_x , d_y) ir ilgesniosios elipsės ašies kampui α_0 su laboratorine x ašimi plokštumoje z nustatyti reikia atlikti mažiausiai tris skenavimus judančiu peiliu skirtingomis α kryptimis. Kiekvieno skenavimo metu gaunamos tokios pat pralaidumo priklausomybės kaip ir 2.3.2 pav., iš kurių, atlikus įrašymus pagal (2.3.8) formulę, nustatomi pluošto pločiai $w(\alpha)$ skirtingomis pluošto skenavimo kryptimis α . Elipsinio Gauso pluošto pločių w_x , w_y vertės ir elipsės didesniosios ašies kampas α_0 su laboratorine koordinačių x ašimi yra surandami gautas pluošto pločių vertes $w(\alpha)$ įrašius į išraišką [124]:

$$w(\alpha) = w_x \sqrt{[1 - \bar{\varepsilon}^2 \sin^2(\alpha_0 - \alpha)]}; \quad (2.3.9a)$$

čia

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{(1 - w_y^2 / w_x^2)}. \quad (2.3.9b)$$

Pluošto skersmenys atitinkamai būtų lygūs $d_x = 2w_x$, $d_y = 2w_y$.

Pluošto skersmenų matavimas antrųjų momentų metodu. Pluošto pločio apibrėžimas antrųjų momentų metodu ir matavimo metodika yra gana smulkiai pateikta ISO 11146 standarte. Pagal šį standartą, įvairių nuolatinės veikos lazerių, pluoštų pločiai yra apibrėžiami per antros eilės intensyvumo arba galios tankio $E(x, y, z)$ pasiskirstymo momentus (impulsiniams pluoštams galios tankis pakeičiamas energijos tankiu $H(x, y, z)$), o antrieji momentai apibrėžiami taip:

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) (x - \bar{x})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) dx dy}, \quad (2.3.10a)$$

$$\sigma_y^2(z) = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) (y - \bar{y})^2 dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) dx dy}, \quad (2.3.10b)$$

$$\sigma_{xy}^2(z) = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) (x - \bar{x})^2 (y - \bar{y})^2 dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) dx dy}; \quad (2.3.10c)$$

čia \bar{x} ir \bar{y} yra pirmieji normuoti galios tankio momentai, nurodantys galios tankio svorio centro koordinates. Jie apibrėžiami taip:

$$\bar{x}(z) = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} x E(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) dx dy}, \quad (2.3.11a)$$

$$\bar{y} = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} y E(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x, y, z) dx dy}. \quad (2.3.11b)$$

Paprastojo astigmatizmo pluoštas apibūdinamas pluošto pločiais d_{α} ir d_{σ} , pagrindinėmis elipsės ašių kryptimis ir šių ašių orientacijos kampų φ laboratorinės koordinatinių sistemos atžvilgiu. Šie parametrai yra surandami iš normuotų galios tankio pasiskirstymo momentų. Pirmuoju atveju ($\sigma_x^2 \neq \sigma_y^2$) minėti pluošto parametrai surandami iš išraiškų

$$d_{\alpha}(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + \gamma \left[(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)^2 + 4(\sigma_{xy}^2)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (2.3.12a)$$

$$d_{\sigma}(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_x^2 + \sigma_y^2) - \gamma \left[(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)^2 + 4(\sigma_{xy}^2)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (2.3.12b)$$

$$\gamma = \operatorname{sgn}(\sigma_x^2 - \sigma_y^2) = \frac{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}{|\sigma_x^2 - \sigma_y^2|}, \quad (2.3.12c)$$

$$\varphi(z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\sigma_{xy}^2}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \right). \quad (2.3.12d)$$

O antruoju atveju ($\sigma_x^2 = \sigma_y^2$):

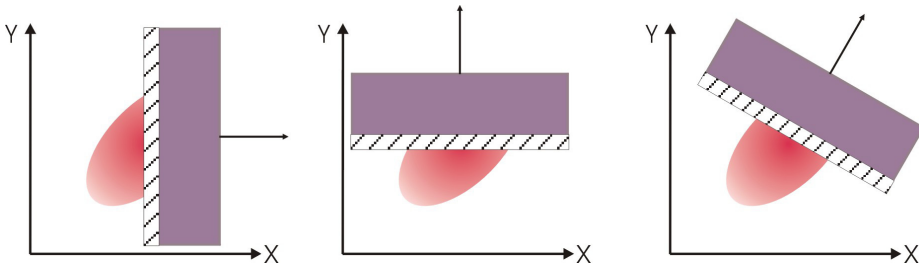
$$d_{\alpha}(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + 2|\sigma_{xy}^2| \right\}^{1/2}, \quad (2.3.13a)$$

$$d_{\sigma_y}(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_x^2 + \sigma_y^2) - 2|\sigma_{xy}^2| \right\}^{1/2}, \quad (2.3.13b)$$

$$\varphi = \operatorname{sgn}(\sigma_{xy}^2) \frac{\pi}{4}, \quad (2.3.13c)$$

$$\operatorname{sgn}(\sigma_{xy}^2) = \frac{\sigma_{xy}^2}{|\sigma_{xy}^2|}. \quad (2.3.13d)$$

Taigi, kaip minėta anksčiau, šis metodas standartiškai yra taikomas naudojant CCD tipo kameras. Dabar pademonstruosime, kaip, taikant modifikuotą judančio peilio metodą, galima nustatyti bendrojo astigmatizmo pluošto skersinius parametrus antrųjų momentų metodu. Norint nustatyti antruosius momentus (2.3.10) plokštumoje z , reikia judančiu peiliu atlikti lazerio pluošto skenavimą trimis skirtingomis kryptimis (2.3.3 pav.).



2.3.3 pav. Pluošto skenavimas judančiu peiliu trimis skirtingomis kryptimis.

Iš pirmiau pateiktų išraiškų matome, kad impulsinių pluoštų momentų skaičiavimams reikia žinoti energijos tankio $H(x, y, z)$ pasiskirstymą. Tačiau nesunku taip pertvarkyti momentų išraiškas (2.3.10), kad pakaktų tik linijinių energijos tankių laboratorinės koordinatinių sistemos x ir y kryptimis, gaunamų iš eksperimentinių duomenų judančio peilio atveju. Iš tikrųjų, antrasis momentas x kryptimi lygus

$$\begin{aligned}\sigma_x^2(z) &= \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} H(x, y, z)(x - \bar{x})^2 dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} H(x, y, z) dx dy} = \\ &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} H(x_i, z)(x_i - \bar{x})^2 dx_i}{\int_{-\infty}^{\infty} H(x_i, z) dx_i} \approx \frac{\sum_i H_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum_i H_i}.\end{aligned}\quad (2.3.14)$$

Čia

$$H(x_i, z) = \int_{-\infty}^{\infty} H(x_i, y, z) dy, \quad H_i = H(x_i, z) \Delta x_i. \quad (2.3.15)$$

Taigi. antrieji momentai σ_x^2 ir σ_y^2 suskaičiuojami pagal išraiškas:

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum H_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum H_i}, \quad (2.3.16a)$$

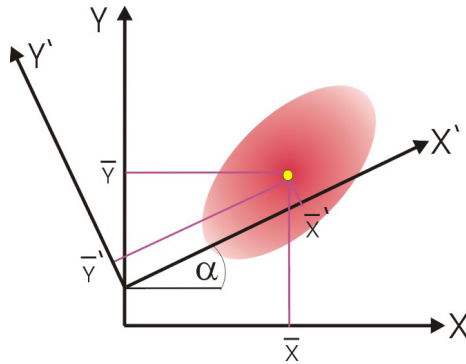
$$\sigma_y^2 = \frac{\sum H_i (y_i - \bar{y})^2}{\sum H_i}. \quad (2.3.16b)$$

o energijos tankio pirmieji momentai suskaičiuojami pagal formules:

$$\bar{x} = \frac{\sum H_i x_i}{\sum H_i}, \quad (2.3.17a)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum H_i y_i}{\sum H_i}. \quad (2.3.17b)$$

Matome, kad pilnam pluošto charakterizavimui z plokštumoje dar reikia suskaičiuoti antrąjį momentą σ_{xy}^2 . Aiškumo dėlei įsivesime naują Dekarto koordinatinių sistemą $x'y'$. Tam judančiu peiliu reikia atlikti pluošto skenavimą x' ašies kryptimi (2.3.4 pav.), kuri yra pasukta kampu α laboratorinės koordinatinių sistemos x ašies atžvilgiu.



2.3.4 pav. Pluošto energijos tankio pasiskirstymo skenavimas judančiu peiliu x' kryptimi.

Atlikę skenavimą, galime suskaičiuoti antrąjį momentą $\sigma_{x'}^2$:

$$\sigma_{x'}^2 = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x', y', z) (x' - \bar{x}')^2 dx' dy'}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(x', y', z) dx' dy'}. \quad (2.3.18)$$

Projektuodami naujosios Dekarto koordinatinių sistemos x' ašį į laboratorinės koordinatinių sistemos x ašį, gauname:

$$x' - \bar{x}' = (x - \bar{x}) \cos(\alpha) + (y - \bar{y}) \sin(\alpha). \quad (2.3.19)$$

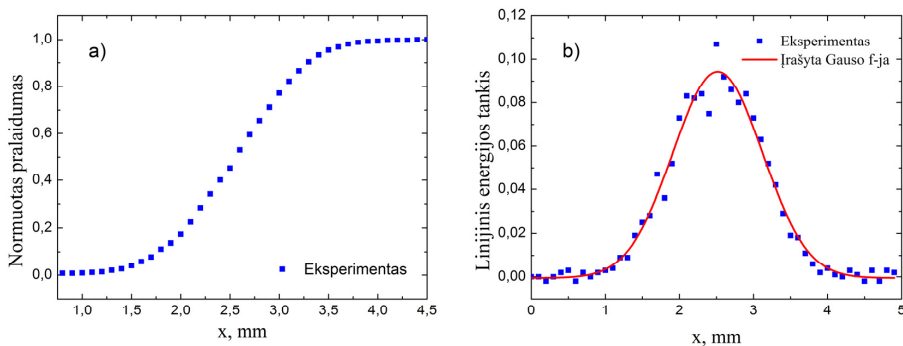
Atlikę nesudėtingus matematinius veiksmus, gauname galutinę išraišką, pagal kurią galima suskaičiuoti antrąjį momentą σ_{xy}^2 :

$$\sigma_{xy}^2 = \frac{\sigma_x^2 - \sigma_x^2 \cos^2(\alpha) - \sigma_y^2 \sin^2(\alpha)}{\sin(2\alpha)}. \quad (2.3.20)$$

Suskaičiavus antruosius momentus σ_x^2 , σ_y^2 ir σ_{xy}^2 ir naudojantis išraiškomis (2.3.12–13) galima surasti pluošto pločius pagrindinėmis elipsės ašių kryptimis ir elipsės posvyrio kampą φ . Taigi, išmatavus pluošto pločius z plokštumose per fokusuoto pluošto sąsmaukos ilgį, galima apskaičiuoti pluošto sklidimo koeficientus M_{α}^2 ir M_{σ}^2 .

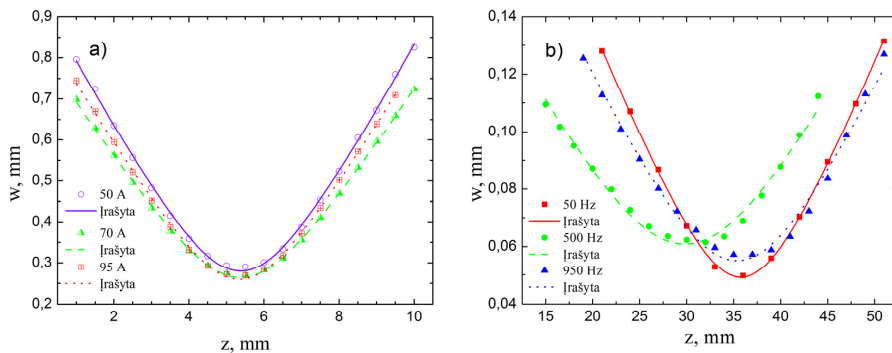
Minilazerių impulsinių pluoštų sklidimo koeficiento matavimas judančio peilio metodu. Eksperimente paprastojo astigmatizmo pluoštas buvo suformuotas cilindrinio lęšiu iš Nd:YAG lazerio ($\lambda = 1064$ nm) stigmatinio pluošto. Pluošto skenavimas buvo atliekamas trimis kryptimis, laboratorinės

Dekarto koordinatų sistemos atžvilgiu: x ašies kryptimi, y ašies kryptimi ir kryptimi x' ašies, sudarančios 45 laipsnių kampą su x ašies kryptimi. 2.3.5 pav. pavaizduotas tokio skenavimo pavyzdys x ašies kryptimi. Iš tokių matavimų, pagal anksčiau aprašytą metodiką, buvo apskaičiuojami antrieji momentai σ_x^2 , σ_y^2 ir σ_{xy}^2 ir iš jų apskaičiuoti pluošto parametrai. To paties pluošto parametrai buvo išmatuoti ir CCD kamera, duomenys apdoroti antrųjų momentų metodu (aprašytu ISO standarte). Kadangi abiejų matavimų rezultatai sutapo, manome, kad naująjį metodą galima taikyti pluošto skersiniams parametrams matuoti.



2.3.5 pav. Laboratorinėje koordinatų sistemoje x kryptimi judančiu peiliu eksperimentiškai gautas pralaidumo pasiskirstymas (a) ir iš matavimo duomenų apskaičiuotas linijinis energijos tankio pasiskirstymas (b).

Šis naujas matavimo metodas buvo taikomas matuojant eksperimentuose naudojamų diodinio kaupinimo lazerių (2.3.6 pav., a) ir generuojamų impulsinių Nd:YAG minilazerių su aktyviaja (2.3.6 pav., b) (taip pat žr. 3.2 sk.) ir pasyviaja KM pluošto sklaidimo koeficientus. Šių matavimų rezultatai naudojami 3.2 skyriuje Z-skenavimo eksperimentų rezultatams apdoroti, tam taip pat buvo naudojami Nd:YAG lazeriui su impulsų spūda gauti pluošto sklaidimo parametrai.



2.3.6 pav. Kaupinančiojo diodinio lazerio fokusuotų pluoštų pločių priklausomybės nuo per lazerinio diodo sandūrą tekančios srovės stiprumo (a) ir aktyviosios kokybės moduliacijos minilazerio fokusuotų pluoštų pločių priklausomybės nuo impulsų pasikartojimo dažnio (b).

Skyriaus rezultatų santrauka. Parodyta, kad, pritaikius judančio peilio metodu gaunamiems rezultatams apdoroti antrųjų momentų skaičiavimo procedūrą, galima surasti bendrojo astigmatizmo pluošto pločius elipsės pagrindinių ašių kryptimis ir šių ašių pasisukimo kampą laboratorinės koordinatinių ašių atžvilgiu. Šis modifikuotas judančio peilio metodas gali būti sėkmingai taikomas antrųjų momentų metodu apibrėžtiems pluošto pločiams ir sklidimo koeficientams surasti tuose spektro ruožuose, kuriuose nėra daugiaelementų CCD tipo energijos tankio detektorių.

3. MINILAZERIŲ SU IMPULSŲ SPŪDA PANAUDOJIMAS MEDŽIAGŲ PARAMETRAMS MATUOTI Z-SKENAVIMO IR LIPS METODAIS

3.1. Efektyvi impulsų spūda, esant priešpriešiais sklindančių pasyvosios kokybės moduliacijos Nd:YAG minilazerio trumpų fokusuotų impulsų sąveikai, terpėse su elektrostrikciniu netiesiškumo mechanizmu [S3, P9, P10, P13]

Impulsų spūdos panaudojant PBS problemos. Pagrindiniai lazerių impulsų spūdos proceso dėsningumai, esant atgalinei priverstinei sklaidai, įskaitant priverstinę Brijueno sklaidą (PBS, angl. *stimulated Brillouin scattering* – SBS), generacijos režime nuo spontaninės sklaidos triukšmų lygio, dabar žinomi pakankamai gerai (žr. [125–127] ir ten cituojamą literatūrą). Vieno kaskado priverstinės sklaidos – kompresoriaus spūdos laipsnis $N = \tau_{laz} / \tau_s$ (čia τ_{laz} ir τ_s yra atitinkamai kaupinimo ir Stokso impulsų trukmės) šiuo atveju paprastai neviršija priverstinės sklaidos slenkstinio stiprinimo koeficiento $G \sim 25$. Todėl, norint gauti trumpus impulsus didelio spūdos laipsnio, eksperimentiškai pirmą kartą buvo realizuota kaskadinė impulsų spūda [128] ir, naudojant užduodančiojo generatoriaus $\tau_{laz} \approx 12$ ns trukmės impulsus, gauti suspausti Stokso impulsai, kurių trukmės $\tau_s \approx 200$ ps buvo mažesnės už naudojamos matavimo įrangos laikinę skyrą. Kaskadiniu impulso spūdos metodu, esant priverstinei sklaidai [126, 129], galima gauti kelių pikosekundžių trukmės impulsus, be to, tose spektro srityse, kurių kol kas nepasiekia standartiniai sinchronizuotų modų lazeriai.

Naudojant lazerius, generuojančius $\tau_{laz} \sim 5$ ns trukmės impulsus, PBS kompresijos būdu suspaustų impulsų trukmė τ_s paprastai siekia 0,3 ns [127]. Norint gauti daug trumpesnius impulsus, naudojant vieno kaskado PBS – kompresorių, būtina naudoti kur kas trumpesnius kaupinimo impulsus. Tai pareikalavo išgvildinti ir sukurti vienos išilginės modos lazerius su pasyviaja – aktyviaja kokybės moduliacija, generuojančius $\tau_{laz} \sim 2$ ns [34, 42, 102] trukmės impulsus. Tačiau net ir taikant $\tau_{laz} < 2$ ns trukmės impulsus, suspaustų

impulsų trukmė buvo didesnė kaip 100 ps [102, 130]. Suspaustų impulsų trukmei sumažinti iki $\tau_s < 100$ ps buvo atliekamas kaupinimo impulsų galinių frontų nupjovimas, esant optiniam oro pramušimui Keplerio teleskope [51, 102].

Skaitinio modeliavimo rezultatai [53, 131, 132] parodė, kad pakankamai sudėtinga PBS – kompresijos proceso dinamika, įskaitant terpės inertiškumą ir pluoštų difrakciją, parinkus optimalias kaupinimo pluošto fokusavimo geometrijos sąlygas ir erdvėje išskiriant Stokso impulsus, leidžia pasiekti gerokai didesnius spūdos laipsnius. Tačiau, norint realizuoti trumpų impulsų PBS – kompresorių, reikia didelių kaupinimo impulsų intensyvumų, kuriems esant vyksta dauguma kitų konkuruojančių procesų, kaip antai priverstinė kombinacinė (Ramano) sklaida (PRS, angl. *stimulated Raman scattering* – SRS), optinis oro pramušimas, fazinė savimoduliacija (angl. *self-phase modulation* – SPM), ir šviesos susifokusavimas (angl. *self-focusing* – SF). Šie efektai keičia impulso spūdos dinamiką ir apriboja minimalias Stokso impulsų pasiekiamas trukmes standartiškai naudojamose PBS terpėse, pavyzdžiui CCl_4 .

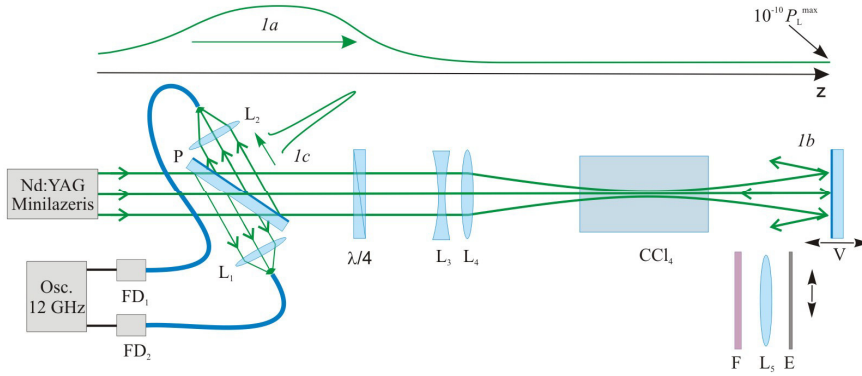
Optinės schemas realizavimas kaip PBS – generatorius – stiprintuvas [125–127] yra tinkamesnis, nes leidžia varijuoti kaupinimo energijos lygį nuo santykinai žemo [133] iki pakankamai aukšto [134]. Svarbu pažymėti, kad darbe [133] optinėje schemoje generatorius – stiprintuvas buvo eksperimentiškai pademonstruotas trumpų signalinių impulsų stiprinimas be Stokso dažnio poslinkio ne tik kolimuotuose, bet ir lengvai fokusuotuose ~ 5 ns trukmės kaupinimo impulsuose. Remiantis ankstesniais laboratorijoje atliktais darbais [133, 135], rezultatai buvo interpretuoti kaip trumpų impulsų skirtingų režimų nestacionarusis stiprinimasis skaidriose terpėse, kurių netiesiškumo mechanizmas elektrostrikinis, kartu, ir be Stokso arba net ir su anti-Stokso stiprinamo trumpo signalo nešančiojo dažnio poslinkiu, lyginant su priešpriešiais sklindančio fokusuoto kaupinimo impulso nešančiuoju dažniu.

Apskritai, galimybė perpumpuoti energiją iš vienos bangos į kitą, esant nestacionarioms sąveikoms dinaminėse hologramose, buvo žinoma jau pakankamai seniai [136] ir intensyviai tiriama, bet dažniausiai plokščiųjų

bangų artinyje arba kolimuotuose pluoštuose. Šiais atvejais didesnio sąveikaujančių bangų impulsų trukmės pamažėjimo nebuvo aptikta. Apie signalinių impulsų suspaudimo fokusuotuose pluoštuose galimybę buvo užsiminta [137], atliekant bangos fronto apgražos tiriamuosius darbus, esant keturbangei nestacionariai elektrostrikcinei sąveikai.

Šiame skyriuje pateikti rezultatai darbo, skirto trumpų (kurių trukmė artima hipergarso bangos relaksacijos trukmei) signalinių impulsų spūdos galimybėms tirti, šiems impulsams stiprinantis priešpriešiais sklindančiame tokio paties nešančiojo dažnio bei trukmės kaupinimo impulso lauke, terpėse, kurių netiesiškumo mechanizmas elektrostrikcinis. Eksperimentai prasidėjo nuo atsitiktinių efekto pastebėjimų, vėliau išsirutuliojo į pakankamai sudėtingus, jų rezultatai gali būti pritaikyti kituose priverstinių sklaidų eksperimentuose.

