

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA**

Balys Momgaudis

LAZERIO SPINDULIUOTĖS IR MEDŽIAGOS SAŲVEIKA: NESPINDULINIŲ NUOSTOLIŲ
TYRIMAS HOLOGRAFIŠKAI VAIZDINANT DINAMINĮ ŠILUMOS LĖŠĮ

Magistro studijų baigiamasis darbas

Lazerių fizika ir optinės technologijos

Studentas

Balys Momgaudis

Darbo vadovas

doc. dr. Andrius Melninkaitis

Recenzentas

prof. dr. Mikas Vengris

Katedros vedėjas

prof. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas.....	2
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 Veiksniai, darantys įtaką, šviesos impulso sklidimui	4
1.1.1 Klasikinis šviesos impulsų sklidimo modelis.....	4
1.1.2 Pluošto difrakcija.....	5
1.1.3 Erdvinis pluošto moduliavimasis	6
1.1.4 Daugiafotonė sugertis.....	8
1.1.5 Daugiafotonės sugerties skerspjūvis – Keldyšo formulė.....	9
1.1.6 Laikinis impulso plitimas dispersinėje terpėje	10
1.1.7 Laisvųjų elektronų plazma ir jos įtaka šviesos sklidimui	13
1.2 Medžiagos atsakas į intensyvią spinduliuotę	14
1.2.1 Surištieji eksitonai ir jų įtaka šviesos sklidimui	14
1.2.2 Optinis medžiagos pažeidimas	15
1.2.3 Medžiagos šiluminis atsakas	16
2 Darbo metodika	18
2.1 Šilumos plitimo skaitinis modeliavimas.....	18
2.2 Skaitmeninė holografinė mikroskopija.....	20
2.3 Žadinimo – holografinio zondavimo eksperimento metodika.....	21
2.4 Žadinimo–zondavimo eksperimentų geometrija ir bandinių paruošimas.....	23
2.5 UAB MGF „Šviesos konversija“ – „Pharos“ ir UAB „Ekspla“ – „NL 640“ lazerių synchronizavimas ir elektroninis vėlinimas	25
3 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas.....	27
3.1 Eksperimento lydyto kvarco tūryje rezultatai	27
3.1.1 Ankstyvoji dinamika	27
3.1.2 Vėlyvoji dinamika	29
3.1.3 Liekamosios šiluminės energijos įvertinimas.....	35
3.2 Eksperimento su Ta ₂ O ₅ danga rezultatai	41
3.2.1 Ankstyvoji dinamika	41
3.2.2 Vėlyvoji dinamika	42
4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	50
Literatūra	51

Ivadas

Lazerių šviesa ypatinga tuo, jog leidžia lokalizuoti didelį energijos kiekį laike ir erdvėje. Dėl šios savybės lazerinės sistemos randa pritaikymą daugybėje skirtingų sričių: medžiagų apdirbime[1], medicinoje[2], moksliniuose tyrimuose[3], vaizdinime[4], kosminėse technologijose[5], energetikoje[6] ir kitur. Besivystant šioms technologijoms kyla reikalavimai ir lazerinėms sistemoms. Dažnai tokiuose taikymuose ribojančiu faktoriumi tampa optiniai elementai, naudojami šiose sistemose, o tiksliau – jų optinis atsparumas. Sistemos spinduliuotės intensyvumas gali būti didinamas tik tiek, kiek gali išverti silpniausias sistemos elementas, dėl to yra ribojamos didžiausios vidutinės galios, minimalių pluošto matmenų bei impulso trukmės vertės. Taigi, optinis pažeidimas yra aktuali problema. Be to, kiekvienoje srityje yra reikalingi specifiniai lazerinės spinduliuotės parametrų rinkiniai besiskiriantys trukme, intensyvumu, pasikartojimo dažniu, bangos ilgiu ir kitais aspektais. Tad klausimas: kas yra optinio pažeidimo slenkstis ir kaip jį įvertinti? Akivaizdu, šis dydis nėra konstanta, tačiau bendros optinio pažeidimo teorijos vis dar nėra.

Šiuo metu norint įvertinti optinių elementų atsparumą dažniausiai yra atliekami lazeriu indukuotos pažaidos eksperimentai. Eksperimento metu elementas, pavyzdžiui, danga arba kristalas, yra apšaudomas lazeriniais impulsais palaiapsniui keliant energiją. Vėliau (*post factum*) bandinys yra apžiūrimas mikroskopu: tikrinama kokiomis energijos vertėmis eksponuotose vietose susiformavo pažaida. Tačiau toks metodas turi nemažai trūkumų. Visų pirma, eksperimentas turi būti atliktas griežtai kontroliuojamomis sąlygomis, kuriose elementas bus naudojamas. Antra – toks tyrimas apibūdina tik energetinius pažaidos parametrus, t.y.: pažaidos slenkstį ir nuovargio efektą (slenksčio priklausomybę nuo impulsų skaičiaus arba ekspozicijos dozės). Tačiau taip negalima įvertinti, kokia dalis energijos dalyvavo sąveikoje. Galima pamatuoti tik pro bandinį prasklidusią ir atsispindėjusią energiją, tačiau nėra aišku, kiek energijos buvo išsklaidyta ir kiek jos liko sugerta medžiagoje. Galiausiai, nagrinėjant tik liekamuosius struktūrinius pokyčius nežinoma, kokie procesai ir kada įvyko medžiagoje, kuris procesas lėmė pažaidos susiformavimą.

Dalį šių problemų galima būtų išspręsti geriau supratus medžiagos ir didelio intensyvumo šviesos sąveikos ypatumus, turint tokios sąveikos skaitmeninį modelį. Žadinančio – zonduojančio impulso skaitmeninės holografinės mikroskopijos metodu galima vaizdinti tokios sąveikos dinamiką intervale nuo kelių femtosekundžių iki kelių nanosekundžių[7], tačiau sąveika neapsiriboja tik šiuo laikiniu intervalu. Mechaninės vėlinimo linijos maksimalų laikinį vėlinimą iki dešimčių nanosekundžių riboja jos ilgis ir eksperimentinio stalo matmenys, kurie paprastai neviršija kelių metrų, todėl optinės

vėlinimo linijos ribas praktiškai sunku išplėsti iki mikrosekundžių ir tuo labiau milisekundžių, kuriuose yra stebima ženkli šiluminė dinamika[8]. Šie ir panašūs ilgos gyvavimo trukmės pokyčiai yra ypač įdomūs, tyrinėjant dangos nuovargio efektus ir medžiagos pažeidimo formavimąsi, kai medžiaga veikiama pasikartojančiais impulsais. Taigi, šiuo darbu buvo siekiama visų pirma išplėsti esamos sistemos galimybes, panaudojant ne tik optinę, bet ir elektroninę vėlinimo liniją bei integruojant antrinį zondavimo šaltinį. Tokiu būdu sukurti galimybę stebėti „vėlyvuosius“ šiluminės dinamikos reiškinius po sužadavimo. Tokių stebėjimų rezultatai, tikėtina, leistų kiekybiškai įvertinti sąveikos metu medžiagoje sukauptą energijos kiekį, kadangi sugerta energija galiausiai turėtų virsti šilumine energija.

Taigi, pagrindinis šio darbo tikslas – kiekybiškai apibūdinti netiesinę lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveiką: nustatyti būdingas pažeidimą lemiančių procesų trukmes ir kiekybiškai įvertinti sugertos energijos kiekį skaidrioje terpėje tiesiogiai stebint ir modeliuojant vėlyvąją šiluminio lęšio vėsimo dinamiką. Pagrindiniai šio darbo uždaviniai:

- patobulinti holografinę žadinimo–zondavimo sistemą, apjungiant kaupinančius impulsus generuojantį femtosekundinį lazerinį šaltinį su elektroniškai vėlinamu antriniu nanosekundiniu lazeriniu zonduojančiu šaltiniu ir išbandyti tokią schemą praktiškai;
- atlikti holografinį žadinimo–zondavimo eksperimentą lydytame kvarce ir Ta₂O₅ dangoje, matuojant termolęšio dinaminį atsaką laiko intervale nuo 1 nanosekundės iki 10 mikrosekundžių;
- sukurti programą, skirtą šiluminių procesų dinamikai medžiagoje apibūdinti ir pasinaudojant eksperimentiškai surinktais vaizdinimo duomenimis įvertinti medžiagoje sukauptą šiluminę energiją; palyginti ją su žadinančio lazerio impulso energija.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Veiksniai, darantys įtaką, šviesos impulso sklidimui

1.1.1 Klasikinis šviesos impulsų sklidimo modelis

Norint modeliuoti šviesos impulso sklidimą skaidrioje dielektrinėje terpėje, reikalingos lygtys, aprašančios sklidimo mechanizmą. Šias lygtis gauname pasinaudoję Maksvelo lygtimis [9]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} = \left(\vec{J} + \frac{\partial \epsilon_0 \epsilon \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (2)$$

$$\nabla \epsilon_0 \epsilon \vec{E} = \rho, \quad (3)$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \quad (4)$$

čia μ_0 ir μ atitinkamai vakuomo ir santykinė magnetinė skvarba, o ϵ_0 ir ϵ vakuomo ir santykinė dielektrinė skvarba, \vec{E} elektrinio lauko vektorius, \vec{B} magnetinės indukcijos vektorius, \vec{J} elektronų srovės vektorius, t – laikas, ∇ – nabla operatorius, \times – vektorinė sandauga.

Sklidimo lygtis impulsui, bendruoju atveju, gaunama paveikus (1) Maksvelo lygtį rotoriaus operatoriumi ir pasinaudojus keletu vektorinių tapatybių. Galutinis rezultatas [10]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t \epsilon(t-t') \vec{E} dt' = \mu_0 \left(\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \right). \quad (5)$$

Čia \vec{P} medžiagos poliarizuotumas, o integravimas laiko atžvilgiu nurodo santykinės dielektrinės konstantos kitimą elektrinio lauko stiprio dedamosioms. 5 formulė – tai lygtis, aprašanti šviesos impulso sklidimą netiesinėje dielektrinėje medžiagoje. Šią lygtį nesunkiai galime supaprastinti pasinaudojus keliais artiniais.

Visų pirma, pereiname prie skaliarinės bangos sklidimo lygties. Prie skaliarinės sklidimo lygties pereiti galima, kai yra tenkinama sąlyga: elektrinis laukas visada poliarizuotas tiesiškai, statmenai bangos sklidimo kryptčiai. Iš elektrinio lauko sąryšių su srove ir poliarizacija seka, jog dešinėje lygties pusėje esantys vektoriai bus tokios pat kryptties. Atsižvelgus į šias prielaidas nario $\nabla(\nabla \vec{E})$ galime nepaisyti, nes jo vertės pasidaro artimos nuliui. Taip pat galime neberašyti vektoriaus ženklą, nes laikome šviesą tiesiškai poliarizuota ir nuliui nelygi tik viena dedamoji. Trečiajame naryje integravimą pagal laiką galime atmesti, tuo atveju, kai nagrinėsime pluoštus ir impulsus, kurių dažninis išplitimas

nera didelis. Iš to seka, jog dielektrinė konstanta beveik nepriklausys nuo laiko pokyčio ir narys įgis formą:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t \varepsilon(t-t') E dt' = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} E. \quad (6)$$

Kairėje lygybės pusėje, dėl paprastumo, galime sutraukti poliarizaciją ir srovę į vieną poliarizacijos narį. Po visų šių suprasinimų turime supaprastintą sklidimo lygties formą:

$$\nabla^2 E - \mu_0 \mu \left(\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} \right) = 0. \quad (7)$$

Čia buvo atsižvelgta į tai, jog elektrinė indukcija (slinkties vektorius) su poliarizuotumu ir elektrinio lauko stipriu susijusi sąryšiu:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (8)$$

1.1.2 Pluošto difrakcija

Lazerinio pluošto difrakcija pasireiškia dėl to, kad fotonams galioja Haizenbergo neapibrėžtumo principas. Pluošto sklidimo kryptimi (z) statmenoje plokštumoje (x - y) fotonai yra dalinai lokalizuoti, kadangi didėjant koordinatės apibrėžtumui mažėja judesio kiekio momento apibrėžtumas, gauname, jog judesio kiekio momento dedamosios p_x ir p_y yra dalinai neapibrėžtos. Šis neapibrėžtumas persiduoda bendram judesio kiekio momentui, kuris pagal de Broilio bangų teoriją tiesiogiai susijęs su bangos vektoriumi[11].

$$\Delta \vec{k} = \frac{2\pi \Delta \vec{p}}{h}, \quad (9)$$

čia h – Planko konstanta. Kadangi bangos vektorius nurodo plokščiosios bangos sklidimo kryptį, gauname, jog pluoštas yra plokščiųjų bangų superpozicija, gaunama susumavus skirtingomis kryptimis sklindančias plokščiąsias bangas. Dėl šios priežasties pluoštai bei impulsai sklisdami plečiasi – didėjant sklidimo atstumui z intensyvumas plačiau pasiskirsto x - y plokštumoje. Pluošto skėstis, jam sklindant z ašimi, priklauso nuo pradinių sąlygų, t.y. nuo šviesos erdvinio spektro, arba kitaip, fazės pasiskirstymo plokštumoje x - y , bei medžiagos lūžio rodiklio.

Pasinaudosime tuo, jog paprasčiausias banginės lygties (7) sprendinys – monochromatinė banga, kurios laikinė priklausomybė išreiškiama:

$$E = A e^{i\omega_0 t - i n k_0 z}, \quad (10)$$

čia A – kompleksinė amplitudė, ω_0 – bangos nešantysis kampinis dažnis, i – kompleksinis vienetas.

Atlikę Furjė transformaciją bangos sklidimo lygčiai (7) gauname Helmholco lygtį:

$$\Delta E + n^2 k_0^2 E = 0, \quad (11)$$

čia $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ – bangos skaičius, $n = \sqrt{\varepsilon}$ – lūžio rodiklis. Šią lygtį galime išskaidyti komponentėmis pagal koordinates x, y ir z :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E - n^2 k_0^2 E = e^{i\omega_0 t - i n k_0 z} \left(\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A - 2 i n k_0 \frac{\partial}{\partial z} A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (12)$$

Pasinaudoję mažų amplitudžių artiniu:

$$\frac{\partial}{\partial z} A \ll n^2 k_0^2 A, \quad (13)$$

ir lauko tiesine poliarizacija gauname, jog difrakcijos lygtis paraboliniame artinyje [12]:

$$\frac{\partial}{\partial z} A = \frac{-i}{2 n k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A. \quad (14)$$

Šios lygties sprendinys nusako, kaip dėl difrakcijos kinta kompleksinė impulso amplitudė, impulsui sklindant išilgai sklidimo kryptimi.

1.1.3 Erdvinis pluošto moduliavimasis

Bendruoju atveju, medžiagos atsakas į elektrinį lauką yra netiesinis. Šis netiesiškumas gali pasireikšti įvairiai. Paprastumo dėlei, laikysime, kad nagrinėjamos medžiagos lūžio rodiklis pakinta, kai ja sklindančios šviesos intensyvumas yra pakankamai didelis. Norint stebėti tokius reiškinius praktiškai, intensyvumo ir netiesinio lūžio rodiklio n_2 sandauga turi būti palyginama su paprasto lūžio rodiklio verte. Tipinėje kubinėje netiesinėje terpėje (pvz. dielektrikuose ar dujose) elektrinės indukcijos vektorius gali būti užrašytas tokia forma [12]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}^{(net)} = \varepsilon_0 \vec{E} \left(1 + \chi^1 + \frac{3}{8} \chi^3 |\vec{E}|^2 \right), \quad (15)$$

čia χ^1, χ^3 atitinkamai tiesinis ir kubinis elektriniai jautriai.

Ši elektrinės indukcijos forma gaunama panaudojus lėtai kintančių amplitudžių artinį, bei atsižvelgus į tai, kad kvadratinis narys dėl simetrijos lygus nuliui.

Tada pasinaudoję bangos sklidimo lygtimi ir į ją įstatę elektrinės indukcijos išraišką gauname netiesinę Šrėdingerio lygtį [10,12].

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \mu \left(\frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \right) = \mu_0 \mu \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_0 \vec{E} \left(1 + \chi^1 + \frac{3}{8} \chi^3 |\vec{E}|^2 \right)}{\partial t^2} \right) = \mu_0 \mu \left(\frac{\partial^2 \vec{D}^1}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \vec{P}^3}{\partial t^2} \right). \quad (16)$$

Pertvarkius šią lygtį ir pasinaudojus laiko ir sklaidimo koordinatės keitiniais, gauname galutinę netiesinės Šrėdingerio lygties formą:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{g_0}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{3\chi^3 k}{8n_0^2} |A|^2 A = 0, \quad (17)$$

čia $k = \frac{2\pi}{\lambda n_0}$ bangos skaičius, n_0 lūžio rodiklis tiesiniame artinyje, g_0 grupinis greitis centriniam impulso dažniui ω_0 .