Eksperimentinis impulsų spūdos tyrimas. Priešpriešiais sklindančių impulsų, kurių toks pats nešantysis dažnis, sąveika gali būti realizuota skirtingais būdais, pavyzdžiui, kaip darbe [133], kuriame PBS veidrodžių suformuoti Stokso impulsai sąveikauja toje pačioje terpėje. Tačiau reikia pasakyti, kad iki dabar [138] nebuvo kreiptas dėmesys į PBS spaustuvo suspaustų impulsų spektro pokyčius. Todėl anksčiau minėta metodika gali sukelti tam tikrus priešpriešiais sklindančių impulsų nešančiųjų dažnių spektro pokyčius. Paprasčiausias būdas – į PBS kiuvetę įleisti užkratą ir taip elektrostrikcinėje terpėje suorganizuoti priešpriešinę impulsų sąveiką, t. y. gražinti dalį kaupinimo impulso (I_a) atgal į kiuvetę, už jos pastačius 100 % atspindintį veidrodį (V) (3.1.1 pav.). Kad suspausti impulsai nepatektų atgal į lazerio rezonatorių, kaupinimo ir suspaustam impulsams išskirti naudojome standartinę poliarizacinę išskyrimo sistemą, sudarytą iš dielektrinio poliarizatoriaus (P) ir ketvirčio bangos ($\lambda/4$) fazinės plokštelės, kuri kartu su pusės bangos ($\lambda/2$) fazine plokštele (nepavaizduota), esančia prieš poliarizatorių (P), sudarė vadinamąjį atenuatorių, kuriuo buvo galima palengva keisti į sistemą krintančios spinduliuotės energiją.

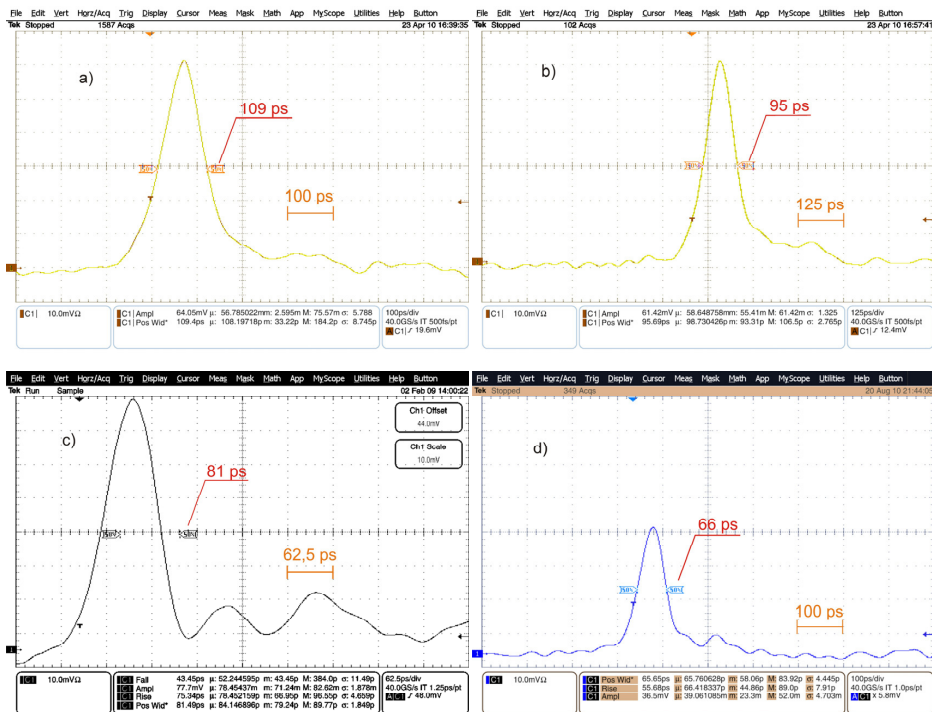


3.1.1 pav. Eksperimento optinė schema. Nd:YAG – diodais kaupinamas kietojo kūno minilazeris; l_a – erdvinė (ištempta) kaupinimo impulso galios forma; l_b – plokščiojo veidrodžio atspindėtas kaupinimo impulsas; l_c – suspaustas impulsas; $L_{2,3}$ – lęšiai, fokusuojantys kaupinimo ir suspaustų impulsų spinduliuotes į šviesolaidžius; P – dielektrinis poliarizatorius; $\lambda/4$ – ketvirčio bangos fazinė plokštelė; $L_{3,4}$ – lęšiai, sudarantys teleskopą, kuris fokusuoja kaupinimo spinduliuotę; CCl_4 – tetrachloridas stiklinėje kiuvetėje; V – atspindintis veidrodis; $FD_{1,2}$ – greitai fotodiodai; Osc. – skaitmeninis oscilografas; F – neutralūs filtrai; L_4 – kolimavimo lęšis; E – ekranas.

Į elektrostrikinę terpę (CCl_4) įvedamos spinduliuotės optimalioms fokusavimo sąlygoms rasti bei keisti patogiu naudoti teleskopą, sudarytą iš sklaidomojo (L_3) ir glaudžiamojo (L_4) lęšių. Už kiuvetės tarp veidrodžio (V) papildomai buvo galima patalpinti optinius elementus atgal į kiuvetę grįžtančiai spinduliuotei valdyti, t. y. neutralius optinius filtrus (F), kolimavimo lęšį (L_5) ir ekraną (E). Laikėme, kad kai ekranas (E) uždengia veidrodį (V), optimalios fokusavimo sąlygos yra tada, kai suspausto impulso trukmė yra mažiausia. Esant optimalioms fokusavimo sąlygoms pluošto sąsmauka buvo 9 cm atstumu nuo glaudžiamojo lęšio (ore). Veidrodis, gražinantis spinduliuotę atgal į elektrostrikinę terpę tuo pačiu optiniu keliu, dėl vėlinimo linijos galėjo judėti 30 cm atstumu išilgai spinduliuotės sklaidimo krypties.

Šiame eksperimente kaupinimo impulsų šaltinis buvo išilgai diodais kaupinamas Nd:YAG minilazeris su pasyviaja KM, generuojantis $\sim 0,9$ ns trukmės optinius impulsus, kurių energija buvo $W_{laz} \approx 1,3$ mJ ($W_{laz}^{max} \approx 2$ mJ). Detalus šio minilazerio aprašymas pateiktas 2.2 skyriuje. Prireikus, papildomai buvo galima naudoti lempomis kaupinamą Nd:YAG stiprintuvą, kuriuo

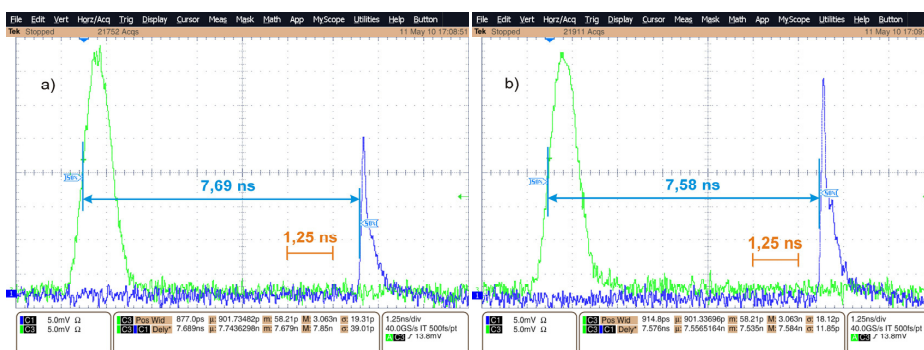
impulsus buvo galima sustiprinti iki 10 mJ energijos esant 10 Hz pasikartojimo dažniui. Lazerio ir suspaustų impulsų energijos buvo matuojamos galios matuokliu (*Vector H410, Scientech*) ir kalorimetriniu fotodiodu (*Astral™ Calorimeter AC2501, Scientech*), o trukmės – greitais fotodiodais (*D-15ir, Newport*, laikinė skyra 15 ps) (FD_1) ir (*DET01CFC/M, Thorlabs*, laikinė skyra 100 ps) (FD_2), kurie buvo prijungti prie plačiajuosčio skaitmeninio keturių kanalų oscilografo (*TDS6124C, Tektronix*, laikinė skyra 25 ps). Matuojami impulsai lęšiais (L_1) ir (L_2) buvo įvedami į vienamodžius šviesolaidžius, kuriais nusklidavo iki minėtų fotodiodų ($FD_{1,2}$). Oscilografu buvo galima atskirai išmatuoti kaupinimo ir suspaustus impulsus (3.1.2 pav.) esant skirtingoms laikinėms rezoliucijoms.



3.1.2 pav. Suspaustų impulsų oscilogramos standartinės priverstinės Brijueno spūdos režime nuo spontaninės sklaidos triukšmų lygio (a), esant užkratos signalui dėl kaupinimo impulso, perėjusio per kiuvetę ir atspindėjusio nuo papildomo veidrodžio (b), esant užkratos signalui dėl kaupinimo impulso sklaidos nuo kiuvetės sienelės (c) ir esant tos pačios trukmės užkratos impulsui, sklindančiam priešpriešiais kaupinimo impulsui.

Matavimo metu oscilografo ekrane buvo galima rodyti ne tik impulsų oscilogramas, bet ir matuojamų dydžių, gautų apdorojant rezultatus (numatyto impulsų skaičiaus, dažniausiai 100 impulsų), statistinius duomenis, t. y. amplitudės, impulso trukmės (pusės aukštyje), taip pat impulso priekinio ir galinio fronto trukmės, nurodant šių dydžių vidutines vertes bei sklaidą.

Be to, oscilografo ekrane buvo galima rodyti iš karto abu impulsus ir išmatuoti suspausto impulso vėlinimą (priklausantį nuo matuojamų signalų optinių kelių iki atitinkamų detektorių), nuo lazerio impulso, matuojant abiejų impulsų priekinių frontų 50 % lygyje (parodyta rodyklėmis 3.1.3 pav.)



3.1.3 pav. Kaupinimo impulso (kairėje) ir suspausto impulso (dešinėje) oscilogramos priverstinės Brijueno spūdos režime nuo spontaninės sklaidos triukšmų lygio (a) ir esant užkratos signalui dėl kaupinimo impulso, praėjusio per kiuvetę ir atsispindėjusio nuo papildomo veidrodžio (b).

Oscilografu išmatuotą impulso trukmę τ_m galima įvertinti naudojant tokią formulę [139]:

$$\tau_m = (\tau_r^2 + \tau_d^2 + \tau_o^2)^{1/2}; \quad (3.1.1)$$

čia τ_r – reali (tikroji) impulso trukmė; τ_d ir τ_o – atitinkamai detektoriaus ir oscilografo atsako trukmės. Šia sistema registruojant pikosekundinio lazerio trumpus ($\tau_r \leq 30$ ps) tokio pat bangos ilgio ($\lambda = 1064$ nm) impulsus, išmatuota impulsų trukmė τ_m buvo lygi ~ 50 ps. Iš to seka, kad detektoriaus ir oscilografo bendras atsako laikas gali būti apskaičiuojamas iš išraiškos

$\tau_{do} = (\tau_d^2 + \tau_o^2)^{1/2} \approx 40$ ps. Tokiu atveju reali impulso trukmė gali būti atstatyta iš išmatuotos trukmės naudojant formulę:

$$\tau_r = (\tau_m^2 + \tau_{do}^2)^{1/2}. \quad (3.1.2)$$

Siekiant gauti minimalios trukmės suspaustus Stokso impulsus esant standartiniam PBS kompresijos režimui (eksperimentinė schema be veidrodžio (V) arba su ekranu (E)) nuo spontaninių sklaidos triukšmų lygio, pradžioje lęšiais (L_3) ir (L_4) buvo parinktos tinkamos fokusavimo sąlygos, artimos optimalioms (nustatomoms iš tam tikrų žinomų dėsningumų [34, 42, 51, 53, 102, 126-133]), kurios paskui buvo derinamos atliekant suspaustų impulsų trukmės matavimus, varijuojant minilazerio impulsų energijas. Esant optimalioms fokusavimo sąlygoms ir impulso energijai, išmatuota suspaustų impulsų vidutinė trukmė buvo $\bar{\tau}_m = 109$ ps, o vidutinė kvadratinė sklaida – $\sigma_m = 9$ ps (3.1.2 pav., a). Taigi, suspaustų Stokso impulsų reali vidutinė trukmė $\bar{\tau}_r$ yra artima 100 ps.

Esant standartiniam PBS kompresijos režimui, naudojant CCl_4 terpę, pavyko pasiekti pakankamai didelį spūdos efektyvumą, kai impulsų pasikartojimo dažnis 200 Hz, nenaudojant jokių kitų papildomų priemonių (pvz., nepasukus celės kampu ir pan.).

Vaizdesniam situacijos paaiškinimui, kai eksperimente už kiuvetės naudojamas atspindintis veidrodis (V), prieš tai pateiktoje eksperimento schemoje (3.1.1 pav.) pavaizduotas minilazerio impulso, sklindančio link kiuvetės, laikinis galios pasiskirstymas erdvėje (Ia), kurio trukmė 1 ns pusės aukštyje. Siekiant įvertinti atitinkamus atstumus lazerio impulso galios gautinės formą (žr. 3.1.3 pav. arba 2.2.11 pav. prie lazerio aprašymo 2.2 skyriuje) galima aproksimuoti Gauso funkcija:

$$P_{laz}(t) = P_{laz}^{max} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_0}{\Delta t_{1/2}} \right)^2 \right]; \quad (3.1.3)$$

kur $\Delta t_{1/2}$ – Gauso impulso trukmė pusės aukštyje, o t_0 – impulso maksimumo padėtis laiko ašyje. Tuomet impulso trukmė Δt lygyje 10^{-10} nuo maksimalios

galios, viršijančios savaiminės sklaidos triukšmų lygį e^{-G} (paprastai tariama, kad slenkstinis stiprinimo koeficientas G yra lygus ~ 25) kaupinimo impulso sklaidimo kryptimi, yra $\Delta t_{10^{-10}} = (10 \ln 10 / \ln 2)^{1/2} \Delta t_{1/2} \approx 5,8 \Delta t_{1/2}$, o spektro plotis $\Delta \nu_{10^{-10}}$ yra tiek pat kartų didesnis už spektro plotį pusės aukštyje $\Delta \nu_{1/2} = 2 \ln 2 / (\pi \Delta t_{1/2})$. Tada, tokiaime lygyje 1 ns trukmės impulso erdvinis ilgis vakuume yra daugiau nei 170 cm, o spektro plotis – 0,085 cm⁻¹. Iš čia kyla, kad, už kiuvetės pastačius veidrodį, užkrato signalo lygis viršija spontaninės sklaidos triukšmų lygį jau tada, kai kaupinimo impulso maksimumas yra maždaug 60 cm atstumu nuo kiuvetės įėjimo lango ir reikia mažiausiai 2 ns, kad jis pasiektų šį langą. Atkreiptinas dėmesys į tai, kad nurodytas spektro plotis yra artimas atgalinės sklaidos Stokso poslinkiui $\nu_B = (2nV_l / c)\nu_{laz} \approx 0,092$ cm⁻¹ CCl₄ terpėje [127], čia n – terpės lūžio rodiklis; V_l – hipergarso bangos greitis terpėje; c – šviesos greitis vakuume; ν_{laz} – kaupinimo spinduliuotės nešantysis dažnis. Taip pat reikia pažymėti, kad minilazeryje generuojamas impulsas dėl didelių intensyvumų rezonatoriuje gali būti spektriškai išplitęs veikiamas Kero netiesiškumo mechanizmo aktyviajame elemente ir kituose lazerio optiniuose elementuose. Pateiktoje eksperimentinėje schemoje (3.1.1 pav.) išlaikytas mastelis tarp kiuvetės ilgio $L = 20$ cm ir laikinės – erdvinės impulso gaubtinės (Ia). Taigi, kai į veidrodį pataiko spinduliuotė, kurios galia $P = 10^{-10} P_{laz}^{max}$, pagrindinė impulso dalis yra pakankamai toli nuo kiuvetės, o nuo veidrodėlio atsispindėjusios spinduliuotės (Ib) galia jau gerokai viršija spontaninės Brijueno sklaidos lygį. Todėl priešpriešiais sklindančio užkrato (kurio dažnis toks pat kaip lazerio) galia ties lazerio impulso įėjimu į kiuvetę gali būti daug didesnė už atgalinės spontaninės sklaidos Stokso spinduliuotės galią, esant pakankamai dideliems atstumams tarp kiuvetės ir veidrodžio (3.1.4 pav.). Dėl inertiškos ($\tau_B = 0,6$ ns – hipergarso bangos gesimo laikas CCl₄ terpėje [127]) priešpriešiais sklindančių trumpų ($\tau_{las} \sim 1$ ns) impulsų elektrostrikcinės tarpusavio sąveikos kiuvetėje galimas ne tik efektyvus užkrato stiprinimas, bet ir (esant fokusuotam kaupinimui)

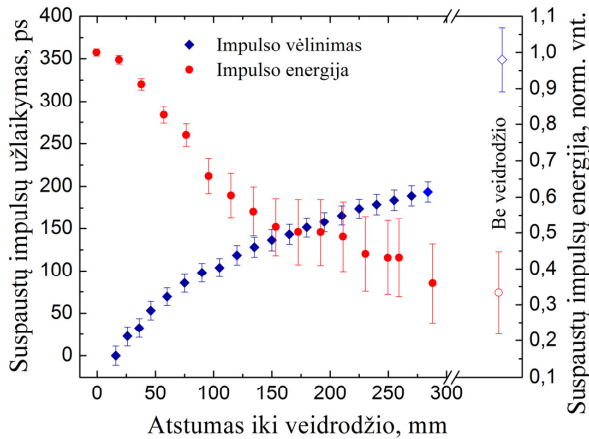
efektyvi spūda, t. y. sustiprinto impulso trukmės sumažėjimas (3.1.2 pav., b). Suprantama, kad efektyviai impulsų sąveikai reikia gero jų erdvinio susiklojimo, kuris pasiekiamas veidrodėlio (V) justiravimu. Norint padidinti impulso, atsispindėjusio nuo veidrodžio, panaudojimo efektyvumą, papildomai už kiuvetės galima panaudoti fokusavimo lęšį (L_5) kaupinimo pluošto, perėjusio per kiuvetę, kolimacijai. Kita vertus, tokiu atveju labai padidėja reikalavimai veidrodžio justiravimui: atsispindėjęs pluoštas turi grįžti tiksliai atgal ta pačia kryptimi per pluošto sąsmauką.

Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad čia pagrindinis pasiekiamas pranašumas yra ne suspaustų impulsų vidutinės (išmatuotos) trukmės sumažėjimas nuo 109 ps iki 96 ps, o nemenkas šių impulsų parametrų stabilumo padidinimas, kurį galima charakterizuoti atitinkamos sklaidos σ_j ir vidutinės vertės μ_j santykiu $\delta_j = \sigma_j / \mu_j$. Pavyzdžiui, pereinant nuo PBS – spūdos režimo impulsų, prasidedančių nuo savaiminių triukšmų lygio, į spūdos režimą, kai sklinda užkrečiantis lazerio impulsas, suspaustų impulsų trukmės ir amplitudės stabilumas pakito atitinkamai nuo $\delta_r^{SBS} = 0,08$ ir $\delta_A^{SBS} = 0,09$ iki $\delta_r^{ES} = 0,03$ ir $\delta_A^{ES} = 0,02$. Tokiu atveju dėl atspindinčio veidrodžio buvimo vykstantis grįžtamasis ryšys pagerino parametrų stabilumą 3–4 kartus ir gerokai sumažino impulsų trukmę. Be to, pirmuoju atveju, esant 10 Hz pasikartojimo dažniui, suspaustas impulsas atsirasdavo esant minimaliai lazerio energijai $W_{laz}^{SBS} = 0,89$ mJ, o antruoju atveju – esant $W_{laz}^{ES} = 0,52$ mJ. 3.1.2 paveiksle, a ir b, pateiktos oscilogramos, gautos esant lazerio impulsų energijai $W_{laz} = 1,3$ mJ.

Tokia registracija, kai oscilografo ekrane vienu metu stebime abu impulsus (3.1.3 pav.), leidžia išmatuoti suspaustų impulsų atsiradimo laikinį tirtėjimą lazerio kaupinimo impulso atžvilgiu. Pavyzdžiui, kai suspausti Stokso impulsai, generuojami režime nuo savaiminės sklaidos triukšmų lygio (3.1.3 pav., a), jų laikinis tirtėjimas lygus $\Delta t_{jit}^{SBS} = 39$ ps, o kai naudojamas užkrato signalas (3.1.3 pav., b) laikinis tirtėjimas sumažėja iki $\Delta t_{jit}^{ES} = 12$ ps, t. y. daugiau negu tris kartus. Be to, 3.1.3 paveikslas rodo, kad, naudojant

grįžtamąjį ryšį, didesnės amplitudės suspausti impulsai atsiranda anksčiau, negu be grįžtamojo ryšio.

Didinant veidrodėlio atstumą nuo kiuvetės suspaustų impulsų vidutinis užlaikymas Δt_d^{ES} (kaupinimo impulsų atžvilgiu) didėja nuo nulio, kai $\Delta s = 1,6$ cm iki maždaug ~ 200 ps, kai $\Delta s = 30$ cm (3.1.4 pav.). Pašalinus arba



3.1.4 pav. Suspaustų impulsų energijos (skrituliukai) ir atsiradimo momento užlaikymo (kvadratiukai) priklausomybės nuo veidrodžio padėties.

uždengus veidrodį suspaustas impulsas atsiranda $\Delta t_d^{SBS} = 350$ ps vėliau, nei tuo atveju, kai veidrodis yra arčiausiai kiuvetės (esant tai pačiai kaupinimo energijai $W_{laz} = 1,2$ mJ). Taip pat matyti, kad suspaustų impulsų atsiradimo laikinis tirtėjimas faktiškai nesikeičia didėjant veidrodėlio atstumui nuo kiuvetės išilgai ašies iki 30 cm, bet padidėja daugiau nei tris kartus išjustiravus, užblokavus ar visiškai pašalinus veidrodį. 3.1.4 paveiksle taip pat pateikti spūdos energinio efektyvumo pokyčių ir suspaustų impulsų energinio stabilumo pokyčių nuo veidrodėlio padėties tyrimo rezultatai. Veidrodėliui esant arčiausiai kiuvetės energinis konversijos efektyvumas iš kaupinimo impulso energijos į suspausto impulso energiją buvo ~ 45 %. Didėjant atstumui tarp veidrodžio ir kiuvetės dėl užkrato signalo mažėjimo ir uždelsimo jis stiprinosi mažiau, o jo energinis stabilumas $\delta_w = \sigma_w / \mu_w$ taip pat blogėjo: didėjo nuo $\delta_w^{ES} \leq 0,02$ esant veidrodžiui arčiausiai kiuvetės iki $\delta_w^{ES} \approx 0,2$, kai

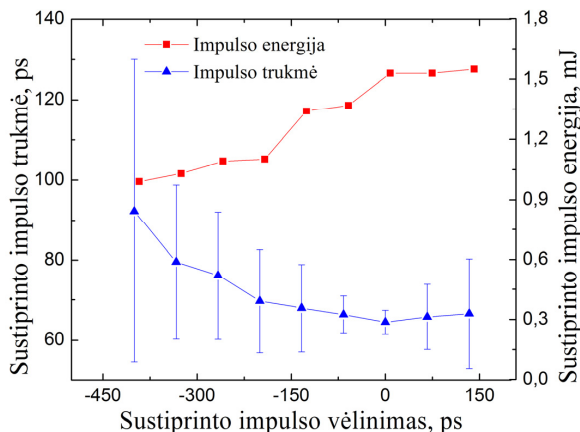
veidrodis buvo toli nuo kiuvetės. Pastaruoju atveju energinis efektyvumas ir stabilumas faktiškai susilygina su rezultatais, gautais kai nebuvo naudojamas atgalinio ryšio veidrodis.