Antrasis (17) lygties narys atsakingas už impulso dispersiją – kadangi nagrinėjamu atveju ieškome netiesiškumo įtakos, galime laikyti, kad yra nagrinėjamas pluoštas arba didelės trukmės impulsas. Dėl šios priežasties dispersijos įtaka labai maža ir dažnai šį narį galima narį laikyti lygiu nuliui. Trečiasis narys (17) lygtyje atsakingas už netiesinį pluošto fokusavimą, kuris atsiranda dėl optinio Kero efekto. Dėl šio efekto pluošto centrinėje dalyje, kurioje yra intensyvumo maksimumas, atsiranda didžiausias lūžio rodiklio pokytis, kuris lemia optinio kelio padidėjimą arba, žiūrint iš kitos pusės, grupinio greičio sumažėjimą. Kadangi erdviniame Gauso formos pluošte didžiausias intensyvumas yra ties pluošto centru ir tolydžiai mažėja nuo jo tolstant, tai ir netiesinio lūžio rodiklio sukeltas optinio kelio pokytis taip pat yra pasiskirstęs pagal Gauso dėsnį. Tokio pokyčio efektas – medžiaga pradeda elgtis kaip optinis lęšis. Šis procesas yra vadinamas pluošto fokusavimu. Kaip ir įprastas optinio Kero efekto sukurtas netiesinis lęšis fokusuoja šviesą. Kadangi difrakcija atsakinga už pluošto skėstį, šie du procesai varžosi tarpusavyje. Priklausomai nuo pradinių pluošto sklaidimo sąlygų ir medžiagos savybių vienas iš procesų pasidaro dominuojantis. Jei dominuoja pluošto fokusavimas, ir nėra stebimi kiti intensyvumo augimą stabdantys mechanizmai, galimas taip vadinamas pluošto kolapsas. Kolapsas – terminas, nusakantis visos energijos sukonzentravimą viename taške. Sujungę pluošto difrakcijos(14) ir pluošto fokusavimosi (17) išraiškas gauname lygties pluošto sklaidimui netiesine terpe išraišką:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + \frac{i3\chi^3 k}{8n_0^2} |A|^2 A. \quad (18)$$

Šioje lygtyje yra įskaitomas pokytis dėl difrakcijos – pirmas narys dešinėje pusėje, bei pluošto fokusavimosi dėl optinio Kero efekto įtaka pluoštui – antras narys. Sudėtingą koeficientų rinkinį galime pakeisti parametru:

$$C = \frac{i3\chi^3 k}{8n_0^2}. \quad (19)$$

Šį parametru taip pat galime išreikšti per n_2^l – netiesinį lūžio rodiklį.

$$C = \frac{kc\varepsilon_0 n_2^l}{2}. \quad (20)$$

1.1.4 Daugiafotonė sugertis

Be jau išvardintų fizinių reiškinių šviesos sklidimui daro įtaką spinduliuotės sugertis. Vienas iš svarbesnių, intensyvios lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos atvejų – daugiafotonė sugertis. Dielektrinėse medžiagose draustinis tarpas tarp valentinės ir laidumo juostos yra didelis – norint sužadinti elektroną iš valentinės į laidumo juostą reikia jam suteikti pakankamą kiekį energijos, kurios vienas fotonas paprastai neturi. Didinant intensyvumą didėja tikimybė, kad per pakankamai trumpą laiko tarpą su elektronu sąveikaus du arba daugiau fotonų. Tai galima aiškinti tuo, jog šviesai skindant medžiaga, šviesa yra koherentiškai perspinduliuojama sutrikdytų elektronų. Šio proceso trukmė labai trumpa, todėl intensyvumas, kuris apibūdina fotonų tankį, tampa kritiniu veiksniumi, nusakančiu sugerties efektyvumą. Sugerties metu energija yra paaimama iš terpe sklindančio pluošto ir sunaudojama elektronų sužadanimui. Jei elektrono gauta energija viršija draustinės juostos energiją, perteklius virsta kinetine elektrono energija. Ši energija gali būti vėliau išspinduliuota rekombinacijos metu, perduota kitiems elektronams smūginės jonizacijos būdu arba nespindulinės relaksacijos būdu perduota gardelei. Netiesinės sugerties tikimybė nusakoma formule [10]:

$$P = \sigma_K I^K, \quad (21)$$

čia σ_K daugiafotonės jonizacijos skerspjūvis, I – intensyvumas, K – daugiafotonės sugerties laipsnis, nurodantis sugerties eilę.

Norint įskaityti sugerties efektą turime dar kartą praplėsti jau turimą modelį. Pasinaudojame impulso sklidimo lygties formule (5). Norėdami įskaityti sugertį, atsižvelgiame į tai, jog sugertį galime aprašyti per efektyviąją srovę. Pasinaudojus srovės analogija yra apskaičiuojami vidutiniai galios nuostoliai pluoštui. Pasirinkę supaprastintą atvejį – veikia tik vienas sugerties mechanizmas – daugiafotonė sugertis, gauname lygtį, aprašančią galios nuostolius ploto vienetui.

$$\frac{JE^*}{2} = W_{mpi}(I)K\hbar\omega_0\rho_{nt}, \quad (22)$$

čia $W_{mpi}(I)$ daugiafotonės jonizacijos greitis, priklausantis nuo intensyvumo, yra išreiškiamas formule:

$$W_{mpi} = \sigma_K I^K = P. \quad (23)$$

Šiose formulėse \hbar – mažoji Planko konstanta, ρ_{nt} – neutralių atomų koncentracija terpėje. Atsižvelgę į šią išraišką gauname formulę srovės tankiui:

$$J = \varepsilon_0 c n_0 \beta_K I^{K-1} E, \quad (24)$$

čia koeficientas $\beta_K = K \hbar \omega_0 \sigma_K \rho_{nt}$.

Įstačius šią išraišką į sklidimo lygtį ir palyginus ją su prieš tai turėta gauname, jog už pluošto amplitudės pokytį atsako narys:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\beta_K}{2} I^{K-1} A. \quad (25)$$

Iš šios lygties galime matyti, jog didžiausią poveikį kompleksinei amplitudei taip pat, kaip ir Kero efekto atveju, matysime pluošto centre, kur yra didžiausias intensyvumas. Daugiafotonė sugertis yra vienas iš mechanizmų, realiame eksperimente neleidžiančių įvykti visiškam pluošto kolapsui.

1.1.5 Daugiafotonės sugerties skerspjūvis – Keldyšo formulė

Kadangi daugiafotonės sugerties skerspjūvis yra randamas eksperimentiškai ir priklauso nuo bangos ilgio bei pasirinktos medžiagos, ne visada yra žinomos jų vertės dominantiems spinduliuotės parametrų konkrečiai medžiagai. Dėl to buvo pasinaudota analitine Keldyšo formule, pagal kurią galima apskaičiuoti fotojonizacijos greitį, taip įvertinti daugiafotonės sugerties spartą, bei rasti efektyvų daugiafotonės sugerties skerspjūvį.

Pagal Keldyšą daugiafotonės jonizacijos greitis aprašomas formule[13]:

$$w_K = 2 \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\sqrt{1+\gamma^2} m\omega}{\gamma \hbar} \right)^{\frac{3}{2}} Q_K \left(\gamma, \frac{E_{NP}}{\hbar\omega} \right) e^{\left[-\pi \left(\frac{E_{NP}}{\hbar\omega} + 1 \right) \frac{K(\varphi) - E(\varphi)}{E(\theta)} \right]}. \quad (26)$$

Šioje formulėje $K(x)$ ir $E(x)$, tai pilnutiniai eliptiniai integralai, kurių argumentai

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad \varphi = \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \quad (27)$$

Išreikšti per Keldyšo parametrą:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{m E_{gap}}}{eE}. \quad (28)$$

Tuo tarpu, $Q_K(\gamma, x)$ tai lėtai kintanti amplitudė, kuri aprašoma:

$$Q_K(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\theta)}} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\pi \frac{K(\varphi) - E(\varphi)}{E(\theta)} n} \Phi \left(\sqrt{\frac{\pi^2 ((x+1) - x - n)}{2K(\theta)E(\theta)}} \right). \quad (29)$$

Šiose formulėse naudojami žymėjimai:

$\langle x \rangle$ – sveikoji skaičiaus dalis

$\Phi(x)$ – Dausono (angl. Dawson) integralas, apibrėžiamas:

$$\Phi(x) = \int_0^x e^{(y^2 - x^2)} dy, \quad (30)$$

čia E_{NP} – lazeriu modifikuota draustinio tarpo energija kitaip dar vadinama efektine draustine energija, išreiškiama:

$$E_{NP} = \frac{2}{\pi} E_{gap} \left[\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} E \left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \right], \quad (31)$$

čia E_{gap} nemodifikuota draustinės juostos energija.

Nuo originalios Keldyšo formuluotės šios lygtys skiriasi daugikliu – 2, kuris yra įvestas dėl elektronų sukinių išsigimimo kietajame kūne, bei Dausono funkcijoje buvusios klaidos ištaisymo [13].

Tokios formos Keldyšo formulėje yra įskaityta tiek daugiafotonė jonizacija, tiek elektronų tuneliavimu sukurtų laisvųjų elektronų indėlis. Kai Keldyšo parametras $\gamma \gg 1$, tai gauname veiką, kai už elektronų generaciją yra atsakinga daugiafotonė jonizacija. Tokioje veikoje elektronų jonizacijos greitis priklauso nuo intensyvumo kaip $w_K \sim I^K$ ir sugerties skerspjūvį galime rasti jonizacijos greitį padalinę iš intensyvumo laipsnio. Tuo tarpu, kai $\gamma \ll 1$ yra stebimas kitas kraštutinis atvejis, čia dominuoja tunelinė jonizacija – dėl sukuriama intensyvaus mažo dažnio elektrinio lauko sumažėja potencialinis barjeras ir elektronas tuneliuoja iš valentinės juostos į laidumo juostą (tokiu atveju nesugeriant energijos iš šviesos).