Tokiu atveju standartinio plokščiojo veidrodžio naudojimas (tiesiog atspindint) suformuojant priešpriešiais (fokusuotam kaupinimo impulsui) sklindantį silpną (bet viršijantį spontaninės sklaidos lygį) tokios pat trukmės ir dažnio užkrečiantį signalą, ne tik padidina suspaustų impulsų energetinį efektyvumą bei lygį, bet ir žymiai (3–4 kartus) padidina suspaustų impulsų atitinkamų parametrų stabilumą (amplitudės ir trukmės), esant tokiam pat dideliam (daugiau nei tris kartus) laikinio tirtėjimo sumažėjimui.

Schema su už kiuvetės patalpintu išoriniu veidrodžiu neleidžia realizuoti visų įmanomų silpno priešpriešinio impulso vėlinimų diapazono. Kita vertus, kai kuriais atvejais stiprinimas gali prasidėti nuo išsklaidytos lazerio kaupinimo spinduliuotės lygio, kai sklaida vyksta nuo vidinės kiuvetės sienelės. Panaši atsitiktinio kilpinio atgalinio ryšio atsiradimo galimybė aprašyta anksčiau darbe [140]. Esant šiam atgaliniam ryšiui įmanoma gauti kur kas trumpesnius ($\bar{\tau}_m^{ES} = 81,5$ ps) suspaustus impulsus (3.1.2 pav., c), kurių maža trukmių sklaida ($\sigma_\tau^{ES} = 1,85$ ps, $\delta_\tau^{ES} = 0,02$). Deja, tokia vidinė sklaida kiuvetėje realizuojasi atsitiktinai ir kol kas nepavyko nustatyti šios sklaidos atsiradimo dėsningumą. Todėl lazerio impulsų padalijimas į kaupinimo ir užkrato impulsus, jų pasiuntimas priešpriešiais ir suklojimas tarpusavyje kiuvetėje leidžia tiesiogiai tirti užkrato impulso spūdos galimybes jiems stiprinantis priešpriešiais sklindančiame fokusuotame kaupinimo impulse. Dėl to, savaime suprantama, būtina nustatyti teisingas pluoštų poliarizacijas ir gerą jų sanklotą.

Detaliai neapardami kitos, kur kas sudėtingesnės schemas, trumpai pateiksime eksperimento, kuriuo tyrėme sustiprintų impulsų trukmių ir energijų priklausomybę nuo stiprinamojo impulso užlaikymo (3.1.5 pav.), rezultatus. Esant nuliniam užlaikymui priešpriešiais sklindančių impulsų momentinės galios maksimumai susitinka kaupinimo impulso sąsmaukoje (elektrostrikinėje terpėje). Tuomet neigiamas užlaikymas parodo, kiek

silpnojo impulso galios maksimumas sąsmauką pereina anksčiau, negu kaupinimo impulso maksimumas. Iš 3.1.5 paveikslo matyti, kad optimalūs yra tie užlaikymai, kurie yra artimi nuliui, t. y. į sąsmauką abu impulsai turi ateiti



3.1.5 pav. Sustiprintų impulsų trukmės ir energijos priklausomybė nuo stiprinamo impulso vėlinimo kaupinimo impulso atžvilgiu.

beveik tuo pačiu metu. Šiuo atveju buvo gauti impulsai, kurių išmatuota minimali vidutinė trukmė $\tau_m^{ES} \approx 66$ ps ir vidutinis kvadratinis nuokrypis $\sigma_\tau^{ES} \approx 4,4$ ps (3.1.2 pav., d). Žinant, kad išmatuota impulsų trukmė yra artima matavimo sistemos rezoliucijai, realią suspaustų impulsų trukmę galima įvertinti kaip $\tau_r^{ES} \approx \sqrt{(\tau_m^{ES})^2 - \tau_{do}^2} \approx 52$ ps. Lempinio stiprintuvo panaudojimas leido gauti didelės energijos lazerio impulsus ir tyrinėti ne tik priklausomybę nuo laikinio vėlinimo, bet ir nuo impulsų energijos. Pateikti rezultatai (3.1.5 pav.) praktiškai gauti esant optimalioms sąlygoms, kai kaupinimo impulsų energija buvo 3,2 mJ, o užkrato impulsų – 0,26 mJ. Matyti, kad šiuo atveju realizuotas energetinis stiprinimo koeficientas $K_w \geq 6$ ir suspaudimo laipsnis $N_\tau^{ES} \geq 18$ esant suspaustų impulsų maksimaliai galiai $P_{\max}^{ES} \sim 30$ MW.

Rezultatų aptarimas. Panašių prieš tai naudotų schemų paieška, atlikta po visų šių eksperimentų parodė, kad panašios schemas naudojamos gana retai. Spinduliuotės fokusavimas per kiuvetę, po kurios ėjo šios spinduliuotės

atspindėjimas nuo veidrodžio, buvo panaudotas darbe [136]. Tačiau ten atspindys buvo naudojamas faktiškai tik kaupinimo impulso pradžioje, kuris sklido paskui atskiroje kiuvetėje standartiniu būdu suspaustą Stokso impulsą, o šis veidrodžiu buvo siunčiamas priešpriešiais kaupinimo impulsui ir kartu stiprinosi kiuvetėje, sąveikaudamas su kaupinimu. Fokusuojantys veidrodžiai už PBS kiuvetės buvo naudojami Kongo ir bendraautorių darbuose (žr. apžvalgas [141, 142]), turint tikslą išsaugoti atspindėtų impulsų laikinę gaubtinę ir kontroliuoti fazę, kurių trukmė ~ 7 ns. Atgalinio ryšio buvimas, atsirandantis arba dėl kaupinimo spinduliuotės sklaidos nuo atspindinčių kiuvetės paviršių [143], arba specialiai sukuriamuose kilpiniuose rezonatoriuose [126], dėl elektrostrikcijos sukelia prie tankio gardelių ir lūžio rodiklio susidarymą, o šie sklaidant kaupinimo spinduliuotę turi didelę įtaką. Reikia pažymėti, kad stimulus atlikti šiuos tyrimus buvo pastebėjimas, jog suspaustų impulsų tam tikrų parametrų stabilumas padidėja tais atvejais, kai fokusuota kaupinimo spinduliuotė atsitiktinai buvo priartinama prie PBS kiuvetės sienelių. Atgalinio ryšio buvimas dėl kaupinimo sukurtos gardelės turi įtakos ir Stokso dažnio spontaninės spinduliuotės sklidimui, ir stiprinimui. Ilgiems (~ 10 ns) siauro spektro kaupinimo impulsams, kai naudojamos standartinės PBS terpės, atspindyje būdingas Stokso poslinkis [126, 143]. Tiriant priešpriešiais sklindančių plokščiųjų bangų, kurių nešantieji dažniai vienodi, nestabilumus terpėse, kurių netiesiškumo mechanizmas elektrostrikcinis, darbe [144] parodyta, kad nestabilumo slenkstis priešpriešinėse bangose labai sumažėja lyginant su Stokso impulso generacija viename kaupinimo pluošte. Šiek tiek viršijus šį slenkstį išeinančių bangų intensyvumai svyruoja Brijueno poslinkio dažniu, o padidinus įeinančių bangų intensyvumus – svyravimo dažnis sumažėja iki $\frac{1}{4}$ Brijueno poslinkio ir mažiau. Ne per seniausioje apžvalgoje [142] teigiama, kad Brego gardelė formuojasi dėl impulsų, kurių trukmė apie 10 ns, silpnos Reilėjaus sklaidos; kartu ši gardelė gali stiprintis dėl kitų netiesiškumo mechanizmų (pvz., dėl dvifotonės sugerties dažikliuose), o tai sukelia pakankamai efektyvią atgalinę kaupinimo

sklaidą be dažnio poslinkio. Tokio pobūdžio sklaida vadinama priverstine Reilėjaus ir Brego sklaida.

Suspausto impulso spektras šiame darbe nebuvo tiriamas, todėl priešpriešiais sklindančio signalo spektro pokyčio jam stiprinantis klausimas lieka atviras, beje, kaip ir apie suspausto impulso spektrą įprastos PBS kompresijos režime. Darbe [126] atlikti skaičiavimai parodė, kad dėl būdingos suspaustų impulsų formos spektro pločio (pusės intensyvumo lygyje) ir trukmės sandauga daug (beveik du kartus) mažesnė negu atitinkama Gauso impulsams. Neseniai darbuose [138] parodyta, kad didinant kaupinimo spinduliuotės intensyvumą suspausto impulso spektras slenka link kaupinimo spektro, dėl to Stokso poslinkis sumažėja. Tuo pat metu darbe [144], remiantis skaitiniu modeliavimu, užduoto kaupinimo lauko artinyje, tvirtinama, kad stiprinant signalą, kurio spektro plotis artimas spontaninės sklaidos linijos pločiui $\Delta\nu_B = 1/(2\pi\tau_B)$, kuri nusakoma hipergarso bangų relaksacijos trukme τ_B , sustiprinto signalo spektro maksimumas pasilenka per Mandelštamo ir Brijueno sklaidos Stokso poslinkį ν_B . Skystojo tetrachlorido CCL_4 atitinkami parametrai pateikti darbe [127]: $\tau_B = 0,6$ ns, $\Delta\nu_B = 265,4$ MHz ($0,0088$ cm^{-1}), $\nu_B = 2,76$ GHz ($0,092$ cm^{-1}). Eksperimentuose buvo naudojami impulsai, kurių gaubtinė artima Gauso, todėl jų spektro pločius galima įvertinti pagal formulę $\Delta\nu_{las} = 2 \ln 2 / (\pi\tau_{las})$. Eksperimentuose naudojamų $\tau_{las} \approx 0,9$ ns trukmės impulsų spektro plotis pusės aukštyje $\Delta\nu_{las} \approx 488,3$ MHz ($0,016$ cm^{-1}) viršija spontaninės sklaidos Lorencio linijos plotį $\Delta\nu_B$. Suspaustų impulsų spektras turėtų būti $\Delta\nu_r^{ES} \approx \ln 2 / (\pi\tau_r^{ES}) \approx 4,2$ GHz – viršyti ne tik spontaninės sklaidos linijos plotį, bet ir Stokso poslinkio dažnį. Taigi, mūsų požiūriu, būtini detalesni suspaustų impulsų spektro pokyčio tyrimai, ypač esant užkratos impulsų spūdos ir stiprinimo režimams.

Taip pat norėtume pasakyti, kad energiją perpumpuoti iš didesnio intensyvumo pluošto į mažesnio intensyvumo pluoštą galima esant skirtingiems terpės netiesiškumo mechanizms. Anksčiau pažymėjome, kad esant šiluminiam netiesiškumo mechanizmui toks energijos perpumpavimas

buvo aprašytas darbe [136], esant elektrostrikciniam mechanizmui – darbuose [133, 135, 137], taip pat šiame darbe. Efektyvus energijos perdavimas iš kaupinimo impulso į kur kas silpnesnį impulsą galimas ir femto–sekundiniame trukmių diapazone esant kombinaciniam (Ramano) netiesiškumo mechanizmui [145], kai kaupinimo pluoštas ir užkrato pluoštas ore susikloja aštriu kampū, ir tada užkrato impulso trukmė sumažėja nuo 52 iki 27 fs, o energija padidėja nuo 6 iki 31 μ J. Nesenai darbe [146] pademonstruota energijos perdavimo galimybė nuo daug ilgesnio (3,5 ps) kaupinimo impulso į beveik priešpriešiais sklindantį to paties dažnio daug trumpesnį (400 fs) užkrato impulsą, kai jie sąveikauja lazerinėje plazmoje, sužadintoje papildomo jonizuojančio ($W_i = 30$ J) moduluoto dažnio 400 ps trukmės impulso; to rezultatas – trumpojo impulso energija siekė 60 mJ esant $K_a = 32$ stiprinimo koeficientui.

Impulsų spūdos perspektyvos. Eksperimentiškai tirtos trumpų signalinių impulsų formos ir trukmės jiems stiprinantis priešpriešiais sklindančio kaupinimo impulso lauke esant tam pačiam nešančiajam dažniui ir trukmei terpėje kai netiesiškumo mechanizmas elektrostrikcinis. Vienas paprasčiausių būdų organizuoti priešpriešinę tokių impulsų sąveiką yra pastatyti plokščiąjį veidrodį už kiuvetės su PBS terpe. Parodyta, kad naudojant Nd:YAG ir kitų kietojo kūno lazerių impulsus, kurių trukmė artima 1 ns, galima efektyvi signalinių impulsų spūda iki trukmių, mažesnių nei 70 ps CCl_4 tipo terpėse, kuriose hipergarso bangų relaksacijos laikas yra artimas sąveikaujančių impulsų trukmei. Žinant, kad naudotos matavimo sistemos atsako laikas yra apie 40 ps, galima teigti, kad reali suspaustų impulsų trukmė yra apie 50 ps. Kadangi stiprinimo procesas vyksta ne nuo savaiminės sklaidos triukšmų lygio, vidinio užkratos impulso spūda galima ir tuomet, kai kaupinimo impulso energija yra mažesnė už slenkstinę PBS energiją. Praktiniams taikymams labai svarbu, kad šiuo atveju daug (keletą kartų) padidėja suspaustų impulsų energinis bei trukmės stabilumas ir sumažėja suspaustų impulsų laikinis tirtėjimas lyginant su PBS spūdos rezultatais, gautais nuo savaiminės sklaidos triukšmų lygio. Be to, suspaustų impulsų

atsiradimo laikas priklauso nuo užkratos impulso uždelsimo laiko ir intensyvumo, dėl to jį galima tolygiai reguliuoti maždaug 200 ps intervale. Esant PBS spūdoms nuo savaiminės sklaidos triukšmų lygio suspausto impulso generacija vyksta esant 350 ps uždelsimui lyginant su atveju, kai atspindintis veidrodis yra pastatytas arčiausiai PBS kiuvetės galo. Todėl optimizuojant užkratos impulso intensyvumą ir uždelsimą galima gerokai padidinti fokusuotų kaupinimo impulsų energijų diapazoną, kuriai esant galimas efektyvus energijos perdavimas suspaustiems, priešpriešiais sklindantiems impulsams, o konkuruojančių efektų, kaip antai PRS, susifokusavimo ir optinio pramušimo, įtaka yra santykinai maža.

Skyriaus rezultatų santrauka. Vienos išilginės modos generavimas minilazeriuose su kokybės moduliacija leido sukurti naują nanosekundinių impulsų spūdos būdą, kai trumpas impulsas terpėje, kurios netiesiškumas elektrostrikcinis, generuojamas ne nuo savaiminės Brijueno sklaidos triukšmų lygio, o nuo fokusuotam kaupinimo impulsui priešpriešiais sklindančios to paties dažnio ir trukmės užkratos. Tai leido, panaudojant šiems tikslams lengvai prieinamą CCl_4 skystį, moduluotos kokybės diodais kaupinamo Nd:YAG lazerio trumpus (~ 1 ns trukmės) impulsus, pasiekiant 50 % energinį efektyvumą, suspausti iki trumpesnių nei 60 ps impulsų, kurių trukmės ir amplitudės stabilumo bei laikinio tirtėjimo parametrai yra 3–4 kartus geresni, o trukmė beveik dvigubai mažesnė nei standartiniu priverstinės Brijueno sklaidos būdu suspaustų Stokso impulsų trukmė.

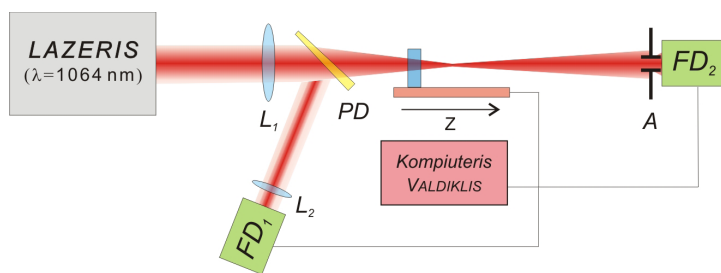
3.2. Lydyto kvarco Z-skenavimo matavimų priklausomybės nuo laikinės impulsų formos tyrimas, panaudojant suspaustus impulsus ir vienos arba kelių išilginių modų minilazerio impulsus [S4, P2, P11]

Z-skenavimo metodas. Charakterizuoti medžiagų netiesinius optinius parametrus yra labai svarbu, žiūrint tiek iš fundamentinės, tiek iš taikomosios pusės. Būtent, buvo dėtos didelės pastangos siekiant nustatyti skirtingų medžiagų netiesinio lūžio rodiklio ir netiesinės sugerties mechanizmus bei dydžius [147–150]. Yra daugybė netiesinio lūžio rodiklio n_2 nustatymo metodų, bet populiariausias jų –Z-skenavimas [147–157], pristatytas maždaug prieš dvidešimt metų (su Z-skenavimo „atradimo“ istorija galima susipažinti darbe [152]). Vėliau daug dėmesio buvo skiriama nustatyti šiuo metodu gaunamų rezultatų tikslumui ir patikimumui, tačiau, vis dėlto pagrindinis dėmesys buvo teikiamas baigtinės apertūros dydžio, bandinio storio, pluošto kokybės koeficiento ir panašių problemų įtakai įvertinti [147–159]. Nors Z-skenavimo eksperimentuose yra naudojami lazeriai, generuojantys skirtingos trukmės ir laikinės formos impulsus, tik originaliame [151], apžvalginuose [147–150, 153, 154] ir keliuose kituose [159, 160] straipsniuose akivaizdžiai nurodoma, kad gauti rezultatai turi būti teisingai suvidurkinti laike, jei eksperimentuose yra naudojami ne stačiakampės formos impulsai. Detali Z-skenavimo teorinių pagrindų analizė, pabrėžiant impulsų laikinės formos įtaką, pateikta darbe [161]. Jame taip pat pateikti Z-skenavimo metodikos interpretavimo ir kiti svarbūs aspektai, kuriems paprastai neskiriama pakankamai dėmesio.

Šiame skyriuje yra pristatomi kvarcinio stiklo netiesinio lūžio rodiklio n_2 matavimo rezultatai, gauti taikant Z-skenavimo metodą ir skirtingos laikinės formos impulsus. Kvarcinio stiklo netiesinio lūžio rodiklio n_2 vertės yra vienos iš mažiausių kietuosiuose kūnuose. Todėl jų vertės, nustatytos taikant skirtingus matavimo metodus [149, 162–165], gerokai skiriasi. Atlikti tyrimai rodo, kad nustatant Z-skenavimo metodu optinio Kero netiesiškumo koeficientus, reikia tvarkingai apdoroti gautus duomenis, nes kitu atveju esant

tai pačiai netiesinei terpei bus gaunamos n_2 vertės, kurios labai skirsis naudojant skirtingos erdvinės ir laikinės formos impulsus.

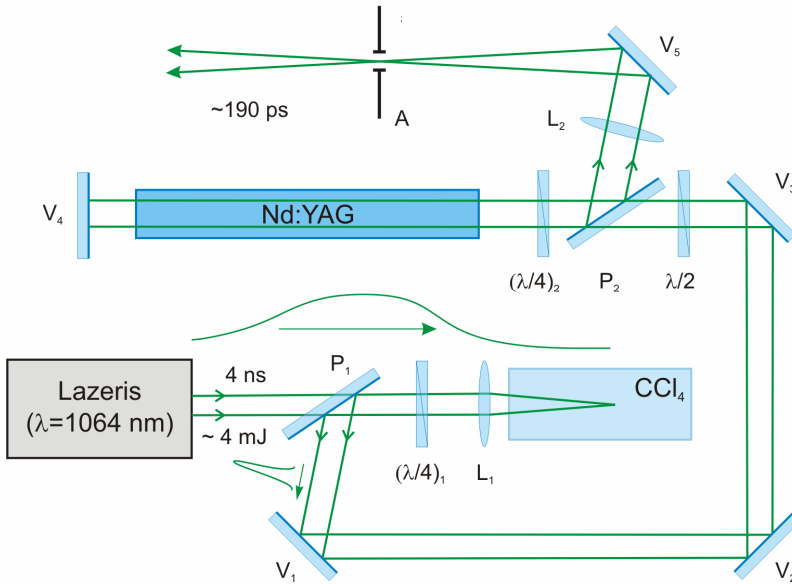
Ekspirimentinė įranga. Šiame eksperimente buvo matuojamas fokusuotos lazerio spinduliuotės, perėjusios per bandinį, energijos pralaidumas per riboto skersmens apertūrą, priklausomai nuo bandinio pozicijos lazerio pluošto sąsmaukos atžvilgiu. Kvarcinio stiklo n_2 matuoti esant skirtingoms impulso laikinėms formoms, buvo naudojama standartinė Z-skenavimo su uždara apertūra schema izotropinėms terpėms (3.2.1 pav.). Tiesiškai poliarizuotas lazerio pluoštas lęšiu (L_1) buvo fokusuojamas į bandinį, kuris padėtas ant judančio stalelio (8MT160-300, Standa), judėjo išilgai z ašies. Pusės bangos ($\lambda/2$) fazinė plokštelė kartu su dielektriniu poliarizatoriumi (P) sudarė vadinamąjį atenuatorių (nepavaizduota), kuriuo keitėme į bandinį krintančios spinduliuotės energiją. Už lęšio (L_1) dalis pluošto buvo atspindima pluošto dalikliu (PD) ir nukreipiama į atraminį fotodiodą (FD_1). Apertūra (A), praleidžianti $\sim 10\%$ lazerio pluošto energijos (be bandinio), buvo centruotai pastatyta tolimame difraguoto pluošto lauke. Perėjusių per apertūrą impulsų energija buvo matuojama fotodiodu (FD_2), pastatytu iškart už apertūros.



3.2.1 pav. Z-skenavimo eksperimento principinė schema: Nd:YAG minilazeris su (arba be) PBS-spaustuviu; $L_{1,2}$ – glaudžiamieji lęšiai; PD – pluošto daliklis; $FD_{1,2}$ – fotodiodai; A – apertūra, kurios pralaidumas $\sim 10\%$.

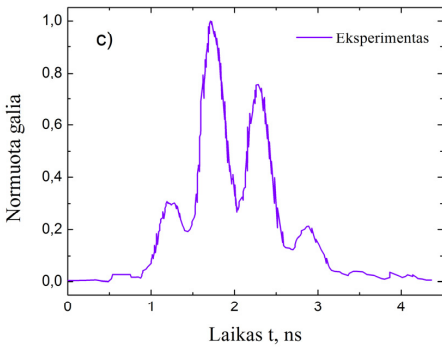
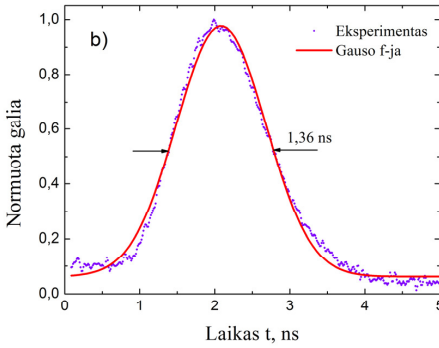
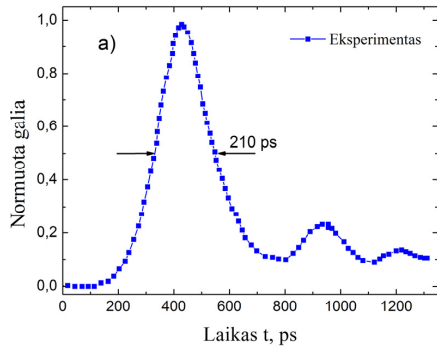
Abu fotodiodai buvo sinchronizuoti su lazeriu. Judantis stalelis ir fotodiodai buvo valdomi kontrolieriu, prijungtu prie personalinio kompiuterio. Todėl eksperimentinių duomenų gavimas ir apdorojimas buvo visiškai automatizuotas, panaudojant grafinę programavimo kalbą LabView

analoginio oscilografo (C7-19, juostos plotis 5 GHz). Standartinė suspaustų impulsų forma pateikta 3.2.4 paveiksle, a.



3.2.3 pav. Lazerinio stendo su PBS-spaustu optinė schema: $P_{1,2}$ – poliarizatoriai; $(\lambda/4)_{1,2}$ – ketvirčio bangos fazinės plokštelės; $L_{1,2}$ – glaudžiamieji lęšiai; V_{1-5} – veidrodžiai; $\lambda/2$ – pusės bangos fazinės plokštelė; A – apertūra.

Turint omenyje ilgą matavimo sistemos atsako laiką $\tau_d \approx 100$ ps, suspaustų impulsų trukmė gali būti įvertinta iš išraiškos $\tau_r = (\tau_m^2 - \tau_d^2)^{1/2} \approx 190$ ps (maksimalaus intensyvumo pusės aukštyje). Suspaustų impulsų energija buvo ~ 2 mJ ir dviejų praėjimų Nd:YAG stiprintuvu galėjo būti sustiprinta iki 16 mJ (3.2.3 pav.). Už stiprintuvo pluoštas buvo valomas erdvinio filtru ir po šios procedūros pluošto erdvinis pasiskirstymas buvo artimas Gauso pasiskirstymui. Su PBS impulsų spaustu atlikti eksperimentai parodė, kad kvarcinio stiklo netiesinio lūžio rodiklio n_2 matavimams, naudojant Z-skenavimo metodiką, pakanka turėti impulsų energiją intervale 0,85–1,3 mJ, kai lazerio spinduliuotė fokusuojama į $\sim 84,5$ μm sąsmauką (3.2.5 pav., a).



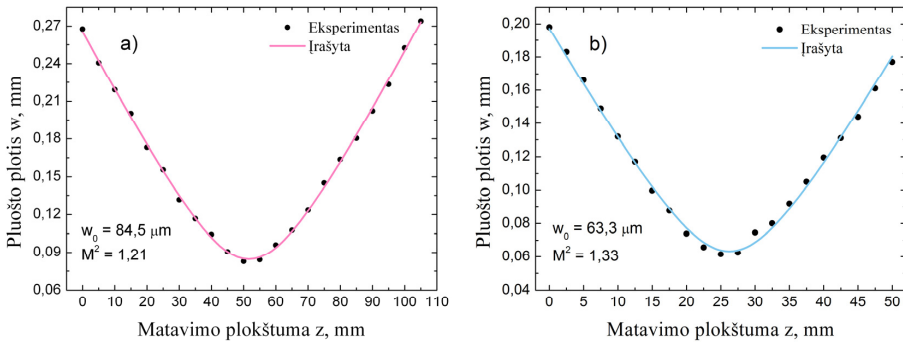
3.2.4 pav. Nd:YAG minilazerio impulso formos, naudotos Z-skenavimo eksperimentuose: a) PBS spaustuvo; b) vienos išilginės modės; c) kelių išilginių modų.

(DET01CFC/M, Thorlabs, laikinė skyra $\tau_d = 100$ ps), kuris buvo prijungtas prie greito plačiajuosčio (juostos plotis 12 GHz) skaitmeninio oscilografo (TDS6124C, Tektronix, laikinė skyra 25 ps). Šiame skyriuje, detalus šio minilazerio aprašymo nepateikiame (jis yra 2.2 skyriuje), tik pažymėsime, kad perjungimas iš impulsų generacijos VIM režimo į KIM režimą (ir atvirkščiai)

Kitame Z-skenavimo eksperimentų etape naudojome impulsus, gautus iš diodais kaupinamo aktyviosios KM Nd:YAG minilazerio ($\lambda = 1064$ nm, pasikartojimo dažnis 25 Hz). Šio lazerio pagrindinis pranašumas yra jo galimybė generuoti ne tik $\tau_p = 1,36$ ns trukmės VIM impulsus (3.2.4 pav., b), bet ir kelių išilginių modų (KIM) impulsus (3.2.4 pav., c). VIM impulsų generavimo atveju maksimali impulsų energija buvo $W_p = 1,7$ mJ. Pluošto skersinis pasiskirstymas taip pat buvo artimas TEM_{00} modai (kontroliuota su CCD kamera ir matuota judančio peilio metodu) ir nei lazerio skersinis pasiskirstymas, nei pluošto plotis w_0 sąsmaukoje faktiškai nekito pereinant nuo impulsų VIM prie KIM (arba atvirkščiai) generacijos veikos režimo.

Šio minilazerio impulsų formos išmatuotos greitai InGaAs fotodiodu

yra atliekamas išjungiant (arba įjungiant) lazerio prieš generacinį (angl. *prelasing*) režimą.



3.2.5 pav. Pluošto pločiai, išmatuoti judančio peilio metodu: a) Nd:YAG lazerio su PBS-paustuvu; b) diodais kaupinamo Nd:YAG minilazerio.

Kai prieš generacinis režimas yra įjungtas ir gerai suderintas, 99 % visų generuojamų impulsų yra VIM. Kai prieš generacinis režimas yra išjungtas, lazeris generuoja šiek tiek didesnės energijos KIM impulsus. Taigi, šis lazeris leido realizuoti Z-skenavimo eksperimentus naudojant VIM ir KIM formos impulsus toje pačioje fokusavimo geometrijoje ir nustatyti, kokie yra matuojamų signalų skirtumai bei kaip tvarkingai iš matavimo rezultatų gauti teisingas koeficiento n_2 vertes.

Gauti rezultatai ir jų aptarimas. Prieš pradėdami aptarti gautus rezultatus, paaiškinsime šiame skyriuje naudojamus žymėjimus ir apibrėžimus. Netiesinėje optikoje saviveikos efektai nagrinėjami jau seniai [147–149, 166, 167]. Todėl toks pat netiesinio lūžio rodiklio n_2 žymėjimas dažnai naudojamas, taikant skirtingus jo apibrėžimus. Šiame skyriuje n_2 žymėjimą naudosime tiesinei poliarizacijai nusakoma išraiška

$$\Delta n(\mathbf{r}, t) = n_2 \langle \tilde{\mathbf{E}}^2(\mathbf{r}, t) \rangle; \quad (3.2.1)$$

čia lūžio rodiklio pokytis $\Delta n(\mathbf{r})$ lokaliai priklauso nuo laike suvidurkinto elektrinio lauko kvadrato $\langle \tilde{\mathbf{E}}^2(\mathbf{r}, t) \rangle$ terpėje. Kadangi medžiagoje optinis intensyvumas yra nusakomas išraiška $I = cn_0 \langle \tilde{\mathbf{E}}^2(\mathbf{r}, t) \rangle / 4\pi$, neatsižvelgiant į

lūžio rodiklio netiesinę korekciją $n(\mathbf{r}) = n_0 + \Delta n(\mathbf{r})$, lūžio rodiklio n pokytis dėl optinio Kero efekto gali būti išreikštas netiesiniu koeficientu n_2 (elektrostatiniais vienetais, angl. *esu*) arba γ_2 (SI sistemos vienetais) šia išraiška

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0 + \frac{n_2}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 = n_0 + \gamma_2 I(\mathbf{r}, t); \quad (3.2.2)$$

čia n_0 – netiesinio lūžio rodiklio tiesinė (pastovioji) dalis, \mathbf{E} – tiesiškai poliarizuoto lazerio pluošto elektrinio lauko kompleksinė amplitudė.

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp[i(k_0 z - \omega t)]; \quad (3.2.3)$$

čia I nusako lazerio pluošto intensyvumą bandinyje, $k_0 = n_0 \omega / c$ – banginio vektoriaus modulis, ω – ciklinis bangos dažnis. Koeficientai n_2 ir γ_2 yra susiję konversijos išraiška $n_2 [\text{esu}] = (cn_0 / 40\pi) \gamma_2 [\text{m}^2/\text{W}]$, joje c šviesos greitis vakuume [167].

Panagrinėti laikinę impulso formos įtaką yra labai svarbu, nes bendru atveju netiesinis lūžio rodiklis yra nusakomas keliais fizikiniais mechanizmais [147–149, 166, 167]. Esant nerezonansinei sąveikai ir impulso trukmei apie 1 ns, pagrindiniai kondensuotų medžiagų (pvz., kvarcinio stiklo) netiesinio lūžio rodiklio mechanizmai yra elektroninis ir branduolinis Kero efektai. Šie mechanizmai yra labai greiti ir jų standartinė atsako trukmė yra atitinkamai apie $\sim 10^{-15}$ s ir $\sim 10^{-13}$ s [147–149]. Todėl impulsams, kurių trukmė ilgesnė nei 1–10 ps, galioja kvazistacionarumo sąlyga. Vibracijų (branduolių) įtaka netiesiniam lūžio koeficientui n_2 yra pakankamai ryški (stikluose 10–20 %) [149]. Elektrostrikcijos efekto įtaka taip pat yra dažnai svarstoma [147, 149]. Remiantis [147] straipsniu, standartinių skaidrių dielektrikų elektrostrikcinio netiesinio lūžio koeficiento vertė yra $n_2^{ES} \sim 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$, t. y. didesnė negu optinio Kero netiesinio lūžio koeficiento vertė ($n_2^K \sim 10^{-22} - 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$). Bet kaip buvo parodyta anksčiau [168] darbe, tiesiškai poliarizuotam Gauso pluoštui veikiant kvarcinį stiklą, pluošto ašyje optinio Kero netiesiškumo įtaka netiesiniam lūžio rodiklio pokyčiui ($\Delta n_{\parallel}^K(\omega) = 11,5 \cdot 10^{-14} E_0^2$) yra eile stipresnė

negu elektrostrikcijos įtaka ($\Delta n_{\parallel}^{ES}(\omega) = 15,8 \cdot 10^{-15} E_0^2$) (čia E_0 yra elektrinio lauko stiprumas impulso smaileje, išreikštas elektrostatiniais vienetais). Taip pat vertėtų žinoti, kad, priešingai negu yra tvirtinama kai kuriose žinomose knygose ir apžvalginiuose straipsniuose [147, 149, 167], lūžio rodiklio elektrostrikcinis pokytis smarkiai priklauso nuo lazerio pluošto poliarizacijos bei intensyvumo pasiskirstymo [168, 169]. Iš labai artutinio vertinimo, pateikto [149] darbe, kyla, kad elektrostrikcinis γ_2^{ES} yra proporcingas nariui p_{11}^2 (p_{ij} yra kietojo kūno elastooptinis koeficientas Voigto žymėjime) ir šio dydžio vertė yra lygi $0,4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Panaudojant [168] darbo rezultatus galima parodyti, kad kitu, intensyvumo pasiskirstymo ribojančiu, atveju jis yra proporcingas nariui p_{12}^2 [169]. Šie Voigto koeficientai kvarciniam stiklui pakankamai akivaizdžiai skiriasi: $p_{11} = 0,12$ ir $p_{12} = 0,27$ [169]. Taigi, stacionariu atveju elektrostrikcijos įtaka netiesiniam lūžio koeficientui tipiškai sudaro apie 10 % nuo optinio Kero efekto [149, 168]. Be to, labai svarbu, kad elektrostrikcinis atsako laikas, kuris yra lygus laikui, per kurį akustinės deformacijos banga terpėje nusklis atstumą, lygų optinio pluošto skersmeniui, mūsų eksperimento sąlygomis yra didesnis negu 10 ns (garso bangos greitis stikle apie 6 km/s). Taigi, elektrostrikcinis atsakas yra labai lėtas ir jo įtaka yra pakankamai maža, lyginant su elektroniniu ir branduoliniu Kero efektu, todėl stipriai negalėjo paveikti mūsų matavimo rezultatų, gautų naudojant trumpus optinius impulsus. Šiluminio ir kitų netiesinių fizikinių mechanizmų atsako laikai yra daug ilgesni, todėl mūsų matavimuose, esant nedideliam impulsų pasikartojimo dažniui, visiškai negalėjo paveikti netiesinio pralaidumo.

Detali procedūros teorinė analizė, kaip reiktų įskaityti laikinę impulsų formą, buvo aprašyta darbe [161]. Tais atvejais, kai netiesinis fazės pokytis yra mažas $|\Delta\Psi_0(t)| \ll 1$ bandiniui esant pluošto sąsmaukos pozicijoje z_0 , Z-skenavimo su uždara apertūra teorinis normuotas pralaidumas gali būti užrašomas taip:

$$T_{th}(z, \langle \Delta\Psi_0(t) \rangle) \cong 1 + \frac{4 \langle \Delta\Psi_0(t) \rangle (z - z_0) / z_R}{(9 + (z - z_0)^2 / z_R^2) (1 + (z - z_0)^2 / z_R^2)}; \quad (3.2.4)$$

čia

$$\langle \Delta\Psi_0(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\Psi_0(t)P(t)dt / \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)dt \quad (3.2.5)$$

yra laike suvidurkintas netiesinis fazės pokytis (su galios funkcijos svoriu) pluošto sąsmaukoje ant ašies.

Kai impulso forma $|f_j(t)|^2$, impulso energija W_L ir pluošto intensyvumas sąsmaukoje I_{0j} gali būti išmatuoti, tada netiesinis lūžio rodiklis gali būti surastas taikant formulę [161]

$$\gamma_2 = \eta_j^{(1)} \frac{\langle \Delta\Psi_{0j}(t) \rangle_{fit}}{kL_{eff}I_{0j}}; \quad (3.2.6)$$

čia $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ yra bangos skaičius vakuume, kai bangos ilgis λ , $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$, L yra bandinio storis. Koeficientas $\eta_j^{(1)}$ nusako laikinės impulso formos įtaką ir gali būti suskaičiuotas naudojant formulę [161]

$$\eta_j^{(1)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |f_j(t')|^2 dt'}{\int_{-\infty}^{\infty} |f_j(t')|^4 dt'}; \quad (3.2.7)$$

čia $|f_j(t')|^2$ yra eksperimentiškai išmatuota impulso laikinė forma. Skaičiuodami koeficiento $\eta_j^{(1)}$ vertę tariame, kad impulso intensyvumo ir galios formos yra identiškos.

Iš (3.2.6) formulės matyti, kad netiesinio lūžio rodikliui γ_2 įvertinti reikia suskaičiuoti ašinį pluošto intensyvumą I_{0j} . Tam, Gauso ir beveik Gauso pluoštams, kurių laikinė impulso forma yra žinoma, galima panaudoti šią formulę:

$$W_L = \frac{\pi w_{0j}^2}{2} I_{0j} \tau_0 \int_{-\infty}^{\infty} |f_j(t')|^2 dt'; \quad (3.2.8)$$

čia pluošto plotis w_{0j} sąsmaukoje yra apibrėžiamas taikant antrųjų momentų metodą [123, 170], o τ_0 yra laiko normavimo vienetas. Bet paprasto pluošto pločio w_{0j} sąsmaukoje matavimo nepakanka, nes pralaidumas, nusakomas (3.2.4) formule, priklauso nuo Reilėjaus ilgio z_R . Todėl, pagal antrųjų momentų metodą, turi būti atliktas nepriklausomas z_R dydžio matavimas [123,

170]. Kaip buvo rašyta darbe [123], negalima naudoti alternatyvių sklidimo koeficientų, kurie matuojami keičiamos apertūros, judančio peilio ar plyšio metodais, nes jie nėra sklidimo invariantai. Tačiau galima parodyti (žr. 2.3 sk.), kad, tam tikru būdu apdorojus judančio peilio metodu gautus duomenis, galima gauti tikrąjį invariantą – pluošto sklidimo faktorių M_σ^2 ne tik stigmatiniams [123], bet ir bendrojo astigmatizmo pluoštams. Šis matavimo duomenų apdorojimo algoritmas buvo specialiai pritaikytas pluošto sklidimo koeficientų matavimams judančio peilio metodu (2.3 sk.) ir pluoštų, gautų iš PBS spaustuvo (3.2.4 pav., a) ir Nd:YAG minilazerio (3.2.4 pav., b), parametrams nustatyti. Ši procedūra leido nustatyti reikalingus pluošto pločius sąsmaukose ir atitinkamus pluošto sklidimo invariantus, pateiktus 3.2.5 paveiksle.

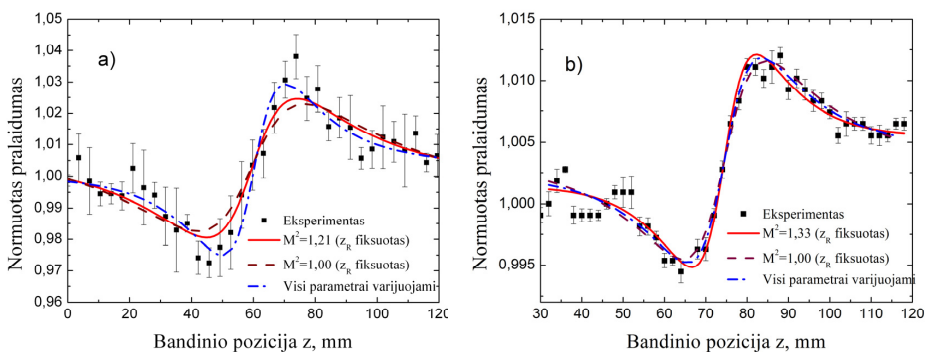
Iš (3.2.6) formulės kyla, kad pagrindinis parametras, reikalingas skaitinei γ_2 vertei nustatyti, yra laike suvidurkintas netiesinis pluošto fazės pokytis ant ašies pluošto sąsmaukoje $\langle \Delta\Psi_0(t) \rangle$, kuris Z-skenavimo metodikoje yra gaunamas įrašius normuoto pralaidumo (3.2.4) formulę į išmatuotas pralaidumo vertes. Ši įrašymo procedūra nėra detalai aprašyta ne viename straipsnyje, skirtame įvairių medžiagų netiesinio lūžio koeficiento matavimams Z-skenavimo metodu. Bet kaip bus parodyta toliau, šiame darbe gautos vertės labai priklauso nuo naudotos įrašymo procedūros. Reikia atkreipti dėmesį, kad (3.2.4) formulė yra teisinga tik idealiu atveju, kai Z-skenavimas ir išmatuoto pralaidumo normavimas yra atliekami idealiai. Tačiau, vykstant eksperimentui, bandinio skenavimo išilgai pluošto metu, yra labai sunku išvengti pluošto nunešimo efekto (kai centrinė pluošto dalis nebesutampa su apertūros centru). Todėl parametrą priderinti prie išmatuotų verčių naudojame šią išraišką

$$T_{\text{exp}}(z, \langle \Delta\Psi_0(t) \rangle) \cong 1 + \frac{4\langle \Delta\Psi_0(t) \rangle (z - z_0) / z_R}{\left(9 + (z - z_0)^2 / z_R^2\right) \left(1 + (z - z_0)^2 / z_R^2\right)} + \Delta T - a(z - z_0); \quad (3.2.9)$$

čia ΔT narys pakoreguoja normavimo netikslumą, o narys $a(z - z_0)$ įskaito nunešimo efektą.

Pirmiausia aptarsime Z-skenavimo matavimo rezultatus (3.2.6 pav., a), gautus naudojant impulsus iš PBS-spaustuvo (3.2.4 pav., a). Šiai impulso

formai pagal (3.2.7) formulę apskaičiuota koeficiento $\eta_{SBS}^{(1)}$ vertė yra 1,9. Eksperimento metu impulsų energija buvo $W_{SBS} = 0,85$ mJ ir atitinkamas pluošto intensyvumas sąsmaukoje, įvertintas naudojant (3.2.8) formulę, buvo $I_{0SBS} = 22,8$ GW/cm². Norint surasti fazės pokytį $\langle \Delta\Psi_{0j}(t) \rangle$ ir tada, naudojantis (3.2.6) formule, $-\gamma_2$, reikia teisingai priderinti (3.2.9) formulės parametrus prie gautų eksperimento rezultatų. Būtina atkreipti dėmesį, kad šią procedūrą galima atlikti skirtingais būdais. Pirmiausiai, galima naudoti z_R parametro vertę, nustatytą atliekant nepriklausomą pluošto sklidimo koeficiento $M^2 = 1,21$ parametro matavimą (3.2.5 pav., a).



3.2.6 pav. Z-skenavimo normuoto pralaidumo priklausomybė nuo bandinio pozicijos, naudojant skirtingus impulsus: a) PBS-spaustuvo impulsus; b) vienos išilginės modos impulsus.

Kita galimybė yra tarti, kad lazerio pluoštas faktiškai turi Gauso skersinį intensyvumo pasiskirstymą ir todėl galima fiksuoti $M^2 = 1,00$ ir skaičiavimuose naudoti atitinkamą parametro z_R vertę. Ir trečia galimybė – atliekant įrašymą keisti visus parametrus, įskaitant ir z_R vertę. Kaip keičiasi atitinkamų parametrų vertės, atliekant skirtingas įrašymo procedūras (3.2.6 pav., a), galima pamatyti iš 3.2.1 lentelės.