1.1.6 Laikinis impulso plitimas dispersinėje terpėje

Laikinis šviesos impulsas – plokščiųjų bangų superpozicija. Skirtingi laike moduluoti impulsai gaunami sudedant bangas su skirtingais dažniais, fazėmis bei amplitudėmis. Impulsą ir plokščiųjų bangų dedamąsias sieja Furjė transformacija[14].

$$E(r, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(r, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (32)$$

Kadangi impulsas yra sudarytas iš skirtingo dažnio plokščiųjų bangų, jo sklidimas medžiagoje skiriasi nuo vienos plokščiosios bangos sklidimo. Plokščiosios bangos sklidimo medžiagoje greitis priklauso nuo lūžio rodiklio, o šis nuo bangos dažnio. Dielektrinę skvarbą ir dažnį sieja sąryšis[14]:

$$\varepsilon(\omega) = (n + i\kappa)^2 = 1 + \sum_j \frac{f_j \omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - i\omega \gamma_j - \omega^2}, \quad (33)$$

čia, n ir κ atitinkamai reali ir menama kompleksinio lūžio rodiklio dalys, f_j – osciliatoriaus stipris, ω_p – plazminis dažnis, ω_0 – elektronų savasis dažnis, ω – lazerio spinduliuotės dažnis, j surišųjų elektronų rūšį žymintis numeris. Pasinaudodami šia formule galime apskaičiuoti bangos greičio priklausomybę nuo dažnio nagrinėjamoje terpėje. O žinodami greičių pasiskirstymą – kiek pasikeis bangos dedamųjų fazės. Dėl šio fazių pokyčio impulsas sklisdamas medžiaga patiria spalvinę dispersiją – jo komponentės

sklisdamos skirtingu greičiu atsiskiria, todėl impulsas išplinta laike, o jo gaubtinės amplitudės vertė sumažėja.

Norėdami rasti, kokią įtaką daro grupinių greičių dispersija, turime nagrinėti lygtį, aprašančią impulso gaubtinės pokytį [10,12]. Pasirenkame, jog elektrinis laukas aprašomas:

$$E(t) = \frac{1}{2} A(t, z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)}. \quad (34)$$

Tada galime išreikšti elektrinę indukciją pirmajame artinyje:

$$D^1(t, z) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t') E(t - t') dt' = \varepsilon_0 \frac{1}{2} e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \sum_m \frac{(-i)^m}{m!} \frac{\partial^m A(t, z)}{\partial t^m} \frac{\partial^m \varepsilon(\omega_0)}{\partial \omega_0^m}. \quad (35)$$

Šioje formulėje dielektrinės skvarbos laikinė funkcija:

$$\varepsilon(t) = \delta(t) + \chi^1(t), \quad (36)$$

Čia $\delta(t)$ – Dirako delta.

Dielektrinė skvarba dažninėse koordinatėse – laikinės dielektrinės skvarbos Furjė transformacija:

$$\varepsilon(\omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^1(t') e^{-i\omega_0 t'} dt'; \quad (37)$$

$$\frac{\partial^m \varepsilon(\omega_0)}{\partial \omega_0^m} = (-i)^m \int_{-\infty}^{\infty} (t')^m \varepsilon^1(t') e^{-i\omega_0 t'} dt'. \quad (38)$$

Panaudojus šią išraišką bangos sklidimo lygtyje (7) gauname:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + k_0^2 A - \sum_m \frac{(-i)^m}{c^2 m!} \frac{\partial^m \varepsilon(\omega_0)}{\partial \omega_0^m} \left(\frac{\partial^{m+2} A}{\partial t^{m+2}} + 2i\omega_0 \frac{\partial^{m+1} A}{\partial t^{m+1}} - \omega_0^2 \frac{\partial^m A}{\partial t^m} \right) = 0. \quad (39)$$

Iš (39) formulės atmetus aukštesnius nei 2 eilės išvestinės narius, atlikus supaprastinimą, pasinaudojus lėtai kintančios amplitudės aproksimacija bei dielektrinės skvarbos ir bangos vektoriaus sąryšiu, turime:

$$k(\omega) = \frac{2\omega\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{c}. \quad (40)$$

Gaunamas dėmuo, įskaitantis dispersijos poveikį impulsui sklindant terpe z kryptimi.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{u_0} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{g_0}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (41)$$

čia, $u_0 = \frac{\partial \omega}{\partial k(\omega_0)}$ ir $g_0 = \frac{\partial^2 k(\omega_0)}{\partial \omega^2}$ yra grupinio greičio bei grupinio greičio dispersijos koeficientai, gaunami išskleidus bangos vektorių Teiloro eilute nešančiojo, ω_0 , dažnio aplinkoje:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{\partial k(\omega_0)}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k(\omega_0)}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 \dots \quad (42)$$

1.1.7 Laisvųjų elektronų plazma ir jos įtaka šviesos sklidimui

Elektromagnetinio lauko energija, sugerta iš sklindančio terpe pluošto, pasireiškus netiesinei sugerčiai gali surištuosius (valentinius) elektronus sužadinti į laidumo juostą. Šioje juostoje elektronai pasidaro laisvi ir elgiasi analogiškai elektronams metaluose. Jie sukuria vadinamąją laisvųjų elektronų plazmą. Šią plazmą galime aprašyti pasinaudoję Drudės (Paul Drude) modeliu [10] (43).

Indukuotos plazmos pralaidumas elektromagnetinei spinduliuotei panašiai, kaip ir metaluose, priklauso nuo elektromagnetinių bangų spinduliuotės dažnio: t.y. viršijus tam tikrą kritinį dažnį (plazmos savitąjį dažnį) ji pasidaro skaidri elektromagnetinėms bangoms. Kai šią plazmą veikia mažesnio už kritinį dažnio elektrinės bangos, jos yra sugeriamos arba atspindimos. Sugerta energija yra panaudojama didinti elektronų kinetinei energijai bei koncentracijai daugiafotonės bei smūginės jonizacijos procesų metu. Didėjant elektronų koncentracijai taip pat auga savitasis plazmos dažnis bei didėja sugertis. Galutinė tokio proceso pasekmė – optinis pažeidimas. Elektronų plazmos įtaka bangų sklidimui įskaitoma pasinaudojus impulso sklidimo lygties bendrąja formule (5). Elektronų įtaka įskaitoma panašiai, kaip sugertis – per plazmos srovės tankį [10]:

$$\frac{w}{c} \frac{j}{c \epsilon_0} = \frac{q_e^2 \omega \tau_c}{c^2 \epsilon_0 m_e} \frac{1+i\omega\tau_c}{1+(\omega\tau_c)^2} qE. \quad (43)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\sigma(\omega)}{2} \rho A. \quad (44)$$

Koeficiento $\sigma(\omega)$ forma:

$$\sigma(\omega) = \frac{\tau_c \omega_s^2 (1+i\omega\tau_c)}{n(\omega) c \rho_c (1+(\tau_c \omega)^2)}. \quad (45)$$

$$\rho_c = \frac{\omega_s^2 \epsilon_0 m_e}{q_e^2}.$$

Šiose formulėse τ_c – krūvininkų relaksacijos trukmė, ω impulso spinduliuotės nešantysis dažnis, c šviesos greitis vakuume, ρ_c – kritinis plazmos tankis, ω_s – savitasis plazmos dažnis, q_e – elektrono krūvis. Realioji koeficiento dalis – efektinis sugerties skerspjūvis – taip vadinama atvirkštinė stabdančioji spinduliuotė (vok. Invers Bremsstrahlung), kuri veikia impulsą sugerdama energiją, dėl ko mažėja impulso intensyvumas. Menamoji koeficiento dalis atsakinga už plazmos įtaką fazei – atsiranda papildomas lūžio rodiklio prieaugis dėl elektronų plazmos. Tačiau šio fizikinio reiškinių sukeliamas lūžio rodiklio pokytis optinėje srityje yra priešingas optinio Kero efekto sukeltam pokyčiui (skiriasi ženklų). Elektronų plazma mažina efektinį lūžio rodiklį, didina sklaidą ir stabdo šviesos fokusavimąsi.

Kadangi elektronų plazmos tankis priklauso ne tik nuo pluošto intensyvumo, bet ir laiko, turime spręsti elektronų generavimo greičio lygtį:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{\text{mpi}}(I)(\rho_{\text{na}} - \rho) + W_{\text{ava}}(I)\rho; \quad (46)$$

$$W_{\text{mpi}} = \sigma_K I^K; \quad (47)$$

$$W_{\text{ava}}(I) = \frac{\sigma(\omega_0)I}{U_i}, \quad (48)$$

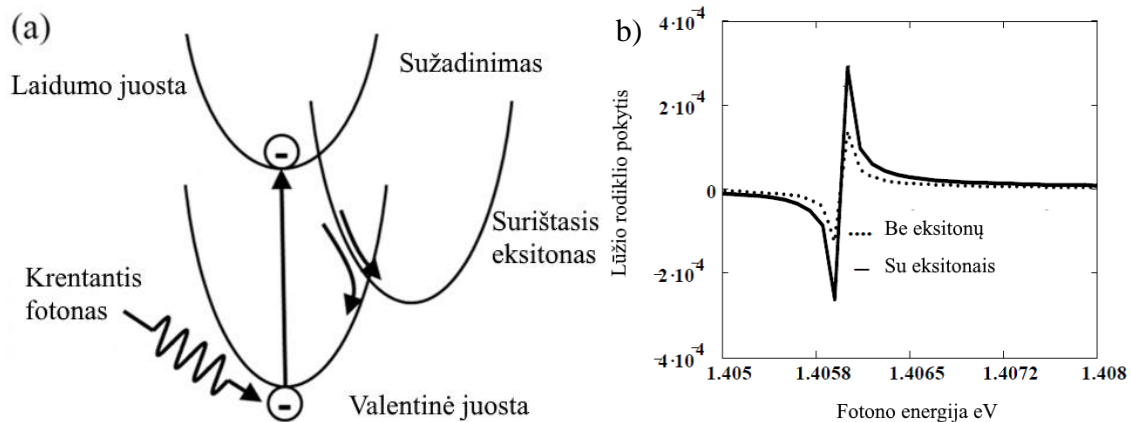
čia U_i medžiagos draustinės juostis plotis, ρ_{na} – neutralių atomų koncentracija.