Tokios pat duomenų apdorojimo procedūros taikytos ir kai buvo naudojami Nd:YAG minilazerio (3.2.4 pav., b) $W_L = 0,80$ mJ energijos VIM impulsai. Įrašymo rezultatai pateikti 3.2.2 lentelėje. Iš pateiktų lentelių matyti,

3.2.1 lentelė. Atitinkamų parametrų vertės, gautos atliekant skirtingas įrašymo procedūras, PBS-spaustuvo impulsų panaudojimo atveju.

| | $M^2 = 1,21$ | $M^2 = 1$ | Visi parametrai varijuojami |
|------------------------------------|---|---|---|
| z_0 | $59,52 \pm 1,34$ (mm) | $59,32 \pm 1,78$ (mm) | $60,17 \pm 0,75$ (mm) |
| z_R | 17,41 (mm) (fiksuota) | 21,07 (mm) (fiksuota) | $11,90 \pm 1,12$ (mm) |
| a | $(4,01 \pm 1,89) \times 10^{-5}$ | $(7,47 \pm 2,43) \times 10^{-5}$ | $(-1,34 \pm 1,77) \times 10^{-5}$ |
| ΔT | $(2,6 \pm 0,77) \times 10^{-3}$ | $(2,7 \pm 0,92) \times 10^{-3}$ | $(2,1 \pm 0,62) \times 10^{-3}$ |
| $\langle \Delta \Psi_0(t) \rangle$ | $(1,11 \pm 0,08) \times 10^{-1}$ | $(1,06 \pm 0,09) \times 10^{-1}$ | $(1,33 \pm 0,11) \times 10^{-1}$ |
| γ_2 | $2,78 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $2,65 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $3,33 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) |
| n_2 | $0,96 \times 10^{-13}$ (esu) | $0,92 \times 10^{-13}$ (esu) | $1,15 \times 10^{-13}$ (esu) |

kad γ_2 vertės, gautos naudojant nepriklausomo matavimo z_R vertę, aiškiai skiriasi nuo γ_2 verčių, gautų taikant kitus įrašymo metodus. Nors visos gautos γ_2 vertės dera su žinomomis iš literatūros [149, 162–165] kvarciniam stiklui naudojamomis vertėmis, logiškiausia manyti, kad tinkamesnė γ_2 vertė yra ta, kuri gauta naudojant nepriklausomo matavimo z_R vertę. Taip pat pažymėtina, kad ašinio intensyvumo skaičiavimuose buvo naudojama išmatuota impulso laikinė forma, kurios impulso trukmė $\tau_m = 210$ ps (3.2.4 pav., a). Realus impulso trukmė (kaip buvo minėta anksčiau) yra daug mažesnė ($\tau_r = 190$ ps), todėl realus pluošto ašinis intensyvumas yra didesnis. Taigi, γ_2 vertė gali būti įvertinta tiksliau, naudojant apytikslę formulę $\gamma_2^* \approx \gamma_2 \tau_r / \tau_m \approx 2,52 \times 10^{-16}$ (cm²W⁻¹). Matome, kad gautų verčių suderinamumas, atlikus du nepriklausomus matavimus skirtingais lazeriais, yra labai geras. Taip pat pažymėtina, kad z_R vertė, gauta iš Z-skenavimo duomenų, kai visi parametrai pralaidumo formulėje (3.2.9) buvo laisvai varijuojami, smarkiai skiriasi nuo tiesiogiai išmatuotos vertės. Todėl z_R dydžio netiesioginis matavimo metodas, taikant Z-skenavimo metodiką, pasiūlytas darbe [171], gali būti naudojamas tik tada, jei tiksliai žinoma, kad lazerio pluoštas tikrai turi Gauso skersinę struktūrą.

3.2.2 lentelė. Atitinkamų parametrų vertės, gautos atliekant skirtingas įrašymo procedūras, vienos išilginės modos impulsų panaudojimo atveju.

| | $M^2 = 1,33$ | $M^2 = 1$ | Visi parametrai variujami |
|--|---|---|---|
| z_0 | $74,43 \pm 0,32$ (mm) | $74,54 \pm 0,38$ (mm) | $74,50 \pm 0,34$ (mm) |
| z_R | 8,89 (mm) (fiksuoja) | 11,83 (mm) (fiksuoja) | $10,35 \pm 0,76$ (mm) |
| a | $(-2,94 \pm 0,7) \times 10^{-5}$ | $(3,95 \pm 0,78) \times 10^{-5}$ | $(-1,28 \pm 1,12) \times 10^{-5}$ |
| ΔT | $(3,50 \pm 0,17) \times 10^{-3}$ | $(3,50 \pm 0,17) \times 10^{-3}$ | $(3,50 \pm 0,17) \times 10^{-3}$ |
| $\langle \Delta \Psi_0(t) \rangle_{fit}$ | $(4,14 \pm 0,20) \times 10^{-2}$ | $(3,98 \pm 0,19) \times 10^{-2}$ | $(4,04 \pm 0,19) \times 10^{-2}$ |
| γ_2 | $2,55 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $2,45 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $2,49 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) |
| n_2 | $0,88 \times 10^{-13}$ (esu) | $0,85 \times 10^{-13}$ (esu) | $0,86 \times 10^{-13}$ (esu) |

Reikia pabrėžti, kad yra labai svarbu įskaityti lazerio impulsų realią laikinę formą. Tai iliustruoja atvejis, kai Z-skenavimo eksperimentuose buvo naudojami VIM impulsai. Iš 3.2.4 paveiklo, b, matyti, kad lazerio generuojamų impulsų forma yra labai artima Gauso formai. Todėl atrodytų, kad pakanka naudoti atitinkamas $\eta_G^{(i)} = \sqrt{2}$ ir $I_{0G} = 4\sqrt{\ln 2}W_L / \sqrt{\pi^3} \tau_G w_{0G}^2 = 8,78$ GW/cm² vertes. Tačiau paprasti skaičiavimai, atlikti gaunant 3.2.2 lentelėje pateiktus rezultatus, rodo, kad $\eta_{SLM}^{(i)} = 1,56$ ir $I_{0SLM} = 7,53$ GW/cm². Todėl VIM impulso profilio aproksimacija Gauso profiliu lemtų, kad γ_2 vertė būtų lygi $1,97 \times 10^{-16}$ cm²W⁻¹, t. y. 1,29 karto mažesnė už vertę, gautą taikant anksčiau aprašytą procedūrą.

Komplikuotesnė situacija buvo, kai eksperimentuose buvo naudojami KIM impulsai. Šiuo atveju dėl rezonatoriuje visų egzistuojančių išilginių modų interferencijos generuojamų impulsų laikinė struktūra yra komplikauta (3.2.4 pav., c). Pažymėtina, jog kiekvieno generuojamo impulso laikinė struktūra visada yra šiek tiek pakitusi, todėl 3.2.4 pav., c, pateikta tipinė tokių impulsų forma. Eksperimentai rodo, kad visi KIM impulsai turi vienodą energiją W_L ir erdvinį profilį, todėl vidutinis pluošto plotis sąsmaukoje ($\overline{w_0^2} \approx w_{0,j}^2$) ir Reilėjaus ilgis z_R faktiškai yra tokie pat, kaip ir VIM impulsų. Matyt, patikima yra daryti prielaidą, kad šiuo atveju netiesinis lūžio rodiklis

gali būti surastas, taikant tvarkingai suvidurkintą prieš tai naudotą formulę (3.2.6):

$$\bar{\gamma}_2 = \bar{\eta} \frac{\langle \Delta\Psi_{0j}(t) \rangle_{fit}}{kL_{eff}\bar{I}_0}; \quad (3.2.10)$$

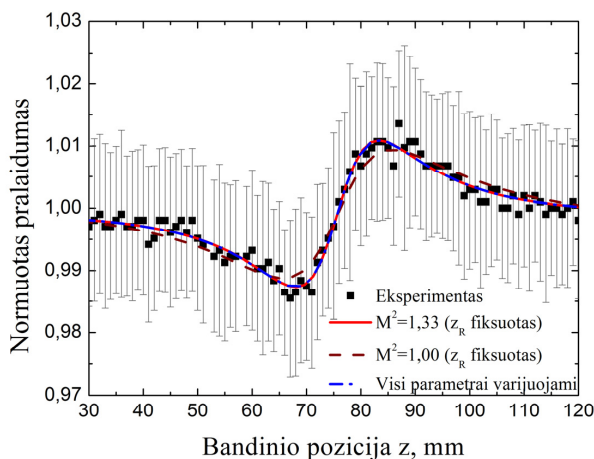
čia $\langle \Delta\Psi_{0j}(t) \rangle_{fit}$ yra nustatomas iš įrašymo procedūros, $\bar{I}_0 = 2W_L / (\pi w_0^2 \tau_0)$ yra atraminis intensyvumas ir

$$\bar{\eta} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[\int_{-\infty}^{\infty} |f_j(t')|^2 dt' \right]^2 / \int_{-\infty}^{\infty} |f_j(t')|^4 dt' \quad (3.2.11)$$

yra KIM impulsų naujas suvidurkintas formos faktorius. Besąlygiškai tariama, kad, kaskart vidurkinimui naudojant pakankamai daug impulsų, šis formos faktorius nepakis. Tačiau tam reikėtų apdoroti nemažai (galbūt apie 50) impulsų formų, nes apdorodami kelias labai skirtingas impulsų formas gavome, kad impulso formos faktorius gali kisti nuo 1,9 iki 2,8. Tačiau Z-skenavimo rezultatams vertinti šių formos faktorių naudoti negalėjome, nes jos gautos esant šiek tiek kitokiai lazerio veikai. Panašu, kad toks duomenų apdorojimas buvo atliekamas darbe [160], nors apie tai detalai neparašyta. Darbe [160] buvo naudojami 7 ns ir 20 ns trukmės KIM impulsai ir gautos atitinkamai didelės γ_2 vertės, kai bangos ilgis 1064 nm, t. y. $\gamma_2 = (3,9 \pm 0,5) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}^{-1}$ ir $\gamma_2 = (4,9 \pm 0,6) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}^{-1}$. Tokia didelė gautų rezultatų priklausomybė nuo impulsų trukmės buvo aiškinama elektrostrikcijos įtaka. Tačiau, kaip buvo sakyta prieš tai, mūsų nuomone, tai neatitinka tikrovei. Vadinasi, turi būti kita priežastis, paaiškinanti tokį didelį gautų γ_2 verčių skirtumą nuo žinomų kvarcinio stiklo verčių. Manome, kad KIM impulsų naudojimas Z-skenavimo eksperimentams yra ne geriausias pasirinkimas todėl, kad matavimo ir duomenų apdorojimo procedūros yra labai varginančios ir negali garantuoti teisingo rezultato.

Taigi, čia pristatome rezultatus, gautus naudojant KIM impulsus tik iliustraciniais tikslais. Mes nenaudojome visos tos anksčiau aprašytos gautų duomenų apdorojimo procedūros KIM impulsų atveju. Padarėme prielaidą, kad mūsų atveju didžioji dalis generuojamų impulsų turi laikinę formą, artimą

pavaizduotai 3.2.4 paveiksle, c. Taip pat tarėme, kad vidutinės vertės faktiškai yra tokios pat kaip ir šio tipinio impulso. Naudodamiesi prieš tai aprašyta metodika suskaičiavome koeficientą $\overline{\eta_{MLM}^{(i)}} \approx 1,9$. Z-skenavimo duomenims apdoroti, kai buvo naudoti Nd:YAG lazerio $W_L = 0,68$ mJ energijos KIM impulsai, taikėme prieš tai aprašytą metodiką (3.2.7 pav.). Gauti rezultatai pateikti 3.2.3 lentelėje. Pirma, iš 3.2.7 paveikslu matyti, kad matavimų paklaidos buvo daug didesnės nei naudojant VIM impulsus (3.2.6 pav., b).



3.2.7 pav. Z-skenavimo normuoto pralaidumo priklausomybė nuo bandinio pozicijos, naudojant kelis išilginių modų impulsus.

Antra, iš 3.2.7 paveikslu matyti, kad užregistruotas fazės pokytis $\langle \Delta \Psi_0(t) \rangle_{fit}$ yra 1,4 karto didesnis. Tai reiškia, kad pluošto ašinis intensyvumas ir KIM impulsų indukuotas pralaidumas taip pat yra didesni, nors impulsų energija buvo mažesnė. Iš 3.2.1–3.2.3 lentelių matyti, kad, naudodami skirtingų formų impulsus, gavome pakankamai gerą γ_2 verčių suderinamumą. Taigi, faktiškai tokios pačios kvarcinio stiklo netiesinio koeficiento γ_2 vertės gaunamos tik tuomet, kai Z-skenavimo eksperimentuose impulsų laikinės formos yra teisingai įskaitomos.

3.2.3 lentelė. Atitinkamų parametrų vertės, gautos atliekant skirtingas įrašymo procedūras, kelių išilginių modų impulsų panaudojimo atveju.

| | $M^2 = 1,33$ | $M^2 = 1$ | Visi parametrai varijuojami |
|--|---|---|---|
| z_0 | $75,67 \pm 0,19$ (mm) | $74,54 \pm 0,38$ (mm) | $74,67 \pm 0,19$ (mm) |
| z_R | 8,89 (mm) (fiksiuota) | 11,83 (mm) (fiksiuota) | $8,91 \pm 0,29$ (mm) |
| a | $(5,53 \pm 2,64) \times 10^{-6}$ | $(1,92 \pm 3,43) \times 10^{-6}$ | $(5,61 \pm 3,00) \times 10^{-6}$ |
| ΔT | $(0,00 \pm 1,11) \times 10^{-4}$ | $(0,00 \pm 1,38) \times 10^{-4}$ | $(0,00 \pm 1,12) \times 10^{-4}$ |
| $\langle \Delta \Psi_0(t) \rangle_{fit}$ | $(5,81 \pm 0,14) \times 10^{-2}$ | $(5,16 \pm 0,15) \times 10^{-2}$ | $(5,80 \pm 0,15) \times 10^{-2}$ |
| γ_2 | $2,59 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $2,30 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) | $2,58 \times 10^{-16}$ (cm ² W ⁻¹) |
| n_2 | $0,90 \times 10^{-13}$ (esu) | $0,80 \times 10^{-13}$ (esu) | $0,89 \times 10^{-13}$ (esu) |

Skyriaus rezultatų santrauka. Parodyta, kad kvarcinio stiklo netiesinio lūžio rodiklio koeficientas (vienas iš mažiausių kondensuotoms terpėms) gali būti sėkmingai išmatuotas naudojant Nd:YAG minilazerio trumpus skirtingų laikinių formų impulsus, kurių trukmė apie 1 ns ir energija mažesnė negu 1 mJ. Labai geras išmatuotų verčių suderinamumas gaunamas tik tuomet, jeigu apdorojant Z-skenavimo eksperimentinius duomenis yra deramai (per atitinkamus iš eksperimentinių duomenų apskaičiuojamus koeficientus) įskaitomos priverstinės Brijueno sklaidos metu suspaustų ir vienos bei kelių išilginių modų generuojamų impulsų laikinės formos bei naudojamų pluoštų erdviniai parametrai.

3.3. Subnanosekundinių Nd:YAG lazerių panaudojimas dirbtinai užterštam popieriui valyti ir lazeriu indukuotai pažeidos spektroskopijai [S1, S5, P4, P5, P6]

Lazerinis popieriaus valymas. Lazeris savaime yra pakankamai universalus įrankis, kuriuo galima tirti, restauruoti ir konservuoti kultūrinį palikimą [172, 173]. Meno kūriniai iš įvairių medžiagų jau yra restauruojami ir konservuojami lazeriu, nes esama keletu medžiagos apdirbimo būdų, kuriuos galima pritaikyti įvairiems meno kūrinių konservavimo ir restauravimo darbams. Ateityje numatoma dar plačiau taikyti skirtingus lazerius restauruojant meno kūrinius ir istorinį palikimą iš įvairesnių medžiagų. Šiame disertacinio darbo skyriuje pateikti rezultatai buvo gauti vykdant Europos tyrimų, plėtros ir bendradarbiavimo programos „Eureka“ projektą E! 3483 EULASNET LASCAN „Pažangus senų paveikslų, popieriaus, pergamentų ir metalinių objektų lazerinis atnaujinimas (2006.01.01 – 2007.12.15).“.

Restauruoti paveikslą lazeriu yra labai sudėtinga, nes paveikslo viršutinis sluoksnis gali nykti ir tamsėti dėl ilgo buvimo patalpoje, kurioje yra dūmų, suodžių, dulkių ir pan. Valyti paveikslo paviršių yra viena sudėtingiausių restauravimo procedūrų, nes jo viršutinis sluoksnis yra labai plonas ir negrįžtamai panaikinamas. 1994 metais C. Fotakis pirmą kartą pademonstravo viršutinio paveikslo sluoksnio valymą lazeriu [173]. Spalvų kitimo valymo metu problema paskatino kurti specialias automatines lazerines sistemas, kurios gali tiesiogiai kontroliuoti valymo lygį taikant LIPS (angl. *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* – lazeriu indukuotos pažeidos spektroskopija) metodą [174–176]. Senų popierių ar rankraščių rudavimas yra labai rimta problema, nes rudos dėmės gali plisti į kitus puslapius, taip darydamos neatitaisomą žalą. Taigi, popieriaus rudavimas gali plisti visu popieriaus plotu, taip nuvertindamas rankraščius ir naikindamas unikalią žmonijos istoriją. Restauratoriai sukaupe nemažą patirtį restauruodami ir saugodami popierių, t. y. dokumentus, nuotraukas, pašto ženklus ir kt. [177, 178]. Tai yra labai svarbu kuriant lazerines darbo stotis, skirtas popieriniams daiktams restauruoti, kurios yra alternatyva tradiciniams metodams, nes

dirbant su jomis sugaištama mažiau laiko, taip pat jos yra saugesnės už įprastus metodus ir leidžia naudotis naujomis lazerinėmis galimybėmis, restauruojant ir konservuojant popieriaus gaminius. Kaip bus pademonstruota toliau, mūsų sukurti LD kaupinami moduluotos kokybės kietojo kūno minilazeriai gerai tinka tokiems darbams. Senų paveikslų ir senovinių knygų lazerinio valymo priemonių, paremtų kietakūniais lazeriais, plėtra yra labai svarbi restauratoriams ir užima nemažą restauravimo rinkos dalį. Laukiamos tobulinamų lazerinių sistemų, taip pat „know-how“ žinių, susijusių su kuriamomis valymo procedūromis, kainos, tikėtina, bus konkurencingos, palyginus su egzistuojančios rinkos pasiūla.

Popierius pasižymi sudėtinga tinkline mikrostruktūra, kuri lemia tam tikras jo fizikines savybes [179]. Šiuolaikinėje popieriaus gamyboje kaip žaliava daugiausia naudojama spygliuočių mediena. Medienos smulkusis struktūrinis elementas yra maždaug 2 mm ilgio ir 0,03 mm (eglė) arba 0,05 mm (pušis) pločio skaidula. Savo ruožtu, skaidulas sudaro pluoštelis maždaug 0,0001 mm skersmens mikroskaidulų, kurias sudaro celiuliozės $(C_6H_{10}O_5)_n$ polimerinės makromolekulės, kurių polimerizacijos laipsnis n siekia 10 000. Sudarydamos mikroskaidulas, makromolekulės tarpusavyje jungiasi vandeniliniaisiais ryšiais.

Gaminant popierių mediena pradžioje sumalama, paskui karštame vandenyje skaidulos atskiriamos mechaniškai, jeigu naudojamas „mechaninės pulpos“ procesas, arba verdant cheminiame tirpale, jeigu naudojamas „cheminės pulpos“ procesas. Atskiriant skaidulas jų tūrinė dalis pulpoje sudaro apie 0,01 %. Atskyrus skaidulas pulpa filtruojama, kad skaidulų tūrinė dalis padidėtų iki 20 %. Gauta suspensija pilama ant metalinio tinklelio, per kurį nuteka didesnioji sudarančio skysčio dalis. Likęs vanduo šalinamas slegiant tarp besisukančių volų ir garinimo būdu – gautas lakštas leidžiamas tarp karštų cilindrų. Po išsunkimo ir džiovinimo skaidulos sudaro planarinę-tinklinę struktūrą. Stochastinis pulpos maišymo ir skysčio drenažo pobūdis sąlygoja atsitiktinę skaidulų padėtį ir orientaciją ant metalinio tinklelio. Dėl dar nepakankamai ištirtų priežasčių skaidulos agreguojasi į klasterius.

Slegiant išsunktos pulpos lakštus tarp cilindrų, skaidulos susiploja ir sulimpa tarpusavio sąlyčio vietose. Paprasto „office“ tipo popieriaus 0,1 mm storįje gali tilpti daugiau kaip 3 ($\sim < 10$) skaidulos, o, skaidulos ilgis 20 kartų viršija popieriaus storį. Dėl tokių dimensinių struktūrinių santykių apie pusę visų skaidulų gali išeiti į apatinį ar viršutinį popieriaus paviršių. Taigi popieriaus tinklinė struktūra užima tarpinę padėtį tarp 2D ir 3D struktūrų.

Popieriaus charakteristikos gerinamos mineraliniais priedais (kreida, talku, rutilu), kuriais popierius dengiamas iš abiejų pusių. Mineraliniai priedai yra smulkiadispersiai, jie užpildo tarpus tarp skaidulų, sumažina popieriaus poringumą, pagerina optines ir spaustuvines savybes. Dengto popieriaus poros sumažėja ligi $< 1 \mu\text{m}$. Mineralines daleles popieriuje fiksuoja lateksas. Popierius sensta. Normaliomis sąlygomis jame vyksta lėti, metų laiko skalės, pokyčiai. Cheminiams pokyčiams tirti taikomi pagreitinto sendinimo būdai – popierius laikomas padidintos temperatūros (iki 150°C) ir padidintos vandens garų koncentracijos aplinkoje. Fiksuojant pagreitinto sendinimo sukeltus cheminius pokyčius realiaame laike *in-situ*, taikomi infraraudonosios spektrinės analizės metodai [180, 181]. Vienas jų – Furjė transformacijos infraraudonosios spektroskopijos (FTIR) metodas [182]. FTIR – tai metodas, taikomas organinių ir neorganinių kietųjų kūnų, skysčių ar dujų molekulių kiekybinėms ir kokybinėms savybėms infraraudonojoje spektro srityje tirti. Tai greitas ir palyginti nebrangus kietųjų kūnų, kurie gali būti kristalinės, mikrokristalinės, amorfinės ar plono sluoksnio struktūros, analizavimo metodas. Bandinio dydis gali būti mikronų dydžio, o patį bandinį paruošti yra palyginti nesudėtinga. Kitas šio metodo pranašumas yra tas, kad juo galima gauti informaciją apie organines medžiagas sudarančių elementų buvimą neorganinėse medžiagose.

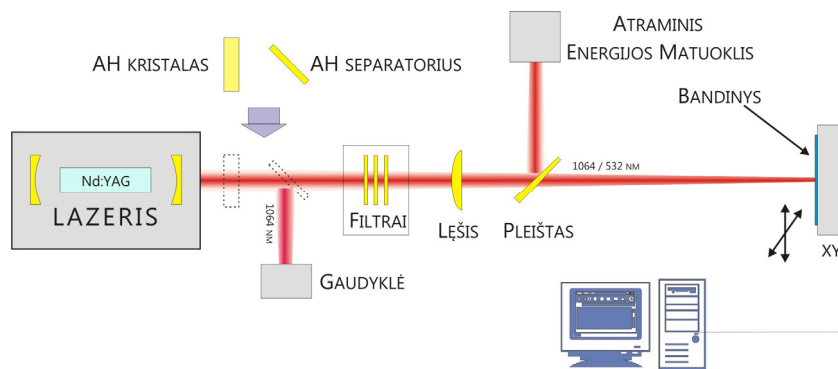
Istorinių popierinių dokumentų išsaugojimas ir valymas dėl tam tikros subtilios medžiagų sudėties kelia didelį susirūpinimą restauruotojams. Pastaruoju metu popieriaus paviršiui valyti naudojami įvairūs mechaniniai metodai ir priemonės, kaip antai trintukai, skalpeliai, cheminės priemonės panaudojant vandenį ir įvairius tirpiklius. Tačiau, atliekant anksčiau išvardytas

procedūras, dažnai atsiranda medžiagos struktūrinių pakitimų, cheminės sudėties pakitimų, bei paviršiaus pažeidimų. Ne per seniausiai istorinams dokumentams valyti ir restauruoti kaip priemonė buvo pasiūlyta lazerinė spinduliuotė. Ši technologija leidžia išvengti anksčiau išvardytų problemų, kurių atsiranda taikant standartines metodikas popieriaus paviršiuje esančioms priemaišoms šalinti. Be to, lazerinė spinduliuotė užtikrina bekontaktį valymą, lokalizuotą poveikį medžiagai ir kompiuterizuotą viso proceso valdymą [183].

Žinoma, kad nors lazerio spinduliuotės fizikinis poveikis celiuliozės struktūrai ir nėra aptinkamas iš karto po valymo, jis gali atsirasti praėjus tam tikram laikui dėl popieriaus senėjimo. Šiuos nuo laiko priklausomus pakitimus sunku įvertinti plika akimi. Tačiau jie gali būti efektyviai tiriami atliekant dirbtinį sendinimą ir absoliučios spalvos matavimus kartu. Tai buvo patvirtinta atlikus keletą spektrokolorimetrinių tyrimų, kurie padėjo geriau suprasti vykstančius cheminius ir struktūrinius procesus. Lazerinė spinduliuotė, naudojama popieriui valyti abliacijos būdu, gali sukelti celiuliozės struktūrai įvairių efektų, priklausančių nuo šviesos ir medžiagos sąveikos parametrų, kaip antai bangos ilgis, energijos dozė, impulso trukmė. Yra du šviesos su medžiaga sąveikos tipai. Jie priklauso nuo bangos ilgio ir popieriaus sudėties: UV spinduliuotės sukelta fotocheminė reakcija, dėl kurios vyksta fotooksidacija, ir IR spinduliuotės sukelta termocheminė reakcija, kuri atsakinga už celiuliozės termoskaidymąsi ir kaitinimą. Abiem atvejais vyksta celiuliozės ryšio suardymas. Tiek fotooksidacija, tiek termocheminės reakcijos lemia panašius procesus, o šie – natūralų senėjimą. Oksidacijos ir fotooksidacijos reakcijos lemia celiuliozės pigmento ryšius ir celiuliozės chromoforus, kurie atsakingi už popieriaus pageltimą, vykstant popieriaus senėjimui. Celiuliozės chromoforų atsiranda iš hidroksilo, aldehido ir ketono grupių. Vykstant natūraliam senėjimui, apie anglies hidroksilo grupės 2–3 atomus atsiranda aldehido grupių, o tai daugiausia ir lemia spalvos pakitimą.

Eksperimentuose buvo naudojamas subnanosekundinis (~ 150 ps), moduluotos kokybės Nd:YAG lazeris, kuris generuoja pluoštą, artimą TEM₀₀ modai. Eksperimentai buvo atlikti naudojant Nd:YAG lazerio fundamentinę

spinduliuotę ($\lambda = 1064$ nm) ir jos antrąją harmoniką ($\lambda = 532$ nm). Abiem atvejais glaudžiamuoju lęšiu buvo formuojama pluošto sąsmauka. Siekiant išvengti bandinio pažeidimų, jis buvo statomas prieš pluošto sąsmauką. Į bandinį krintanti energija buvo matuojama energijos matuokliu (*SOLO PE, Gentec-EO*) ir prie jo prijungtu fotodiodu (*UP12E-10S-H5-DO, Gentec-EO*), o energijai mažinti buvo naudojami neutralūs optiniai filtrai (F) (3.3.1 pav.).

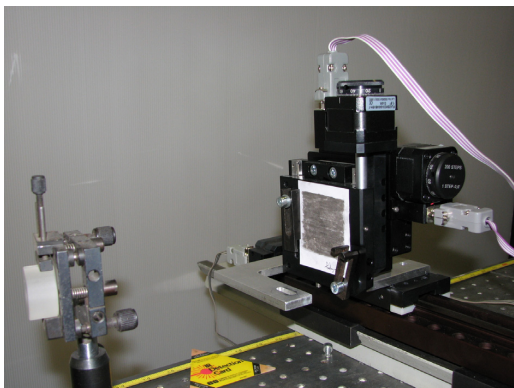


3.3.1 pav. Popieriaus valymo eksperimento schema.

Bandinys – standartinis spausdinimo popierius, ant kurio užteptas tam tikro storio anglies sluoksniu. Eksperimento tikslas – lazeriu abliacijos būdu nuvalyti norimą popieriaus plotą – pašalinti anglies sluoksnį. Bandinys buvo tvirtinamas prie kompiuteriu valdomo XY koordinatinio staliuko, kurį sudarė du slankiojantys staleliai (*8MT160-300* ir *8MT167-25, Standa*), sutvirtinti taip, kad jų judėjimo kryptys būtų statmenos (3.3.2 pav.). Staleliai buvo valdomi specialia programa, kuri buvo sukurta naudojant grafinę programavimo kalbą LabView (3.2.2 pav.). Šia programa galima ne tik valdyti slankiojančius stalelius, bet ir įjungti arba išjungti lazerio elektrooptiką, taip leidžiant lazeriui generuoti arba negeneruoti impulsų.

Generuojamų impulsų energija išlieka stabili ir po tam tikro generacijos sustabdymo. Toks lazerio generacijos valdymas pastebimai nepakeičia lazerio darbo režimo. Tokiu būdu galima kontroliuoti lazerio impulsų skaičių, tenkanti apdirbamam bandinio plotui, ir jų parametrus. Valdymo programoje nurodomas visas staliuko judėjimo atstumas, judėjimo žingsnelis ir lazerio

šūvių skaičius vienoje pozicijoje. Stalelio judėjimo žingsnelis parenkamas eksperimentiškai, priklausomai nuo lazerio spinduliuotės išvalomos srities



3.3.2 pav. Valomo popieriaus skenavimo sistema.

dydžio vienoje pozicijoje. Tai priklauso nuo lazerio spinduliuotės energijos ir lazerio pluošto skersinių matmenų veikimo plokštumoje XY . Eksperimentas taip kartojamas tol, kol išvaloma norima sritis.

Lazerio pluošto skersiniai matmenys XY plokštumoje buvo matuojami dviem metodais: judančio peilio metodu (aprašytu 2.3 skyriuje), kai buvo naudojama fundamentinė lazerio spinduliuotė ($\lambda = 1064$ nm), ir CCD kamera, kai buvo naudojama fundamentinės lazerio spinduliuotės antroji harmonika ($\lambda = 532$ nm). Pirmuoju atveju lazerio pluošto pločiai buvo atitinkamai lygūs $w_x = 1,44$ mm ir $w_y = 1,52$ mm, o antruoju atveju – $w_x = 0,68$ mm ir $w_y = 0,80$ mm.

Tyrimų tikslu užterštas anglies milteliais „office“ tipo popierius valomas moduluotos kokybės Nd:YAG lazeriu, kai impulso trukmė 0,15 ns ir energija > 10 mJ. Valant popierių nefokusuota spinduliuote (impulso energijos tankis $\sim 0,1$ J/cm²) gaunamas švelnus režimas. Šiuo režimu lazerio spinduliuote nuvaloma anglis ir > 80 % atkuriamas pirminis popieriaus baltumas. Švelnų valymą lydintys cheminiai popieriaus pokyčiai yra minimalūs – žemiau FTIR spektroskopijos aptikimo ribos. Maksimaliam anglies sluoksnio pašalinimui reikalingas lazerio šūvių skaičius vienoje pozicijoje buvo parenkamas

eksperimentiškai, vizualiai stebint lazerio spinduliuotės poveikį bandiniui po tam tikro šūvių skaičiaus. Eksperimentais nustatyta, kad naudojant 1064 nm bangos ilgio spinduliuotę, esant lazerio impulso energijai 10 mJ ir pasikartojimo dažniui 5 Hz, bandinys pakankamai nuvalomas po 32 šūvių. Naudojant 532 nm bangos ilgio spinduliuotę, kai lazerio impulso energija 18 mJ, esant tam pačiam pasikartojimo dažniui, bandinys pakankamai išsivalo po 64 šūvių. Didinant lazerio šūvių skaičių, lazerio spinduliuotės poveikis bandiniui plika akimi nepastebimas. Veikiant popierių fokusuota spinduliuote (impulso energijos tankis $\sim 5 \text{ J/cm}^2$) gaunamas kietas poveikio režimas. Kietas poveikis spinduliuotės dėmėje sukelia popieriaus paviršiaus pakilimą ir celiuliozės skaidulų išretėjimą. Siekiant pritaikyti FTIR spektrinę analizę paveiktiems bandiniams ištirti, jie buvo dedami ant kompiuteriu valdomo *XY* pozicionavimo stalelio ir, paleidžiant kelis impulsus iš eilės į tą pačią vietą bei atliekant *XY* skenavimą, apdorojamas $\sim 1 \text{ cm}^2$ popierius plotas, pakankamas FTIR pralaidos, atspindžio bei fotoakustiniams matavimams, kurie buvo atliekami naudojant Nicolet FTIR spektrometrą (3.3.3 pav.).

Kietojo poveikio sukelti morfologiniai popieriaus pakitimai yra lydimi cheminių pokyčių. Skaidulų išretėjimą lydi CaCO_3 1793, 874 cm^{-1} spektrinių smailių bei 2514 cm^{-1} juostos intensyvumų sumažėjimas, kuris, yra didelė tikimybė, gali būti priskirtas kalcio karbonato koncentracijos sumažėjimui. 1627–1650 cm^{-1} ruožo spektrinių juostų kitimai iš dalies gali būti aiškinami CaCO_3 kiekio mažėjimu, tačiau greičiausiai šie kitimai siejami su adsorbuoto vandens kiekio kitimu. Taip pat negalima visiškai atmesti karboksilo jungties $\text{C}=\text{O}$ formavimosi kietojo poveikio sąlygomis galimybės.

Pageidautinas visų FTIR bandinio atrankos metodų rezultatas yra kuo greičiau ir paprasčiau gauti bandinio sugerties spektrą. Daugeliu atvejų tiesioginis bandinių analizavimas pralaidumo arba atspindžio metodais yra nepraktiškas, nes bandinys arba praleidžia nepakankamai šviesos, arba trūksta tinkamo paviršiaus, arba dalelių dydžio, kad būtų įmanoma atlikti matavimus.

Fotoakustinė spektroskopija (FAS) yra unikali bandinio atrankos atžvilgiu, nes ji nereikalauja, kad bandinys būtų skaidrus, turi mažą jautrumą

paviršiaus sąlygoms ir gali „ištraukti“ iš bandinio informaciją iš daugiau negu šimto mikronų gylio. FAS turi šias galimybes, nes IR spinduliuotės sugertis



3.3.3 pav. FTIR infraraudonas spektrometras Thermo Nicolet 8700.

bandinyje matuojama matuojant bandinio išilimą dėl sugertos spinduliuotės tam tikrame gylyje nuo bandinio paviršiaus. Dėl šiluminio bandinio plėtimosi jame sukliamos bangos, kurios perduoda slėgį bandinį supančioms dujoms ir sukelia jose spaudimą, žinomą kaip FAS signalas, kuris detektuojamas mikrofonu. PAS signalo dydis kinta tiesiškai didėjant bandinio sugerčiai, koncentracijai ar informacijos „paėmimo“ gyliui, kol esant didelėms šių dydžių vertėms, atsiranda laipsniškas jautrumo mažėjimas (sotis). FAS signalo fazė atitinka vėlinimą laike, kuris atsiranda dėl šilumos perdavimo bandinyje. FTIR FAS metodas leidžia nustatyti ir popierių dengiančių apsauginių sluoksnių storį bei savybes [184].

PAS signalo generavimas prasideda, kai FTIR pluoštas, kuris turi intensyvumo osciliacijas, yra sugeriamas bandinyje, dėl to bandinys šyla ir atsiranda jo temperatūros osciliacijos. Temperatūros osciliacijos, atsirandančios kiekviename bandinio sugerties sluoksnyje, sukliamos sklindančios temperatūrinės bangos, kurios vadinamos šiluminėmis bangomis. Jos smarkiai silpsta sklisdamos per bandinį. Būtent šis šiluminių bangų silpnėjimo procesas

nusako sluoksnio storumą, arba informacijos „paėmimo“ gylį, iš kurio gaunama spektrinė informacija FTIR FAS analizės metodu.

Dažniausiai naudojami fotoakustiniai komerciniai detektoriai yra bendrovės „MTEC Photoacoustics Instruments“ modeliai. 300-asis modelis yra geriausiai pritaikytas prie FTIR spektrometro. Jis montuojamas ant tam tikro, justiruoto, pagrindo (3.3.4 pav.) ir turi kompiuterizuotą darbo su prietaisu vadovą. Detektoriaus optinio kelio ilgis nepriklauso nuo kambario oro. PAS sistemos spektrinis diapazonas priklauso nuo detektoriaus bandinio kameros lango pralaidumo diapazono ir paties FTIR prietaiso spektrinio diapazono. Dauguma FTIR PAS matavimų atliekama vidutiniame ir artimame infraraudonojo spektro diapazonuose.



3.3.4 pav. FTIR spektrometras su FAS MTEC Model 300 priedėliu.

Siekiant pagerinti matavimo kokybę, optimizuoti signalą bei triukšmą ir išvengti spektrinės interferencijos, naudojamos helio dujos ir įvairūs sausikliai, kurie mažina vandens garų ir CO₂ kiekį bandinio kameroje. FAS detektorius kamerą išvalius helio dujomis, bandinio kameroje susidaro tam tikra atmosfera. Matavimo metu iš bandinio išsiskiriantys vandens garai yra kontroliuojami magnio rūgštimi, o CO₂ – filtrų sferomis. Nedidelių bandinių naudojimas padeda sumažinti sausiklio, kurio yra dedama į bandinio laikiklio taurę, krūvį žemiau bandinio taurės.

FTIR FAS spektro dydis turi būti normuojamas, norint pašalinti IR šaltinio, optikos ir PAS detektoriaus atsako spektro bruožus, dalijant bandinio spektrą iš tokio bandinio spektro, kuris būtų, idealiu atveju, sugeriant 100 % per visą spektrinį diapazoną. Tam MTEC turi atraminį bandinį, kuris yra padengtas juodąja anglimi. Jis sukonstruotas taip, kad jo terminė masė yra labai maža, o generuojamas signalas daug stipresnis negu įprastinio bandinio.

Fotoakustinė spektroskopija suteikia prielaidų atlikti sudėties spektrinę analizę, kartu pasikirstymo per visą bandinio gylį. Kieto lazerinio poveikio sukelti morfologiniai pokyčiai suteikia popieriui savybių, palankių fotoakustinei spektroskopijai. Lyginant su nemodifikuotu popieriumi, fotoakustinis signalas padidėja nuo 3 ligi 10 kartų. Be to, iš esmės pagėrėja modifikuoto popieriaus atsparumas fotoakustinio signalo įsisotinimo reiškiniui. Detaliau rezultatai aprašyti straipsnyje [S1].

LIPS metodo eksperimentinė realizacija ir išbandymas. LIPS vis labiau populiarėja kaip analitinis metodas, plačiai taikomas pramonėje ir kitose srityse [174–176]. Todėl mokslinės institucijos bei laboratorijos aktyviai užsiima šio metodo tobulinimu. Dauguma šiuolaikinių prietaisų naudoja moduluotos kokybės Nd:YAG lazerius, generuojančius 1,06 mikrono bangos ilgio, 10 ns ir dešimčių milidžiaulių energijos impulsus. Tokie lazeriai yra komerciškai prieinami ir pakankamai stabilūs bei patikimi. Bet jie tinka ne visoms eksperimentinėms situacijoms. Manoma, kad kietakūniai minilazeriai geriau tiktų LIPS spektrometrams, nes jie gali generuoti pakankamai galingus subnanosekundinius impulsus.

Nepaisant vis didėjančio LIPS populiarumo, šios technikos jautrumas bei tikslumas gana smarkiai atsilieka nuo kitų atominės elementinės analizės būdų – matavimų rezultatams didelę įtaką daro gardelės efektai, todėl gaunami foniniai triukšmai yra pakankamai dideli. Išsamesni srities tyrimai atvedė prie keleto impulsų sekos LIPS metodo, kuriuo gaunamas geras signalo ir triukšmo santykis. Dabar daug dirbama prie dviejų impulsų sekos LIPS metodo, kurį taikant pirmasis impulsas sukelia oro kibirkštį, o antrasis – jau abliaciją [185]. Pirmasis impulsas keliomis mikrosekundėmis anksčiau nei prasideda abliacija

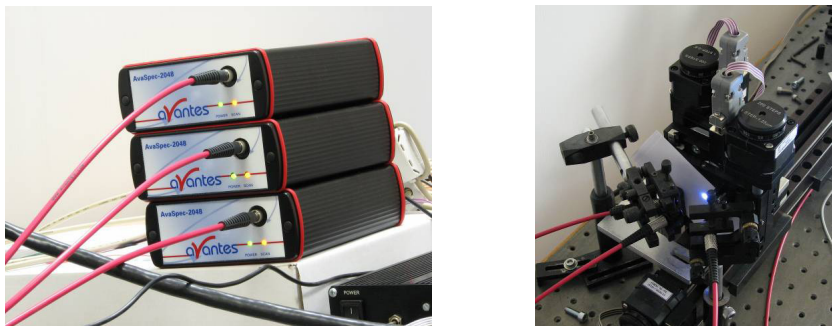
uždega oro plazmą keli milimetrai nuo bandinio paviršiaus. Tam gali būti naudojami vienas kito atžvilgiu kolinearūs arba ortogonalūs impulsai. Taikant tokį metodą buvo pastebėta, kad net signalas stipresnis daugiau kaip 100 kartų. Tačiau norint naudoti tokią dviejų ar daugiau impulsų seką, būtinas tikslus jų vėlinimas vienas kito atžvilgiu.

Pastaruojamu metu pradėti naudoti ir kiti įvairūs LIPS patobulinimai – jau minėta dviejų impulsų sekos ar keleto šviesolaidžių sistema bei rezonansinė abliacija. Vienas dažnų LIPS panaudojimo būdų – kultūrinio paveldo restauravimas lazerinėmis technologijomis. Šioje srityje LIPS technologija taikoma restauruojamų objektų stebėsenai *in situ*. Dauguma tokių restauravimo darbų turi būti atliekama ne laboratorijose, o vietoje, tad siekiama, kad LIPS technologija paremti prietaisai būtų kompaktiški ir lengvai transportuojami. Štai čia ypatingo dėmesio ir susilaukia pasyviai moduluotos kokybės Nd:YAG minilazeriai, nes yra nedidelių matmenų, o jų generuojamos galios pakanka sukelti abliacijos reiškinius.

Diodinis kaupinimas leidžia realizuoti naujas lazerių optines schemas. LIPS eksperimentams ypač gerai tinka mūsų sukurtas lazeris su aktyviaja KM ir neigiamu grįžtamuoju ryšiu (žr. 2.2 sk.), kuris savo savybėmis nenusileidžia lazeriui su stiprintuvu, aprašytam darbe [186], t. y. tinka naudoti didelio dažnio skenuojančiai LIPS metodikai.

Eksperimentuose buvo naudojamas „Avantes“ firmos LIBS spektrometras „AvaSpec Fiber Optic Spectrometer“, kuris turi keturis kanalus, dirbančius skirtingose spektrinėse srityse (3.3.5 pav.). Kiekvienas spektrometro kanalas turi atskirą optiką, sudarytą iš tokių pagrindinių optinių elementų: plyšio, difrakcinės gardelės, CCD detektoriaus. Trys spektrometro kanalai turi 2400 linijų/mm difrakcinės gardeles ir 2048 elementų CCD detektorius, o jų skiriamoji geba – 0,2 nm. Jų spektrinės matavimo sritys atitinkamos: 176 nm – 303 nm; 268 nm – 380 nm; 358 nm – 453 nm. Ketvirtasis kanalas turi 600 linijų/mm difrakcinę gardelę ir 3648 elementų CCD detektorių. Šio kanalo spektrinė matavimo sritis – 432 nm – 980 nm, o skiriamoji geba – 2 nm. Visų kanalų plyšiai vienodi – po 10 μm. Prie kiekvieno spektrometro kanalo jungiasi

po vieną šviesolaidį, per kuriuos į spektrometro kanalus patenka lazeriu indukuoto pramušimo šviesa (3.3.5 pav.). Kiekvienas spektrometro kanalas prie kompiuterio jungiamas per USB jungtį.

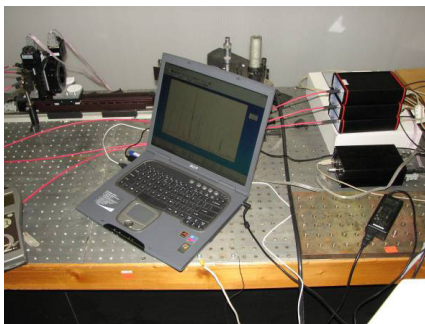


3.3.5 pav. Trys „Avantes“ firmos spektrometro kanalai (iš kairės) ir LIPS šviesos perdavimas šviesolaidžiais į spektrometro kanalus.

Spektrometro kanalams valdyti ir registruojamiems duomenims nuskaityti naudojama speciali „Avantes“ firmos programa – AvaSoft 7.1. Gautiems duomenims apdoroti naudojama specializuota programa – PLASUS SpecLine. Joje integruotas programinis paketas, kuriame yra visos Mendelejevo periodinės cheminių elementų lentelės duomenų bazė. Ši programa gali pagal spektrines linijas identifikuoti cheminius elementus. Norimi identifikuoti cheminiai elementai turi būti pasirenkami iš Mendelejevo lentelės. Eksperimentuose (3.3.6 pav.) buvo naudojamas subnanosekundinis ($\sim 150 - 900$ ps), moduluotos kokybės Nd:YAG lazeris su impulsų spūda, kuris generuoja pluoštą, artimą TEM_{00} modai (energija impulse – 5 mJ). Lazero spinduliuotė sferiniu lęšiu ($f = 30$ cm) buvo fokusuojama į sąsmauką ($w_0 \approx 90 \mu\text{m}$). Sąsmaukos srityje buvo statomi bandiniai. Lazero indukuoto pramušimo metu atsiradusi šviesa surenkama lęšiais, esančiais ant šviesolaidžių galų, ir šviesolaidžiais perduodama į spektrometro kanalus.

Kad registruotų LIPS signalą, spektrometras ir lazeris turi būti sinchronizuoti. Šiuo atveju su lazeriu sinchronizavome vieną iš spektrometro kanalų, kuris tada laikomas pagrindiniu kanalu. Likusieji spektrometro kanalai sinchronizuojami nuo pagrindinio kanalo. Mūsų atveju valdantysis įrenginys

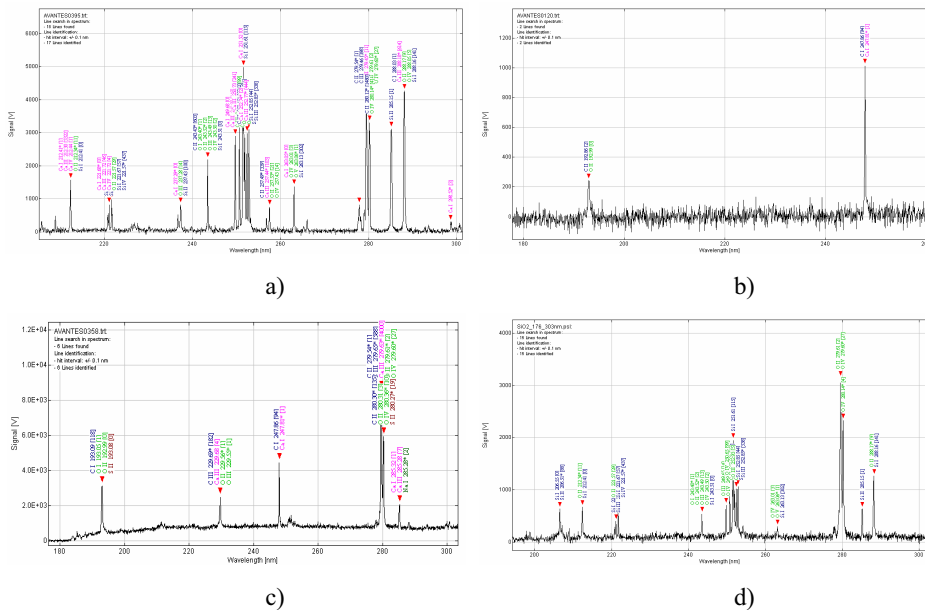
buvo lazeris. Jo elektronika ne tik gali duoti sinchronizacijos (sync.) signalą spektrometrui, bet ir keisti sync. signalo laiką optinio signalo atžvilgiu. Sync. signalas laike gali būti stumdomas intervale nuo +8 ms iki -8 ms, 125 ns



3.3.6 pav. LIPS matavimo stendas.