Šioje lygtyje įskaitomi du plazmos kūrimo mechanizmai – dėl daugiafotonės sugerties gauta energija, veikianti kaip pradinis elektronų šaltinis ir griūtinė elektronų jonizacija – antrinis elektronų šaltinis. Griūtinės jonizacijos metu elektronai yra greitinami elektrinio lauko. Kai jų greitis pasidaro pakankamai didelis ir kinetinė elektrono energija viršija draustinės juostos pločio energiją, elektronas gali perduoti šią energiją vienam iš gardelės valentinių elektronų ir sužadinti jį iš valentinės į laidumo juostą. Šis procesas atsakingas už eksponentinį elektronų tankio augimą paveikus terpę intensyvia lazerio spinduliuote.

1.2 Medžiagos atsakas į intensyvią spinduliuotę

1.2.1 Surištieji eksitonai ir jų įtaka šviesos skidimui

Kai kuriose medžiagose vykstant sužadintų elektronų relaksacijai iš laidumo juostos į pagrindinę būseną, jie gali būti pagauti išsikreipusiame gardelės potenciniame lauke, sąveikaudami su virtualiais fononais, sukurdami surištasias būsenas tarp elektrono ir valentinėje juostoje susiformavusios skylės, vadinamuosius eksitonus. Tokie surištieji dariniai iš skylės ir elektrono veikia kaip priemaišos medžiagoje, sukurdami papildomus lokalizuotus elektroninius lygmenis draustinėje energijos juostoje, nes elektrono, priklausančio eksitonui, energija yra didesnė nei valentinėje juostoje esančių elektronų. Dėl šio papildomo lygmens atsiranda ir sugerties rezonansas, kuris lemia lūžio rodiklio pokytį. Realus rodiklio vertės pokytis priklauso nuo bangos ilgio ir gali būti tiek teigiamas, tiek neigiamas. Lūžio rodiklio pokytis gali būti susietas su sugerties koeficientu ties eksitono sugerties rezonansu.



1 pav. a) Surištųjų eksitonų sukūrimo principas [15], b) tipinis surištųjų eksitonų kuriamas lūžio rodiklio pokytis[16].

Ši sąryšis vadinamas Kramers‘o – Kronig‘o dispersijos sąryšiu[15]:

$$\Delta n = \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \xi dE}{\hbar\omega^2 - E^2}. \quad (49)$$

Didelio intensyvumo žadinančiu impulsu sukurti laisvieji elektronai tokiose medžiagose, kaip lydytas kvarcas į pagrindinę būseną pereina per eksitoninius lygmenis[17]. Dėl šios priežasties stebima trumpesnė elektronų plazmos gyvavimo trukmė, o taip pat zondojuojantis impulsas patiria priešingo ženklo fazės pokytį, nei sukuriama elektronų plazmos dėl eksitonų sukulto lūžio rodiklio pokyčio, zondojuojant procesą 510–550 nm bangos ilgio šviesa.

1.2.2 Optinis medžiagos pažeidimas

Lazerio šviesa sukurti optiniai pažeidimai gali būti supaprastintai skirstomi į dvi dalis pagal prigimtį. Tai intensyvaus elektrinio lauko arba lokalizuotu šilumos poveikiu sukurti pažeidimai. Jeigu žadinančio impulso trukmė ilgesnė nei keletas dešimčių pikosekundžių, manoma, kad dominuoja šiluminiai pažeidimai. Šviesą sugeria laidumo juostoje esantys elektronai, kurie sukauptą energiją perduoda gardelei. Gardelė dėl energijos srauto kaista, lokaliai auga temperatūra, kol pasiekama lydymosi, o vėliau ir garavimo temperatūros. Tokio pažeidimo procesas yra priklausomas nuo medžiagos šiluminio laidumo. Dėl to pažeidimo modelis nuspėja priklausomybę nuo trukmės pagal $\tau^{1/2}$ dėsnį. Ši priklausomybė gerai pasitvirtina eksperimentuose – laipsninė dalis skirtingiems dielektrikams varijuoja 0,4–0,5 intervale, impulsams, kurių trukmės 100 ps – 10 ns [18].

Jeigu impulsas yra trumpesnis nei laikas, būtinas šilumos difuzijai už apšviestos zonos, elektronų energijos perdavimas gardelei yra itin lokalus: impulso metu energija nespėja išsisklaidyti iš

sužadintos srities, todėl svarbiausiu veiksmu tampa maksimalus impulso energijos tankis ploto vienetui – įtėkis, kuris gausiniam impulsui užrašomas taip:

$$F = \frac{2En_g}{\pi w^2}. \quad (50)$$

Tai visa impulso optinė energija padalinta iš pluošto efektyviojo ploto.

Kai medžiaga pažeidinėjama subpikosekundiniais impulsais, tipiška stebima abliacija, kuri yra labai lokalizuota – terpė pažeidžiama tik centrinėje didelio intensyvumo srityje. Tokio pažeidimo pirmine priežastimi dėl didelio intensyvumo tampa netiesinės sugerties poveikis. Sugerta energija sužadina elektronus į laidumo juostą, dėl ko terpė tampa panaši į metalą – daug laisvųjų elektronų: tai tik dar labiau paspartina optinės energijos sugertį. Dėl didelio energijos tankio, sukaupto ploname elektronų sluoksnyje, įvyksta elektronų sprogimas. Dėl išplitusių orbitalių atomai pradeda stumti vienas kitą ir plonas medžiagos sluoksnis paviršiuje yra atplėšiamas. Abliacijos metu stebimas įkaitusios plazmos sprogimas, medžiagos dalelės lekia didesniu nei garso greičiu nuo bandinio, sukurdamos burbulo formos sprogimo bangą, kurios centre dalelių praktiškai nėra [19].

1.2.3 Medžiagos šiluminis atsakas

Paveikus medžiagą pakankamai intensyvia šviesa, kad pasireikštų daugiafotonė sugertis, net įprastai skaidrios medžiagos sugeria nemažą kiekį energijos. Iš pradžių ši energija yra panaudojama elektronų sužadimui į laidumo juostą. Tačiau tai nėra stabili būseną ir palaiapsniui elektronai grįžta į valentinę juostą atiduodami energiją gardelėi. Dėl šio energijos perdavimo pakinta lokali gardelės temperatūra. Gardelės temperatūros pokytis turi dvejopą poveikį optiniam keliui, kurį turi nueiti šviesa sklisdama sužadinta terpe. Iš vienos pusės, medžiagos lūžio rodiklio vertė priklauso nuo temperatūros ir dėl šios priklausomybės gali tiek didėti, tiek mažėti augant temperatūrai. Kita vertus, lūžio rodiklis priklauso nuo medžiagos tankio, kuris augant temperatūrai tipiška mažėja – medžiaga plečiasi. Laikant, kad vertė tiesiogiai priklauso nuo tankio pokyčio, lūžio rodiklio pokytis bendru atveju užrašomas [20]:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{\partial n}{\partial T} - \frac{\rho \partial n}{\partial \rho} \gamma, \quad (51)$$

čia γ - tūrinio plėtimosi koeficientas, ρ tankis, T temperatūra, n – lūžio rodiklis.

Nagrinėjant priklausomybę nuo tankio galima pasinaudoti Drudės modeliu [20] ir jame pateikta idėja, jog poliarizuotumas priklauso nuo elektrinių centrų tankio. Tada jį galima išreikšti:

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}. \quad (52)$$

Jeigu laikysime, kad poliarizuotumas yra konstanta, išdiferencijavę gauname:

$$\left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right)_{teo} = \frac{n^2 - 1}{2n}, \quad (53)$$

o realus pokytis įvertinamas:

$$\left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right) = (1 - \Lambda_0) \left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right)_{teo} = \left(1 - \frac{\rho}{\alpha P} \frac{\partial \alpha}{\partial \rho}\right) \left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right)_{teo}. \quad (54)$$

Taigi, lūžio rodiklio pokytis dėl tankio pokyčio yra priskiriamas dviem efektams – sklaidos centrų N skaičiaus padidėjimui tūrio vienetu ir laisvųjų elektronų debesies susispaudimui, kuris lemia poliarizuojamumo ir tuo pačiu lūžio rodiklio vertės sumažėjimą. Kadangi šie procesai sukuria priešingų ženklų pokyčius, dominuojantis efektas nulems ir kaip elgsis medžiagos lūžio rodiklis besikeičiant tankiui.

Literatūroje yra parodyta [21], jog bendriausiu atveju, lūžio rodiklio pokytis gali būti suskirstytas į tris nepriklausomas dedamąsias. Dvi jau minėtos – sklaidos centrų skaičiaus kitimas ir poliarizuojamumo pokytis. Trečioji – lūžio rodiklio pokytis tiesiogiai dėl temperatūros. Galima šiuos tris procesus aprašyti taip:

$$P = -\left(\frac{n^2 - 1}{2n}\right) \gamma, \quad (55)$$

$$Q = -\left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho} - \frac{n^2 - 1}{2n}\right) \gamma, \quad (56)$$

$$R = \frac{dn}{dT} + \frac{\rho \partial n}{\partial \rho}. \quad (57)$$

Taigi, zonduojančiam impulsui sklindant per sužadinta terpę, kis jos temperatūra dėl nespinduliniu būdu į valentinę juostą relaksuojančių elektronų. Dėl temperatūros pokyčio atsiras optinio kelio pokytis, kas sukurs zonduojančio impulso fazės skirtumą nesužadintos terpės atžvilgiu.

2 Darbo metodika

2.1 Šilumos plitimo skaitinis modeliavimas

Kaip jau buvo minėta, lazerine spinduliuote sužadinus medžiagą, dalis energijos galiausiai pereina gardelei, dėl ko lokaliai išauga jos temperatūra. Toks lokalus temperatūros pokytis nėra stabilus – atsiranda temperatūros gradientai ir šiluminė energija plinta pusiausvyros link. Toks šilumos plitimas yra aprašomas dalinių išvestinių diferencialinėmis lygtimis. Trijų dimensijų atveju:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + I(x, y, z, t) = C \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (58)$$

Šioje lygtyje I – vidinis šilumos generavimo greičio dėmuo (W/m^3), λ_i – koeficientas, nusakantis šilumos laidumą kiekviena kryptimi ($\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$), C – savitoji šiluma tūrio vienetui ($\text{J}/\text{m}^3 \cdot \text{K}$), kuri su medžiagos savitąja šiluma c_p siejama per formulę: $C = c_p \cdot \rho$.

Sprendžiant šilumos laidumo lygtį skaitmeniškai yra atliekamas dalinių išvestinių pakeitimas mažų skirtumų aproksimacija. Temperatūros laukas yra aprašomas baigtiniu skaičiumi verčių pasirinktose koordinatėse. Taip suformuojamas skaitmeninis temperatūros verčių tinklas, kuris yra naudojamas lygties sprendimui. Šio tinklo vertės yra perskaičiuojamos pastoviu–nedideliu laikiniu žingsniu Δt .

Trijų dimensijų atveju Dekarto koordinačių sistemoje toks tinklelis yra aprašomas trimis erdviniais kintamaisiais – Δx_i , Δy_j , Δz_k , kurie nusako vienos skaitmeninio tinklelio ląstelės matmenis trimis kryptimis ir bendru atveju gali būti skirtingi. Tokio aprašymo atveju, kiekviena, išskyrus kraštines, ląstelė turės po šešias kaimynines, tarp kurių vyks energijos mainai.

Energijos srautas $Q_{i,j,k+1/2}$ (W) iš ląstelės $[i,j,k]$ į ląstelę $[i,j,k+1]$ yra proporcingas temperatūrų skirtumui tarp ląstelių, padaugintam iš medžiagos temperatūros laidumo $K_{i,j,k+1/2}$ (W/K) tarp pasirinktų ląstelių.

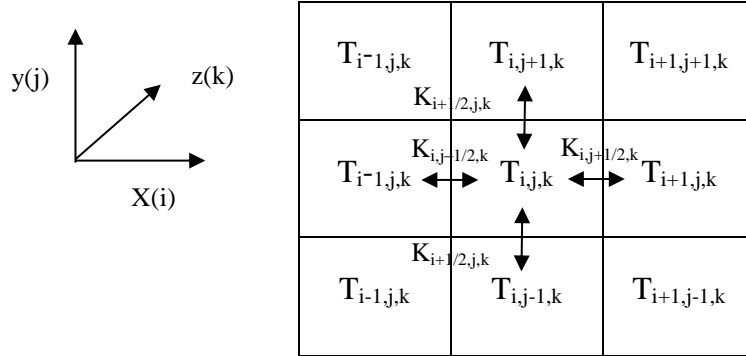
$$Q_{i,j,k+1/2} = K_{i,j,k+1/2} (T_{i,j,k} - T_{i,j,k+1}). \quad (59)$$

Energijos srautai į likusias penkias gretimas ląsteles yra perskaičiuojami analogiškai.

Šilumos laidumas tarp dviejų ląstelių: $[i,j,k]$ ir $[i,j,k+1]$ yra surandamas pagal formulę:

$$K_{i,j,k+1/2} = \frac{\Delta x_i \Delta y_j}{\frac{\Delta z_k}{2\lambda_{i,j,k}} + \frac{\Delta z_{k+1}}{2\lambda_{i,j,k+1}} + R_{i,j,k+1/2}}, \quad (60)$$

čia $R_{i,j,k+1/2}$ yra papildomas narys, nurodantis šilumos varžą ląstelių sankirtoje, jei medžiaga nevienalytė. K nusako, koks yra bendras šilumos laidumas z kryptimi per ląstelės sieną, kurios plotas yra $\Delta x_i \Delta y_j$.



2 pav. temperatūros tinklelio ir energijos srauto principinė schema.

Sprendžiant lygtį skaitmeniškai ieškoma, kaip keisis temperatūra kiekvienoje tinklelio ląstelėje po laikinio žingsnio Δt . Norint rasti temperatūros pokytį pirma apskaičiuojamos šilumos srauto vertės kiekvienai temperatūros tinklelio ląstelei.

$$\begin{aligned}
 H_{i,j,k} = & K_{i-\frac{1}{2},j,k} (T_{i-1,j,k} - T_{i,j,k}) + K_{i+\frac{1}{2},j,k} (T_{i+1,j,k} - T_{i,j,k}) + \\
 & K_{i,j-\frac{1}{2},k} (T_{i,j-1,k} - T_{i,j,k}) + K_{i,j+\frac{1}{2},k} (T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k}) + \\
 & K_{i,j,k-\frac{1}{2}} (T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k}) + K_{i,j,k+\frac{1}{2}} (T_{i,j,k+1} - T_{i,j,k}). \quad (61)
 \end{aligned}$$

Papildomi energijos šaltiniai $I_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k$ gali būti tiesiogiai pridėti arba atimti nuo $H_{i,j,k}$, taip yra įskaitomi energijos nuostoliai arba energijos įvestis į ląstelę iš išorės.

Naujas temperatūros lauko pasiskirstymas praėjus laikui Δt suskaičiuojamas atsižvelgus į gautą energijos srautą pagal formulę:

$$T_{i,j,k}^{n+1} = T_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t H_{i,j,k}}{C_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}. \quad (62)$$

Laikinis žingsnis Δt tokiuose skaičiavimuose turi tenkinti sąlygą:

$$\Delta t < \frac{C_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{K_{i-\frac{1}{2},j,k} + K_{i+\frac{1}{2},j,k} + K_{i,j-\frac{1}{2},k} + K_{i,j+\frac{1}{2},k} + K_{i,j,k-\frac{1}{2}} + K_{i,j,k+\frac{1}{2}}}. \quad (63)$$

Priešingu atveju yra netenkinama mažų skirtumų aproksimacijos sąlyga ir sprendinys tampa nestabilus.

2.2 Skaitmeninė holografinė mikroskopija

Skaitmeninė holografinė mikroskopija nuo klasikinių vaizdinimo metodų skiriasi tuo, jog nagrinėjamas vaizdas nėra užrašomas tiesiogiai. Skaitmeninės holografinės mikroskopijos atveju registruojama informacija yra išsaugoma interferencinių juostelių pavidalu pasinaudojant elektroniniais vaizdo įrašymo įrenginiais kaip CCD (charged coupled device). Tai yra padaroma perklojant dviejų koherentinių šaltinių skleidžiamą šviesą, kurios vadinamos atramine ir objektine bangomis, bei registruojant gaunamą interferenciją. Bendru atveju interferencinių juostelių išsidėstymas viena kitos atžvilgiu ir jų absoliutinės vertės priklauso nuo atraminės ir objektinės bangos amplitudžių bei fazių, ir gali būti aprašomos taip [22,23]:

$$I(x, y) = |E_R(x, y) + E_O(x, y)|^2 = E_R(x, y)^2 + E_O(x, y)^2 + E_O(x, y)^* E_R(x, y) + E_O(x, y) E_R(x, y)^*. \quad (64)$$

čia * žymi kompleksiskai jungtinę bangą.

Toks elektroniškai užregistruotas interferencijos juostelių išsidėstymas – skaitmeninė holograma. Norėdami atkurti, kokia objektinės bangos amplitudė ir fazė yra užkoduotos šioje hologramoje, turime pasinaudoti skaitmeniniais šviesos sklidimo modeliavimo metodais.