žingsneliu. Tačiau techniškai galimas ir kitas sinchronizacijos valdymo mechanizmas. Anksčiau minėta programa AvaSoft 7.1 turi integruotą sinchronizacijos valdymą specialiai LIPS matavimams. Joje galima nustatyti norimą matavimų skaičių ir matavimų pradžios laiką nuo gauto sync. signalo. Matavimų pradžios laikas kiekvienam matavimui gali būti pastovus arba kintantis. Naudojant kintamą matavimų pradžios laiką, reikia nurodyti intervalą, kuriame keisis matavimo laiko pradžia. Laiko kitimo žingsnelis priklauso nuo pasirinkto matavimų skaičiaus ir nurodyto intervalo. Mažiausiai galimas matavimų pradžios laikas yra ribojamas spektrometro elektronikos ypatybių ir yra lygus 1,28 μ s. Gavęs sync. impulsą, spektrometras tam tikrą laiką integruoja LIPS signalą. Mažiausias galimas integravimo laikas – 1,1 ms. Mūsų atveju lazeris sync. signalą spektrometrui davė 1,55 μ s prieš lazerio impulsą ir spektrometro integravimo laikas visiems kanalams buvo mažiausias.

Eksperimente LIPS metodu buvo matuojami šių medžiagų spektrai: poringo SiO₂ popieriaus (3.3.7 pav., a); filtrinio Vatmano popieriaus (3.3.7 pav., b); grafito, kuriuo buvo padengtas paprastas spausdinimo popierius (3.3.7 pav., c), bei gryno popieriaus (3.3.7 pav., d).



3.3.7 pav. (a) Poringo SiO₂ popieriaus spektras 176–303 nm srityje (subnanosk. lazeris); (b) Vatmano popieriaus spektras 176–303 nm srityje; (c) paprasto popieriaus, ant kurio buvo grafitas, spektras 176–303 nm srityje; (d) poringo SiO₂ popieriaus spektras 176–303 nm srityje (minilazeris).

Taip pat buvo atlikti medžiagų LIPS spektrų matavimo eksperimentai naudojant minilazerį – išmatuoti šių medžiagų spektrai: poringo SiO₂ popieriaus, chromo dangos ant stiklo ir to stiklo. Filtrinio Vatmano popieriaus, kuriame daug celiuliozės, spektrui išmatuoti neužteko lazerio galios. Šio lazerio impulso energija buvo 1,5 mJ, o trukmė – 1,5 ns.

Iš pateiktų paveikslų matyti, kad dėl skirtingų žadinimo sąlygų gauti poringo kvarcinio popieriaus spektrai šiek tiek skiriasi. Šis efektas neturėtų stebinti, nes LIPS gaunami spektrai labai priklauso nuo eksperimento atlikimo situacijos. Kad vienos ar kitos spektro linijos būtų geriausiai matomos, reikia optimizuoti žadinimo ir matavimo sąlygas, parinkti atitinkamus vėlinimus, stebėjimo geometrijas ir t. t.

Taigi, sukurtas minilazeris net be stiprintuvo leidžia matuoti medžiagų LIPS spektrus. Lazeryje realizuota kokybės valdymo technologija suteikia galimybę labai paprastai smarkiai praplėsti šio lazerio taikymo sritis, panaudojant papildomai stiprintuvą, o dar geriau tokia pat papildoma sistema,

su kuria lengvai galima nustatyti generuojamų impulsų sinchronizaciją. Turint omenyje, kad naudojami elektrooptiniai modulatoriai nėra brangūs, tokia sistema leistų realizuoti perspektyvią dviejų impulsų sekos LIPS techniką.

Skyriaus rezultatų santrauka. Realizuotas dirbtinai užteršto „office“ tipo popieriaus lazerinis valymas „švelniu“ ir „kietu“ režimais Nd:YAG lazeriu, kai impulso trukmė 0,15 ns. „Kietojo“ poveikio sukelti morfologiniai popieriaus pakitimai yra lydimi cheminių pokyčių. Skaidulų išretėjimą lydi CaCO_3 1793, 874 cm^{-1} spektrinių smailių ir 2514 cm^{-1} juostos intensyvumų sumažėjimas, o 1627–1650 cm^{-1} ruožo spektrinių juostų intensyvumų kitimai siejami su adsorbuoto vandens kiekio kitimu. Šio poveikio sukelti struktūriniai pokyčiai suteikia popieriui savybių, palankių fotoakustinei spektroskopijai – signalas padidėja nuo 3 ligi 10 kartų, pagėrėja modifikuoto popieriaus atsparumas fotoakustinio signalo įsisotinimo reiškiniai.

Sukurti minilazeriai, net be stiprintuvo, leidžia matuoti įvairių medžiagų LIPS spektrus. Aktyvios kokybės moduliacijos lazeryje realizuota neigiamo ryšio valdymo technologija suteikia galimybę labai paprastai nustatyti dviem tokiais lazeriais generuojamų impulsų sinchronizaciją, o tai leidžia realizuoti perspektyvią dviejų impulsų sekos LIPS techniką. Taigi, sukurti trumpų impulsų minilazeriai, ypač su efektyvia impulsų spūda, lengvai tenkina Z-skenavimo, nešiojamųjų lazerinio valymo ir LIPS diagnostikos sistemų reikalavimus. Todėl galima tikėtis plataus tokių lazerių panaudojimo plėtimo diagnostikos ir technologijos procesuose.

4. PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS

1. Diodais kaupinamų kietojo kūno lazerių generacijos dinamikos detalesnei skaitmeninei analizei sukurtas bėgančiųjų bangų modelis, kuriame įskaitomas energijos lygmenų Štarko skilimas, Bolcmano užpildos faktoriai, sužadintųjų lygmenų relaksacijos trukmės, tiesioginio kaupinimo galimybės ir kitos pasyviųjų ir aktyviųjų optinių elementų savybės bei atsižvelgiama į jų išdėstymą rezonatoriuje.
2. Sukurta programa leidžia kontroliuoti į abi puses bėgančių kaupinimo ir lazerio impulsų intensyvumų laikinius ir erdvinis pasiskirstymus rezonatoriuje, užpildos tankių aktyviajame elemente ir pasyviame sugėriklyje pokyčius erdvėje ir laike. Atlikti skaičiavimai parodė, kad generacijos dinamika labai priklauso nuo elementų išdėstymo eiliškumo rezonatoriuje, priešingomis kryptimis sklindančių impulsų formos yra skirtingos, o jų laikinė moduliacija, ypač greito aktyvios užtūros atidarymo atveju, turi mažesnę būdingą periodą, negu rezonatoriaus apėjimo trukmė.
3. Pasyviosios kokybės moduliacijos kietojo kūno minilazerių nuolatinio diodinio kaupinimo moduliavimas pakankamai aukštos galios stačiakampiais impulsais, kurių staigus trigerinis paleidimas ir automatizuotas nutraukimas po lazerio impulso sugeneravimo, leidžia sinchronizuoti impulsų generavimo momentus su išoriniais įvykiais ir beveik dviem eilėmis sumažinti laikinį tirtėjimą pasikartojančių impulsų veikoje. Toks kaupinimo moduliavimas, nesunkiai realizuojamas eksperimentiškai, leidžia gerokai praplėsti paprastų ir patvarių pasyviosios kokybės moduliacijos lazerių panaudojimą.
4. Judančio peilio metodu gaunamiems rezultatams apdoroti pritaikyta antrųjų momentų skaičiavimo procedūra, kurį leidžia surasti bendrojo astigmatizmo pluošto pločius elipsės pagrindinių ašių kryptimis ir šių ašių pasisukimo kampą laboratorinės koordinačių sistemos ašių atžvilgiu. Modifikuotas judančio peilio metodas gali būti sėkmingai taikomas

antrųjų momentų metodu apibrėžtiems pluošto pločiams ir sklaidimo koeficientams surasti tuose spektro ruožuose, kuriuose nėra daugiaelementinių CCD tipo energijos tankio detektorių.

5. Efektyvi trumpų impulsų spūda realizuota nauju būdu, kai terpėje, kurios netiesiškumas elektrostrikcinis suspaustas pikosekundinis impulsas generuojamas ne nuo savaiminės Brijueno sklaidos triukšmų lygio, o nuo fokusuotam kaupinimo impulsui priešpriešiais sklindančios to paties dažnio ir trukmės užkratos. Tai leido, panaudojant šiems tikslams lengvai prieinamą CCl_4 skystį, moduluotos kokybės diodais kaupinamo Nd:YAG lazerio trumpus (~ 1 ns trukmės) impulsus, pasiekiant 50 % energinį efektyvumą, suspausti iki trumpesnių nei 60 ps impulsų, kurių trukmės ir amplitudės stabilumo bei laikinio tirtėjimo parametrai yra 3–4 kartus geresni, o trukmė beveik dvigubai mažesnė nei standartiniu priverstinės Brijueno sklaidos būdu suspaustų Stokso impulsų trukmė.
6. Taikant Z-skenavimo metodą lydyto kvarco mažo netiesinio lūžio rodikliui nustatyti geras išmatuotų verčių ($\gamma_2 \cong 2,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$) suderinamumas gaunamas tik tuomet, jeigu apdorojant eksperimentinius duomenis yra deramai (per atitinkamus iš eksperimentinių duomenų apskaičiuojamus koeficientus) įskaičiuojami naudojamų (priverstinės Brijueno sklaidos metu suspaustų ir vienos bei kelių išilginių minilazerio modų) generuojamų impulsų laikiniai ir erdviniai parametrai.
7. Sukurti trumpų impulsų aktyviosios (su neigiamo ryšio technologija) kokybės moduliacijos minilazeriai suteikia galimybę labai paprastai atlikti dviejų tokių lazerių generuojamų impulsų sinchronizaciją, o tai leidžia realizuoti perspektyvią dviejų impulsų sekos LIPS techniką. Taigi, sukurti trumpų impulsų kietojo kūno minilazeriai, ypač tie, kurių efektyvi impulsų spūda, lengvai tenkina Z-skenavimo, nešiojamųjų lazerinio valymo ir LIPS diagnostikos sistemų reikalavimus. Todėl galima tikėtis tokių lazerių plėtros diagnostikos ir technologijos procesuose.

LITERATŪRA:

1. T. W. Hänsch, Editorial: 50 Years of Laser, *Laser&Photon. Rev.*, **4**(1), A5–A6 (2010).
2. J. Hecht, History of Gas lasers: Part 1 - Continuous Wave Gas lasers, *Opt&Phot. News*, **21**(1), 16–23 (2010).
3. J. Hecht, History of Gas lasers: Part 2 – Pulsed Gas lasers, *Opt&Phot. News*, **21**(2), 20–27 (2010).
4. S. R. Wilk, Defunct Lasers, *Opt&Phot. News*, **21**(1), 10–11 (2010).
5. Г. М. Зверев, Ю. Д. Голяев, *Лазеры на кристаллах и их применение* (Радио и связь, Москва, 1994).
6. W. Koechner, M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer Verlag, 2003).
7. W. Koechner, *Solid-State Lasers Engineering*, 6th ed. (Springer Verlag, Berlin, 2006).
8. *Solid-State Lasers and Applications*. Ed. A. Sennaroglu (CRC Press, London, 2007).
9. *Solid-State Lasers: Properties and Applications*, Ed. T. O. Hardwell (Nova Science Publishers, Inc., New York, 2008).
10. D. C. Brown and J. W. Kuper, Solid-State Lasers: Steady Progress Through the Decades, *OPN*, **20**(5), 37–41 (2009).
11. *Advances in Solid-state lasers: Development and Applications*, Ed. M. Grishin (Intech, Vukovar, 2010).
12. G. Huber, C. Kränkel, and K. Petermann, Solid-state lasers: status and future [Invited], *J.Opt. Soc. Am. B.*, **27**(11), B93–B105 (2010).
13. U. Keller, Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight, *Appl. Phys. B.*, **100**, 15–28 (2010).
14. J. Hecht, The breakthrough birth of the diode laser, *OPN*, **18**(7/8), 38–43 (2007).
15. R. V. Steele, Diode-laser market takes a breather, *Laser Focus World*, **47**(2), 67–77 (2007).

16. *High power diode lasers: Technology and applications*, Eds F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe (Springer, New York, 2007).
17. N. P. Barnes, Solid-State Lasers From Efficiency Perspective, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **13**(3), 435–447 (2007).
18. D. Havrila, R. Brockmann, Third Generation of Disk Lasers, LTJ, No. 3, 26–31 (2009).
19. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, High power fiber lasers: current status and future perspective [Invited], J. Opt. Soc. Am. B., **27**(11), B63–B92 (2010).
20. Г. М. Зверев, В. Г. Дмитриев, Тенденции развития приборов квантовой электроники, Успехи современной радиотехники, 5–6, 55–69 (2004).
21. H. Golnabi, M. H. Mahdih, Trend of laser research developments in global level, Opt. & Las. Tech., **38**, 122–131 (2006).
22. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, Ed. F. Träger (Springer, New York, 2007).
23. P. W. Milonni, J. H. Eberly, *Laser Physics* (John Wiley&Sons, Inc, New York, 2010).
24. O. Svelto, *Principles of Lasers*, 5th ed. (Springer, New York, 2010).
25. K. Thygarajan, A. Ghatak, *Lasers: Fundamentals and Applications*, 2nd ed. (Springer, New York, 2010).
26. Y. Wang, C-Q. Xu, Actively Q-switched fiber lasers: switching dynamics and nonlinear processes, Prog. Quantum Electron., **31**(3–5), 131–216 (2007).
27. B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2007).
28. J. Zayhowski, J. Harrison, Miniature solid-state lasers, in: *Handbook of Photonics*, Ed. M. Gupta (CRC Press, New-York, 1997), p. 326–392.
29. J. Zayhowski, Q-switched microchip lasers find real-world applications, Laser Focus World, **35**(1), 129–136 (1999).

30. J. J. Zayhowski, Passively Q-switched Nd:YAG microchip lasers and applications, *J. Alloys Compounds*, **303-304**, 393–400 (2000).
31. J. J. Zayhowski, Passively Q-Switched Microchip Lasers, in: *Solid-State lasers and Applications*, Ed. A. Sennaroglu (CRC Press, London, 2007), p.1–76.
32. J. J. Zayhowski, D. Welford, J. Harrison, Miniature Solid-State Lasers, Ch.10.1-98, in: *The Handbook of Photonics*, 2nd ed. (New York, CRC Press, 2007).
33. A. M. Malyarevich and K. V. Yumashev, Saturable absorbers based on tetrahedrally coordinated transition-metal ions in crystals (Review), *J. Appl. Spectr.*, **76**(1), 1–43 (2009).
34. R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko and E. Murauskas, Generation of short single-mode pulses in Nd:YAG laser using controllable electrooptic Q- switching, *Lithuanian Phys. J.*, **38**(1), 66 (1998).
35. A. Dement'ev, R. Navakas, Modeling of generation of solid-state minilasers with combined active-passive Q-switching and diode pumping, *Lithuanian Phys. J.*, **39**, 392 (1999).
36. A. Dement'ev, R. Navakas, R. Vaicekauskas, Modelling of generation dynamics of passively and actively Q-switched solid-state lasers, *Mathematical modelling and analysis*, **5**, 32–43 (2000).
37. J. J. Zayhowski, C. Dill III, Coupled-cavity electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ microchip lasers, *Opt. Lett.*, **20**(7), 716–718 (1995).
38. W. Gong, M. Gong, Q. Liu, F. Lu, Analysis of transverse mode formation in quasi-three-level microchip lasers, *Opt. Quantum. Electr.*, **37**, 1109–1120 (2005).
39. H. Shu, M. Bass, Three-dimensional computer model for simulating realistic solid-state lasers, *Appl. Opt.*, **46**(23), 5687–5697 (2007).
40. V. A. Berenberg, M. A. Cervantes, A. S. Terpigov, Control of giant pulse duration in neodymium minilasers with controllable cavity length and pulsed pumping, *Appl. Opt.*, **45**(20), 4972–4976 (2006).

41. K. Yang, Sh. Zhao, G. Li, D. Li, Simple way to optimize the pulse duration of diode-pumped passively Q-switched laser, *Opt. Eng.*, **47**(5), 054201 (2008).
42. R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko, E. Murauskas, R. Navakas, and M. Radziunas, Generation of short pulses with low jitter in combined actively and passively Q-switched Nd:YAG laser with short resonator, *Lithuanian Phys. J.*, **38**(3), 248 (1998).
43. N. Pavel, T. Dascalu, G. Salamu, O. Sandu, A. Leca, V. Lupei, Q-switched Nd lasers pumped directly into the ${}^4F_{3/2}$ emitting level, *Opt. Commun.* **282**, 4749–4754 (2009).
44. Y. Kalishy, Cr⁴⁺-doped crystals: their use as lasers and passive Q-switches, *Prog. Quantum Electron.* **28**, 249–303 (2004).
45. A. A. Kaminskii, Laser crystals and ceramics: recent advances, *Laser&Photon. Rev.*, **1**(2), 93–177 (2007).
46. R. Čiegis, A. Dement'ev, and I. Laukaitytė, A numerical algorithms for simulation of the Q-switched fiber laser using travelling wave model, *Lithuanian Math. J.*, **48**(3), 270–281 (2008).
47. R. Čiegis, M. Radziunas and M. Lichtner, Numerical algorithms for simulation of multisection lasers by using traveling wave model. *Math. Model. Control*, **13**(3), 327–348 (2008).
48. S. Pearce, C. L. M. Ireland, P. E. Dyer, Simplified analysis of double-pass amplification with pulse overlap and application to Nd:YVO₄ laser, *Opt. Commun.*, **255**(4–6), 297–303 (2005).
49. M. Eichorn, Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions, *Appl. Phys. B.*, **93**(2–3), 269–316 (2008).
50. D. C. Brown, Yb:YAG Kinetic Model Including Saturation and Power Conservation, *IEEE J. Quant. Electron.*, **47**(1), 3–12 (2011).
51. R. Buzelis, A. Dement'ev and E. Murauskas, Investigation of possibilities of effective SBS-compression of nanosecond pulses up to < 100 ps, *Lithuanian Phys. J.*, **39**(4–5), 306 (1999).

52. A. Dement'ev, R. Buzelis, E. Kosenko, E. Murauskas, R. Navakas, Solid-state lasers with pulse compression by transient stimulated Brillouin and Raman scattering, *Proc.SPIE*, **4415**, 92–97 (2001).
53. A. Dementjev, V. Girdauskas, O. Vrublevskaia, Numerical treatment of short laser pulse compression in transient stimulated Brillouin scattering, *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, **7**(1), 3–29 (2002).
54. D. Sangla, F. Balembois and P. Georges, Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm, *Opt. Exp.* **17**(12), 10091–10097 (2009).
55. R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko, E. Murauskas, R. Čiegis and G. Kairyté, Numerical analysis and experimental investigation of beam quality of SBS-compressors with multipass Nd:YAG amplifier, in: *Laser Optics' 95: Solid State Lasers*, Eds. A. A. Mak, V. I. Ustyugov, *Proc. SPIE*, **2772**, 158–169 (1996).
56. P. P. Vasil'ev, I. H. White and J. Gowar, Fast phenomena in semiconductor lasers, *Rep. Prog. Phys.*, **63**(12), 1997–2042 (2000).
57. R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko, E. Murauskas, R. Vaicekauskas, F. Ivanauskas, Amplification efficiency and quality alteration of short pulses amplified in the Nd:YAG amplifier in the saturation mode, *Lithuanian Phys. J.*, **38**(4), 289–301 (1998).
58. W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, The multipass amplifier: Theory and numerical analysis, *J. Appl. Phys.*, **51**(5), 2436–2444 (1980).
59. C. Lim and Y. Izawa, Modeling of End-Pumped CW Quasi-Three-Level Lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**(3), 803–311 (2002).
60. I. Laukaitytė and R. Čiegis, Finite-difference scheme for one problem of nonlinear optics, *Math. Model. Anal.*, **13**(2), 211–222 (2008).
61. V. V. Antsiferov, G. I. Smirnov, *Physics of solid-state lasers* (Cambridge International Science Publishing Ltd, 2005).
62. Y. I. Khanin, *Principles of laser dynamics* (Elsevier Science B.V., Amsterdam, 1995).

63. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, *Оптические генераторы на твердом теле* (Москва, Сов. Радио, 1967).
64. L. V. Tarasov, *Physics of Processes in Coherent Optical Radiation Generators* (Radio i Svyaz', Moscow, 1982).
65. M. Wohlmuth, C. Pflaum, K. Altmann, M. Paster, and C. Hahn, Dynamic multimode analysis of Q-switched solid state laser cavities, *Opt. Exp.*, **17**(20), 17303–17316 (2009).
66. J. W. Kim, J. I. Mackenzie, and W. A. Clarkson, Influence of energy-transfer-upconversion on the threshold pump power in quasi-three-level solid-state lasers, *Opt. Exp.*, **17**(14), 11935–11943 (2009).
67. A. Dement'ev, E. Kosenko and R. Navakas, Investigation of bleaching of Cr⁴⁺:YAG crystals by laser pulses of different duration and nonhomogeneous transverse intensity distribution, *Lithuanian Phys. J.*, **39**(4), 263–272 (1999).
68. A. Dement'ev, R. Navakas, Some aspects of the inverse problem of Cr⁴⁺:YAG absorption cross sections using experimental data of transmission, *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, **6**(1), 39–55 (2001).
69. S. Schwartz, G. Feugnet, M. Rebut, F. Bretenaker, and J-P. Pocholle, Orientation of Nd³⁺ dipoles in yttrium aluminum garnet: Experimental and model, *Phys. Rev. A.*, **79**, 063814 (2009).
70. D. Nodop, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, M. Guina, A. Tunnermann, High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime, *Opt. Lett.*, **32**(15), 2115–2117 (2007).
71. A. Steinmetz, D. Nodop, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, A. Tunnermann, 2 MHz repetition rate, 200 ps pulse duration from a monolithic, passively Q-switched microchip laser, *Appl. Phys. B.*, **97**, 317–320 (2009).

72. J. I. Mackenzie and D.P. Shepherd, End-pumped, passively Q -switched Yb-YAG double-clad waveguide laser, *Opt. Lett.*, **27**(24), 2161–2163 (2002).
73. A. Agnesi, S. Dell’Acqua, G. C. Reali, 1.5 Watt passively Q -switched diode-pumped cw Nd:YAG laser, *Opt. Commun.*, **133**, 211–215 (1997).
74. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, A. Le Floch, Stabilization of the repetition rate of passively Q -switched diode-pumped solid-state lasers, *Appl. Phys. Lett.*, **79**(8), 1073–1075 (2001).
75. M. I. Belovolov, A. F. Shatalov, Jitter and the minimal pulse repetition rate of a diode-pumped passively Q -switched solid-state laser, *Quantum Electronics*, **38** (10), 933–934 (2008).
76. P. L. Huang, C. R. Weng, H. Z. Cheng, S. L. Huang, A passively Q -switched laser constructed by a two-mirror reentrant ring cavity, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 508–510 (2001).
77. J. Dong, K. Ueda, P. Yang, Multi-pulse oscillation and instabilities in microchip self- q -switched transverse-mode laser, *Opt. Express*, **17**(19), 16980–16993 (2009).
78. J. J. Zayhowski and A. L. Wilson, Pump-Induced Bleaching of the saturable Absorber in Short-Pulse Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG passively Q -switched Microchip Lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, **19**(12), 1588–1593 (2003).
79. Q. Liu, X. Yan, X. Fu, M. Gong and D. Wang, 183 W TEM₀₀ mode acoustic Q -switched MOPA laser at 850 kHz, *Opt. express*, **17**(7), 5636–5644 (2009).
80. X. Yan, Q. Liu, X. Fu, H. Chen, M. Gong and D. Wang, High repetition rate dual-rod acousto-optics Q -switched composite Nd:YVO₄ laser, *Opt. express*, **17**(24), 21956–21968 (2009).
81. J. Yi, C. Geppert, R. Horn, K. Wendt, Temporal control of pulses from a high-repetition-rate tunable Ti:Sapphire laser by active Q -switching, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 5066–5070 (2003).

82. T. Dascalu, G. Philipps, H. Weber, Investigation of a Cr⁴⁺:YAG passive Q-switch in CW pumped Nd:YAG lasers, *Opt.&Las. Technol.*, **29**(3), 145–149 (1995).
83. X. Wang, Z. Xu, Single-longitudinal-mode operation of a 1 W combined actively and passively Q-switched Cr,Nd:YAG laser, *Opt. Express*, **13**(18), 6693–6698 (2005).
84. X.-J. Wang, Z.-Y. Xu, Timing Jitter and Pulse Width Reduction in a Hybrid Q-Switched Cr,Nd:YAG Laser, *Chin. Phys. Lett.*, **23**(7), 1800–1802 (2006).
85. X. Wang, Z. Xu, Timing jitter reduction and single-frequency operation in an acousto-optic Q-switched Cr, Nd:YAG laser, *Appl. Opt.*, **45**(33), 8477–8483 (2006).
86. T. Dascalu, N. Pavel, V. Lupei, G. Philipps, T. Beck, H. Weber, Investigation of a passive Q-switched, externally controlled, quasi-continuous or continuous pumped Nd:YAG laser, *Opt. Eng.*, **35**(5), 1247–1251 (1996).
87. C-W. Yang, Y-J. Huo, S-F. He, X-D. Yin, B-S. Zhang, Controllable passively Q-switched Laser, *Chin. Phys. Lett.*, **22**(1), 117–119 (2005).
88. B. Cole, L. Goldberg, C. W. Trussell, A. Hays, B. W. Schilling and C. McIntosh, Reduction of timing jitter in a Q-switched Nd:YAG laser by direct bleaching of Cr⁴⁺:YAG saturable absorber. *Opt. Exp.*, **17**(3), 1766–1771 (2009).
89. B. Cole, J. Lei, T. DiLazaro, B. Schilling, L. Goldberg, Optical triggering of a Q-switched Nd:YAG laser via transverse bleaching of a Cr:YAG saturable absorber, *Appl. Opt.*, **48**, 6008 (2009).
90. D. Nodop, J. Rothhardt, S. Hädrich, J. Limpert, A. Tünnermann, wavelength-independent all-optical synchronization of a Q-switched 100-ps microchip laser to a femtosecond laser reference source, *Appl. Phys. B.*, **94**, 399–401 (2009).
91. L. Jacinavičius, A. Michailovas, E. Murauskas, Lietuvos respublikos patentas, **LT 5168 B** (2004).

92. M. V. Gorbunkov, Yu. Ya. Maslova, V. A. Pethkhov, M. A. Semenov, Yu. V. Shabalin, and A. V. Vinogradov, Submicrosecond regular and chaotic nonlinear dynamics in a pulsed picosecond Nd:YAG laser with millisecond pumping, *Appl. Opt.*, **48**(12), 2267–2274 (2009).
93. A. Steinmetz, D. Nodop, J. Limpert, A. Tunnermann, Reduction of timing-jitter in passively Q-switched microchip laser using self-injection seeding, *Opt. Lett.*, **35**, 2885–2887 (2010).
94. Z. Pan, L. Meng, Q. Ye, H. Cai, Z. Fang and R. Qu, Repetition rate stabilization of the SBS Q-switched fiber laser by external injection, *Opt. Express*, **17**(5), 3124–3129 (2009).
95. J. B. Khurgin, F. Jin, G. Solyar, C. C. Wang, S. Trivedi, Cost-effective low timing jitter passively Q-switched diode-pumped solid-state laser with composite pumping pulses, *Appl. Opt.*, **41**(6), 1095–1097 (2002).
96. Л. В. Тарасов, *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (Москва, Радио и связь, 1981).
97. A. E. Siegman, *Lasers* (Mill Valley, CA, University Science Books, 1986).
98. А. М. Самсон, Л. А. Котомцева, Н. А. Лойко, *Автоколебания в лазерах* (НАВУКА І ТЭХНІКА, Минск, 1990).
99. Я. И. Ханин, *Основы динамики лазеров* (Наука, Физматлит, Москва, 1999).
100. Y. I. Khanin, *Fundamentals of laser dynamics* (Cambridge International Science Publishing, 2006).
101. T. Erneux, P. Glorieux, *Laser dynamics* (CUP, New York, 2010).
102. Р. Р. Бузалис, А. С. Дементьев, Е. К. Косенко, Э. К. Мураускас, ВРМБ-компрессия импульсов ИАГ:Nd-лазера с коротким резонатором и измерение времени безызлучательной релаксации его нижнего рабочего уровня, *Квантовая электроника*, **22**(6), 567–570 (1995).
103. GNU Scientific Library // <http://www.gnu.org/software/gsl/>, (2000).

104. S-L Huang, T-Y Tsui, C-H Wang and F-J. Kao, Timing Jitter Reduction of a Passively Q-Switched Laser, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, L239–L241, (1999).
105. A. Sennaroglu, H. Cankaya, A. Kurt, Repetition rate control in continuous-wave-pumped, passively Q-switched solid-state lasers, *Opt. Eng.*, **46**(2), 024201, (2007).
106. Z. Hong, H. Zheng, J. Chen, J. Ge, Laser diode pumped Cr^{4+} , Nd^{3+} :YAG self-Q-switched laser with high repetition rate and stability, *Appl. Phys. B.*, **73**, 205–207 (2001).
107. X. Tian, P. Yan, Q. Liu, M. Gong, and Y. Liao, Pre-pumped passively Q-switched Nd:YAG/Cr:YAG microchip laser, *Chin. Opt. Lett.*, **2**(9), 536–537 (2004).
108. P. Yan, X. Tian, M-I. Gong, T. Xie, Laser performance of monolithic Cr, Nd:YAG crystal with prepumping modulation, *Opt. Engineering*, **44**(1), 014201 (2005).
109. H. lei, M. Gong, Y. Ping, and L. Qiang, Repetition rate continuously controllable passively Q-switched Nd:YAG bonded microchip laser, *Laser Phys. Lett.*, **4**(8), 572–575 (2007).
110. M. Arvidsson, B. Hansson, C. Lindström, Stabilisation of a pulsed laser, PCT (*Patent Cooperation Treaty*), WO 97/31411 (28 August 1997).
111. H. Sakai, H. Kan, and T. Taira, > 1MW peak power single-mode high-brightness passively Q-switched Nd^{3+} :YAG microchip laser, *Opt. Exp.*, **16**(24), 19891–19899 (2008).
112. G. Kroupa, G. Franz, E. Winkelhofer, Novel miniturized high-ebergy Nd:YAG laser for spark ignition in internal combustion engines, *Opt. Eng.*, **48**(1), 014202 (2009).
113. E. Schwarz, I. Muri, J. Tauer, and E. Wintner, Laser-Induced Ignition by Optical Breakdown, *Las. Phys.*, **20**(6), 1545–1553 (2010).
114. J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner, Laser-initiated ignition, *Laser&Phot. Rev.*, **4**(1), 99–122 (2010).

115. M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira, High Peak Power, Passively Q-switched Microlaser for Ignition of Engines, *IEEE J. Quantum Electron.*, **46**(2), 277–284 (2010).
116. A. Agnesi, P. Dallochio, F. Pirzio, G. Reali, Sub-nanosecond single-frequency 10-kHz diode-pumped MOPA laser, *Appl. Phys. B.*, **98**, 737–741 (2010).
117. P. Peuser, W. Platz, and G. Holl, Miniturized, high-power diode-pumped, Q-switched Nd:YAG laser oscillator-amplifier, *Appl. Opt.*, **50**(4), 399–404 (2011).
118. C. B. Roundy, Current Technology of Beam Profile Measurements, in: *Laser Beam Shaping, Theory and Techniques*, Eds. F. M. Dickey, S. C. Holswade (Marcel Dekker, Inc. New York, 2000).
119. N. Hodgson, H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, 2nd ed. (Springer, New York, 2005).
120. International standard ISO 11146-1, Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams, 1st ed. (International Organization for Standards, 2005).
121. International standard ISO 11146-2, Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 2: General astigmatic beams, 1st ed. (International Organization for Standards, 2005).
122. International standard ISO 11146-3, Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods, 1st ed. (International Organization for Standards, 2005).
123. A. S. Dement'ev, A. Jovaiša, G. Šilko, R. Čiegis, On alternative methods for measuring the radius and propagation ratio of axially

- symmetric laser beams, *Quantum Electronics*, **35**(11), 1045–1052 (2005).
124. H. R. Bilger, T. Habib, Knife-edge scanning of an astigmatic Gaussian beam, *Applied Optics*, **24**(5), 686–690 (1985).
 125. N. G. Basov, V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, S. I. Mikhailov, Formation of spatial-temporal structure of light waves during stimulated scattering on hypersound, *Trudy FIAN*, **172**, 10–115 (1986).
 126. Р. Р. Бузялис, В. В. Гирдаускас, А. С. Дементьев, Е. К. Косенко, Р. Ю. Чегис, М. С. Шейбак, Пространственно-временная структура импульсов каскадных ВР-компрессоров, *Известия АН СССР, сер. Физич.*, **55**(2), 270–278 (1991).
 127. *Phase conjugate laser optics*, Eds. A. Brignon, J-P. Huignard (Hoboken New Jersey, John Wiley & Sons Inc., 2004).
 128. Р. Р. Бузялис, А. С. Дементьев, Е. К. Косенко, Формирование субнаносекундных импульсов при ВРМБ излучения импульсно-периодического лазера, *Квантовая электроника*, **12**(10), 2024–2028 (1985).
 129. Р. Р. Бузялис, В. В. Гирдаускас, А. С. Дементьев, В. Б. Иванов, Е. К. Косенко, А. А. Мак, С. Б. Паперный, В. А. Серебряков, Каскадная ВР-компрессия импульсов АИГ:Nd-лазера, *Квантовая электроника*, **14**(11), 2266–2268 (1987).
 130. Р. Бузялис, Р. Вайцекаускас, А. Дементьев, Ф. Иванаускас, Е. Косенко, Э. Мураускас, М. Раджюнас, Численный анализ и экспериментальное исследование генерации, ВРМБ-компрессии и усиления коротких импульсов АИГ:Nd-лазера, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **60**(3), 168–177 (1996).
 131. V. Girdauskas, A. S. Dement'ev, G. Kairyte and R. Chiegis, Influence of the beam aberrations and Kerr nonlinearity of medium on the effectiveness and pulse quality of SBS-compressor, *Lithuanian Phys. J.* **37**(4), 269–275 (1997).

132. O. Vrublevskaya, V. Girdauskas, A. Dement'ev, Influence of phase modulation on efficiency and quality of amplified pulses in nonstationary SBS, *Lithuanian Phys. J.*, **39**(4), 210–220 (1999).
133. Р. Р. Бузялис, В. В. Гирдаускас, А. С. Дементьев, Е. К. Косенко, Э. К. Малдутис, Р. Ю. Чегис, Формирование и усиление нано- и субнаносекундных импульсов в поле встречной накачки при электрострикционном механизме взаимодействия, в кн.: *Лазеры и оптическая нелинейность*, ред. Э. К. Малдутис (Институт физики ФН Лит. ССР, Вильнюс, 1987), с. 305–317.
134. K. K. Lavrent'ev, R. L. Sabirov, S. A. Chizhov, V. E. Yashin, Repetitively pulsed solid-state laser system with SBS pulse compression, *Опт. Спектр.*, **89**(1), 150–154 (2000).
135. А. С. Дементьев, А. В. Михайлов, Электрострикционное и термическое возбуждение гиперзвуковых колебаний почти встречными пикосекундными импульсами ИАГ:Nd-лазера, *Квантовая электроника*, **14**(8), 1666–1668 (1987).
136. A. V. Groznyi, A. M. Dukhovnyi, A. A. Leshchev, V. G. Sidorovich, D. I. Stasel'ko, in: *Opticheskaya holografiya (Optical Holography)*. Ed. by Yu.N. Denisyuk (Leningrad: Nauka, 1979), p. 92–127.
137. Д. Бразите, В. Гирдаускас, А. Дементьев, Э. Мураускас, Р. Чегис, ОВФ и сжатие импульсов при нестационарном ЧВВ в фокусированных пучках, в кн.: *Обращение волнового фронта лазерного излучения в нелинейных средах*, (Материалы II Всесоюзной конференции ОВФ-89, Минск, 27-29 октября 1989 г.), ред. А. С. Рубанов, 173–178 (Институт физики им. Б. И. Степанова АН БССР, Минск, 1990).
138. А. И. Ерохин, С. Н. Даценко, Е. В. Логинов, Спектр импульса, сжатого при ВРМБ в CCl_4 до наносекундных и субнаносекундных длительностей, *Квантовая электроника*, **40**(4), 335–340(2010).

139. Y. Wang, M. Gong, P. Yan, L. Huang, D. Li, Stable polarization short pulse Q-switched monolithic microchip laser with [110] cut Cr⁴⁺:YAG, *Laser Phys. Lett.*, **6**(11), 788–790 (2009).
140. A. I. Erokhin, V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, S. I. Mikhailov, Fine structure of the SBS line developed from spontaneous noise under quasimonochromatic pumping, *Quantum Electronics*, **26**(2), 144–146(1999)].
141. P. Narum, A. L. Gaeta, M. D. Skeldon, R. W. Boyd, Instabilities of laser beams counterpropagating through a Brillouin-active medium, *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**(3), 623–628 (1988).
142. G. S. He. Stimulated Scattering Effects of Intense Coherent Light, in: *Progress in Optics*. Ed. by E. Wolf (Amsterdam: Elsevier, 2009, Vol. 53) p. 201–292.
143. I. M. Bel'dyugin, A. A. Gordeev, V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, S. I. Mikhailov, V. B. Sobolev, Loop SBS oscillator on a stationary nonlinear refractive index gratings, *Quantum Electronics*, **39**(12), 1148–1152 (2009).
144. W. Gao, Z. W. Lu, W. M. He, Y. K. Dong., W. L. J. Hasi, Characteristics of amplified spectrum of a weak frequency-detuned signal in a Brillouin amplifier, *Laser Part. Beams*, **27**, 465–70 (2009).
145. Y. Zhao, T. E. Witt, R. J. Gordon, Efficient Energy Transfer between Laser Beams by Stimulated Raman Scattering, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 173903 (2009).
146. L. Lancia, J.-R. Margues, M. Nakatsutsumi, et al., Experimental Evidence of Short Light Pulse Amplification Using Strong-Coupling Stimulated Brillouin Scattering in the Pump Depletion Regime, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 025001 (2010).
147. R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Marcel Dekker Inc., 2003).
148. *Self-focusing: Past and Present, Fundamentals and Prospects*, Eds. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y. R. Shen (Springer, 2009).

149. D. N. Christodoulides, I. C. Khoo, G. J. Salamo, G. I. Stegeman and E. W. Van Stryland, Nonlinear refraction and absorption: mechanisms and magnitudes, *Adv. Opt. Photon.*, **2**(1), 60–200 (2010).
150. M. Rumi and J. W. Perry, Two-photon absorption: an overview of measurements and principles, *Adv. Opt. Photon.*, **2**(3), 451–518 (2010).
151. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam, *IEEE J. Quant. Electron.*, **26**(4), 760–769 (1990).
152. “Discovering” Z-scan; Celebrating the Z-scan Technique, *IEEE LEOS Newsletter*, **21**(1), 28–29 (2007).
153. P. B. Chapple, J. Staromlynska, J. A. Hermann, T. J. McKay, Single-beam Z-scan: measurement techniques and analysis, *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.*, **6**(3), 251–293 (1997).
154. E. W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, Z-scan measurements of optical nonlinearities, in: *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials*, M. G. Kuzyk, C. W. Dirk (Marcel Dekker Inc., 1998), p. 655–692.
155. G. L. Wood, E. J. Sharp, Nonlinear optics, in: *Handbook Electro-Optics* (McGraw-Hill, New York, 2000), p. 13.1–13.27.
156. M. Sheik-Bahae, M. P. Hasselbeck, Third-order optical nonlinearities, in: *Handbook of optics*, Vol. IV, Third Edition, M. Bass, Editor-in-Chief (McGraw-Hill, New York, 2009) p. 16.1–16.36.
157. A. Dement’ev, A. Jovaiša, R. Navakas, Modified Z-scan method for determination of nonlinear refraction of optical materials through the measurement of power-weighted time-averaged beam propagation factor, *Proc. of SPIE*, **4932**, 286–295 (2003).
158. B. Gu, X-Q. Huang, S.-Q. Tan, H.-T. Wang, A precise data processing method for extracting from Z-scan technique, *Opt Commun.*, **277**, 209–213 (2007).

159. T. Shimada, N. A. Kurnit, M. Sheik-Bahae, Measurement of nonlinear index by a relay-imaged top-hat Z-scan technique, *Proc. SPIE*, **2714**, 52–60 (1996).
160. T. Olivier, F. Billard, H. Akhouayri, Nanosecond Z-scan measurements of the nonlinear refractive index of fused silica, *Opt. Express*, **12**(7), 1377–1382 (2004).
161. A. Dement'ev, A. Jovaisa, Pulse shape influence on the accuracy of Z-scan measurements, *Nonlinear Analysis: Modelling and control*, **10**(2), 119–136 (2005).
162. A. J. Taylor, G. Rodriguez, T. S. Clement, Determination of n_2 by direct measurement of the optical phase, *Opt. Lett.*, **21**(22), 1812–1814 (1996).
163. D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive – index coefficient of fused silica, *Appl. Opt.*, **37**(3), 546–550 (1998).
164. J. E. Aber, M. C. Newstein, and B. A. Garetz, Femtosecond optical Kerr effect measurements in silicate glasses, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **17**(1), 120–127 (2000).
165. A. V. Smith and B. T. Do, Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm, *Appl. Opt.*, **47**(26), 4812–4832 (2008).
166. R. W. Hellwarth, Third-order optical susceptibilities of liquids and solids, *Prog. Quantum Electron.*, **5**, 1–68 (1977).
167. R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, 3rd ed. (Academic, Boston, Mass., 2008).
168. A. С. Дементьев, Э. К. Малдутис, С. В. Сакалаускас, Оптическая анизотропия, наведенная в стеклах интенсивным лазерным излучением, *Квантовая Электроника*, **15**, 62–76 (1978).
169. A. S. Dement'ev, E. K. Maldutis, S. V. Sakalauskas, Electrostrictive change of refraction index of glasses in elliptical laser beams, *Opt. Spectr.*, **50**(1), 143149 (1981); in Russian.

170. A. Dementjev, D. Steponavičius, R. Buzelis, Bendrojo astigmatizmo lazerio pluoštų kokybės parametrai ir jų matavimas, *Matavimai*, **1**(25), 7–13 (2003).
171. N. Y. Tabiryan, V. Jonnalagadda, M. J. Mora, S. R. Nersisyan, Laser beam and optics characterization with “z-scan” method, *Proc. SPIE*, **4932**, 656–666 (2003).
172. K. Hinsch, G. Gulker, Lasers in art conservation, *Physics World*, **14**(11), 37–42 (2001).
173. R. Salimbeni, R. Pini, S. Siano, Thirty years of laser application in conservation, in: *International Trends in Applied Optics*, Eds. A. H. Guenther, The Society of Photo – Optical Instrumentation Engineers (Bellingham, Washington USA, 2002), p. 667–688.
174. D. A. Cremers, L. J. Radziemski, *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* (Jhon Wiley & Sons, Ltd, 2006).
175. A. W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter, *Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS). Fundamentals and Applications* (Cambridge University Press, 2006).
176. J. P. Singh, S. N. Thakur, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, (Elsiever B.V., 2007).
177. W. Kautek, Report on session, Cleaning of organic materials: paper, parchment, textile, wood, *Journal of Cultural Heritage*, **4**(S), 163–164 (2003).
178. K. Ochociska, A. Kamiska, G. Liwiski, Experimental investigations of stained paper documents cleaned by the Nd:YAG laser pulses, *Journal of Cultural Heritage*, **4**(S), 188–193 (2003).
179. M. Alava, K. Niskanen, The physics of paper, *Rep. Prog. Phys.*, **69**, 669–723 (2006).
180. J. Lojewska, P. Miskowicz, T. Lojewski, L. M. Proniewicz, Cellulose oxidative and hydrolytic degradation: In situ FTIR approach, *Polymer Degradation and Stability*, **88**, 512–520 (2005).

181. M. Ali, A. M. Emsleyb, H. Herman, R. J. Heywood, Spectroscopic studies of the ageing of cellulosic paper, *Polymer*, **42**, 2893–2900 (2001).
182. *Fourier Transforms in Spectroscopy*, Eds. J. Kauppinen, J. Partanen (Wiley-VCH Verlag, 2001).
183. *Laser in the Conservation of Artworks*, (LACONA V Proceedings, Osnabrück, Germany, Sept. 15-18, 2003), Eds. E. Dickmann, C. Fotakis, J. F. Asmus, (Springer, Berlin, 2005).
184. K. H. Michaelian, *Photoacoustic Infrared Spectroscopy* (Wiley-Interscience, 2003), p. 352.
185. J. Scaffidi, W. Pearman, J. Chance Carter, B. W. Colston Jr., S. M. Angel, Temporal dependence of the enhancement of material removal in femtosecond-nanosecond dual-pulse laser-induced breakdown spectroscopy, *Appl. Opt.*, **43**(35), 6492–6499 (2004).
186. H. Bette, R. Noll, High-speed, high-resolution LIBS using diode-pumped solid-state lasers, in: *Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS)*, Eds. A. W. Miziolek et. al. (CUP, 2006), p. 490–515.