Gautas interferencinis vaizdas gali būti laikomas pralaidumo funkcijos dalimi:

$$h(x, y) = h_0 + \beta I(x, y). \quad (65)$$

Tada norint surasti objektinės bangos pavidalą:

$$E_R(x, y)h(x, y) = (h_0 + \beta(E_R(x, y)^2 + E_O(x, y)^2))E_R(x, y) + \beta E_R(x, y)^2 E_O(x, y) + \beta E_R(x, y)^2 E_O(x, y)^*. \quad (66)$$

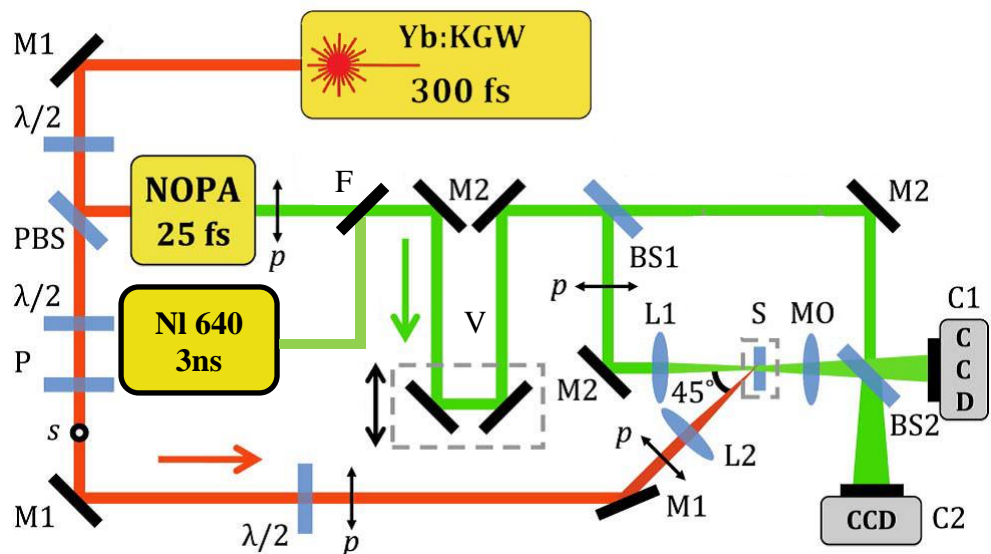
Pirmasis narys lygybėje – nulinės eilės atraminės bangos difrakcija, kuri neneša informacijos apie objektinę bangą. Antrasis narys – tai atkurta objektinė banga, o trečiasis – iškraipytas realus objekto vaizdas. Eksperimento metu buvo naudojama neašinė holografija, kuri leidžia atskirti antrąjį ir trečiąjį narį erdviškai. Skaitmeniškai, bendru atveju, atkūrimo procesas atliekamas panaudojus Frenelio – Kirchofo integralą šviesos difrakcijai apskaičiuoti.

$$\Gamma_R(x_2, y_2) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_R(x, y) \frac{\exp(-\frac{iz\pi}{\lambda} \rho)}{\rho} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \theta \right) dx dy. \quad (67)$$

Čia $h(x, y)$ ta pati užregistruota hologramos funkcija, $\Gamma_R(x_2, y_2)$ – atkurta banga vaizdo plokštumoje, $\rho = \sqrt{(x - x_2)^2 + (y - y_2)^2 + d^2}$ – atstumas tarp hologramos taško iki atkuriamojo taško, kampas θ randamas iš sąryšio $\tan\theta = \frac{d}{\rho}$, kur d atstumas tarp hologramos ir atkūrimo plokštumų.

2.3 Žadinimo – holografinio zondavimo eksperimento metodika

Holografinis žadinimo–zondavimo eksperimentas [7,24] yra klasikinio žadinimo–zondavimo (angl. pump–probe) ir skaitmeninės–holografinės mikroskopijos (ang. digital–holographic microscopy) metodikų derinys (3 pav.). Taigi, pagrindinis šio darbo tyrimo objektas – dinaminis šviesos poveikiu sužadintas darinys, stebimas holografiniu mikroskopu nedideliame lydyto kvarco (S) plokštelės gylyje, kai į ją 45 laipsnių kampu krinta tiesiškai (P) poliarizuotas 1030 nm bangos ilgio 330 fs trukmės lazerinis impulsas (43,8 μm , 1/e lygyje). Stebėjimai atlikti keičiant vėlinimą tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų. Stebėjimas atliekamas holografiškai zonduojant dinaminį medžiagos pokytį dar trumpesniu (535 nm, 25 fs) impulsu, krintančiu statmenai į tiriamąjį paviršių. Atlikus pirminius matavimus pikosekundžių vėlinimo diapazone schema buvo papildyta dar vienu nepriklausomu zonduojančiu šaltiniu: 3–4 nanosekundžių trukmės 532 nm bangos ilgio impulsus generuojančiu lazeriu, kurio vėlinimą galima keisti elektroniškai.



3 pav. Principinė holografinio eksperimento optinė schema [7]. Šioje scheme: M1, M2 – pirmos ir antros harmonikos veidrodžiai, F – atlenkiamas veidrodis, $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio plokštelė, P – poliarizatorius, L1, L2 – glaudžiamieji lęšiai, PBS – poliarizuotas pluošto daliklis, BS1, BS2 – pluošto dalikliai, V – vėlinimo linija, C1 ir C2 – krūvio sąsajos įtaisai (skaitmeninės kameros). Raudonos linijos žymi žadinantį, žalios – zonduojantį impulsą.

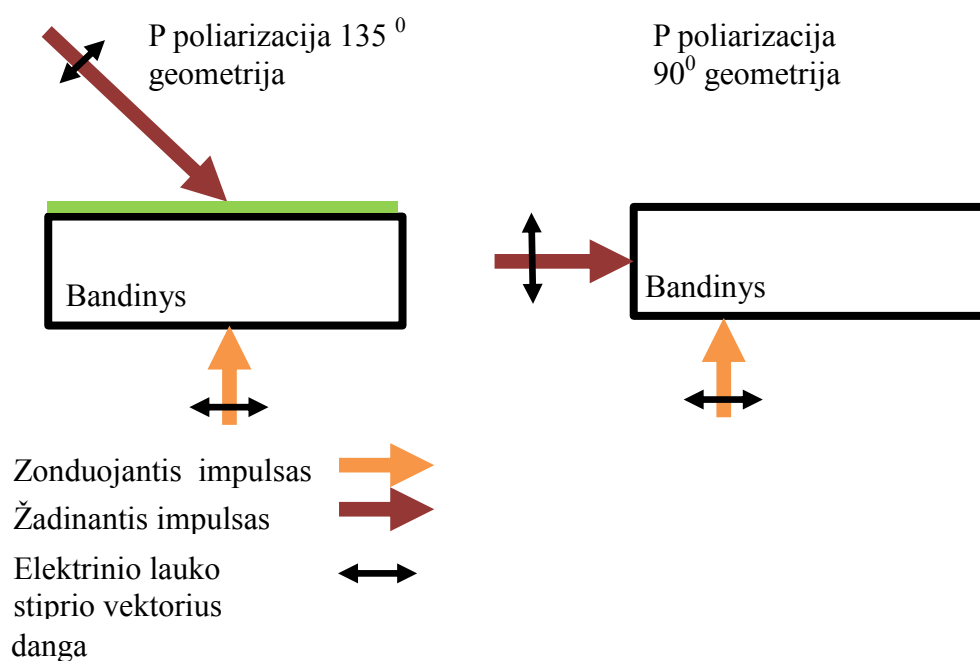
Holografinis zondavimas grindžiamas šviesos interferencijos ir difrakcijos reiškiniais. Šviesa pluošto dalikliu suskaidoma į dvi dalis, ir už interferometro ją mažu kampų perklojus erdvėje bei laike ant ekrano galime registruoti tamsių ir šviesių intensyvumo juostų skirstinį – interferogramą. Šį vaizdą registruojant CCD kamera gaunama taip vadinama skaitmeninė holograma. Užregistruota informacija gali būti interpretuojama kaip skaitmeninis holografinės plokštelės atitikmuo. Toks duomenų išsaugojimas naudingas, nes skaitmeninėje hologramoje plokštelėje išsaugoma informacija tiek apie fazę, tiek apie amplitudę. Pasinaudojus turima programine įranga galime skaitmeniškai modeliuoti, kaip difraguotų lazerinis pluoštas per plokštelę, kurios intensyvumas būtų erdviškai moduluojamas skaitmeninės hologramos funkciją atitinkančiu skirstiniu. Taigi, jei vienoje iš interferometro šakų patalpintume skaidrų objektą, pakeistume atstumą, kurį nueina vienas iš impulsų iki pasiekdamas ekraną. Tai lemtų fazės pokytį ir, tuo pačiu, interferencijos minimumų ir maksimumų padėčių persikirstymą hologramoje. Optinį kelią galima pakeisti ir kitais būdais. Vienas tokių būdų – skaidrios terpės, per kurią eina šviesa iki pasiekiant ekraną, sutrikdymas intensyvia lazerine spinduliuote. Būtent toks trikdys ir yra stebimas holografinio eksperimento metu. Dėl didelio intensyvumo jis sukelia lūžio rodiklio pokytį, kurį daugiausiai lemia optinis Kero efektas, ir toliau pats save transformuodamas sklinda gilyn į medžiagą. Jei intensyvumas pakankamas, medžiaga gali būti išardoma. Antrasis impulsas – zonduojantysis: sklinda per tą pačią jau paveiktos medžiagos vietą. Priklausomai nuo vėlinimo tarp impulsų skirtumo priklausys ir kokia terpe sklis zonduojantysis impulsas. Jeigu zonduojantysis impulsas pasiekia ekraną pirmas – jis „nejaus“ žadinančiojo impulso, ir jo sukiamų efektų, jei sklis „vėluodamas“ – jo sklidimui darys įtaką liekamieji dariniai kaip pvz. intensyvia šviesa indukuoti laisvieji elektronai, surištieji eksitonai arba tiesiog optiniai pažeidimai. Jeigu žadinantysis ir zonduojantysis impulsai šioje medžiagos srityje persikloja laike, tai zonduojančio impulso sklidimui daugiausiai įtakos darys lūžio rodiklio pokytis, kuris priklauso nuo žadinančio impulso intensyvumo. Dėl šios priežasties, zonduojantis impulsas, prasklidęs sužadinta terpe, skirsis nuo impulso, prasklidusio nesužadinta terpe.

Eksperimentas praktiškai buvo įgyvendinamas pasinaudojus Yb:KGV femtosekundiniu lazeriu „Pharos“. Išeinantis iš lazerio impulsas yra suskaidomas į dvi dalis. Viena dalis yra naudojama medžiagos sužadinimui. Kita impulso dalis yra panaudojama nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve (NOPA), kuriame yra generuojamas 25 fs, 535 nm, impulsas. Šis impulsas eksperimente naudojamas zondavimui, nes laikinė skyra tiesiogiai priklauso nuo zonduojančio impulso trukmės. Zonduojantysis impulsas yra nuvedamas vėlinimo linija į holografiniame mikroskope naudojamą Macho–Zenderio interferometrą. Čia šviesa išskaidoma į dvi dalis, kurių viena naudojama kaip

atraminis impulsas interferogramai, o antroji sklinda per bandinį ir vėliau yra interferuojama su pirmąja. Eksperimento metu vėlinimo linija (V) keičiant sklidimo atstumą taip pat yra keičiamas žadinančio ir zonduojančio impulsų laikinis sutapimas bandinyje. Taip galime užregistruoti medžiagos atsaką skirtingais laiko momentais. Principinė optinė holografinio mikroskopo schema yra pateikiama 3 pav. Gautas interferencinis vaizdas yra registruojamas kamera C1. Tokiu būdu galime atkurti tiek amplitudinius, tiek fazinius žadinančio impulso sukeltus medžiagos atsako vaizdus. Programoje pasinaudojus Frenelio–Kirchhofo integralu yra apskaičiuojama atraminės bangos difrakcija jai sklindant pro skaitmeninę holografinę plokštelę. Taip yra atkuriamas zonduojantis impulsas ir gauname amplitudinę bei fazinę informaciją apie medžiagos sutrikdymą [7].

2.4 Žadinimo–zondavimo eksperimentų geometrija ir bandinių paruošimas

Šio tiriamojo darbo metu buvo nagrinėjami tiek 515 nm storio Ta_2O_5 danga jonapluoščio dulkinimo būdu padengta ant lydyto kvarco pagrindu, tiek lydytas kvarco bandinys. Atliekant eksperimentus dangose buvo pasirinktos P, tuo tarpu atliekant eksperimentą lydytame kvarce ir norint padidinti Kero efekto sukuriamą signalą, buvo pasirinktos S lazerio pluošto elektrinio lauko poliarizacijos, dangos atžvilgiu. Eksperimentai buvo atliekami su dviem skirtingomis geometrijomis. Buvo atlikti eksperimentai, kai žadinantysis ir zonduojantysis impulsai buvo suvedami 135 laipsnių kampu, bei 90 laipsnių kampu nagrinėjant lydytą kvarcą.



4 pav. Magistrinio tiriamojo mokslinio darbo metu atliktų eksperimentų principinės schemos.

Holografinis nuo laikinio vėlinimo priklausantis žadinančio–zonduojančio impulso eksperimentas yra atliekamas iš pradžių charakterizuojant dalyvaujančių impulsų parametrus. Visų pirma, yra suderinamas zonduojantis impulsas – derinant NOPA, gaunamas erdvinio gausinio skirstinio pluoštas. Išmatuojamas centrinis zonduojančio impulso bangos ilgis. Galiausiai yra kompensuojamas bandinio bei optikos sukurtas dispersinis zonduojančio impulso plitimas pasinaudojus prizminiu impulsų spaustuvu taip, kad sąveikos gylyje zonduojančio impulso trukmė būtų mažiausia ir ji yra išmatuojama suminio dažnio generacijos principu paremtu autokoreliatoriumi „Geco“.

Tada yra suderinamas holografinis mikroskopas: tiksliai pozicionuojamas bandinys, taip kad paviršiaus plokštuma sutaptų su mikroskopo objektyvo matymo lauku ir ryškumo zonos plokštuma. Neteisingas plokštumų persiklojimas gali iškraipyti registruojamą informaciją, bandiniui judant eksperimento metu, gali kisti optinis kelias iki nagrinėjamos srities – pasikeisti skaitmeninio atvaizdo atstatymo atstumas, kas lemtų užregistruotų duomenų paklaidas dėl difrakcijos.

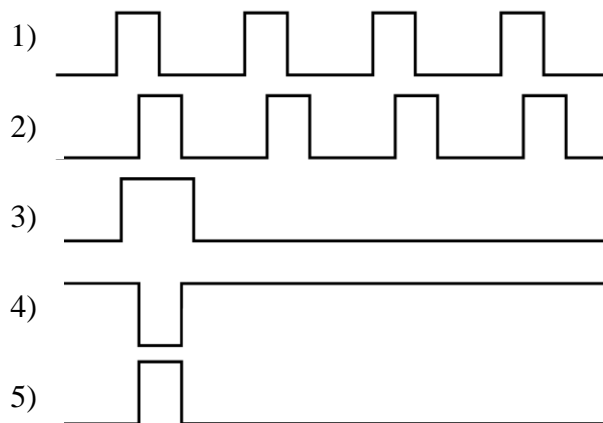
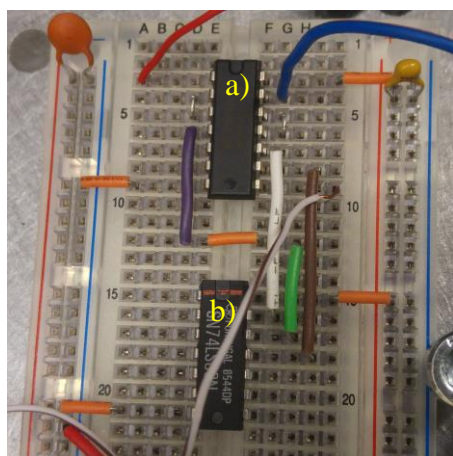
Galiausiai yra charakterizuojamas žadinantis impulsas – suderinamas atstumas nuo objektyvo iki bandinio paviršiaus, kad židinyje būtų ties bandinio paviršiumi. Pasinaudojus pleištu dalis žadinančio impulso spinduliuotės nukreipiama į CCD kamerą, keičiant motorizuoto poslinkio stalelio padėtį, ant kurio yra kamera, surandamas ir išmatuojamas pluošto diametras židinyje.

Mažinant vėlinimą tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų, kol zonduojančiu impulsu neberegistruojamas medžiagos sužadinimas, nes zonduojantis impulsas pasiekia medžiagą prieš žadinantį, yra randamas nulinis vėlinimas (pradinis sąveikos momentas). Atliekant eksperimentus keičiama žadinančio impulso energija, poliarizacija bei vėlinimas tarp žadinančio–zonduojančio impulsų. Atlikus eksperimentą papildomai yra užregistruojamas žinomo dydžio detalę turintis etaloninis bandinys, pagal kurį yra įvertinami eksperimentų metu užregistruotų objektų matmenys.

Gauti duomenys – skaitmeninės hologramos, kurios, mūsų sukurtoje programinėje įrangoje, yra naudojamos suskaičiuoti amplitudinius ir fazinius zonduojančio impulso vaizdus. Geriausi duomenų atkūrimo parametrai randami, lyginant atkurtus etaloninio bandinio vaizdus.

2.5 UAB MGF „Šviesos konversija“ – „Pharos“ ir UAB „Ekspla“ – „NL 640“ lazerių sinchronizavimas ir elektroninis vėlinimas

Darbo metu buvo atliktas nanosekundinio UAB „Ekspla“ lazerio „NL640“ sinchronizavimas su UAB MGF „Šviesos konversijos“ lazeriu „Pharos“. Buvo išnagrinėta keletas elektroninio vėlinimo metodų, tačiau atsižvelgus į jų trūkumus, galiausiai buvo nuspręsta pakeisti „Pharos“ lazerio elektroninių signalų valdymo modulį į naujesnę versiją, sugebančią vėlinti parametrinio stiprintuvo signalo vorą. Kadangi eksperimento metu yra naudojamas 25 kHz pasikartojimo dažnis, tačiau su Pokelso elementu yra išskiriamas tik vienas impulsas, teko papildomai sukonstruoti loginį grandyną, kuris atlieka IR operaciją tarp signalinės stiprintuvo voros ir Pokelso elemento atidarymo signalo. Dėl didelio pradinio elektrinio signalo triukšmo į grandyną buvo įtrauktas buferinis elementas. Buvo pasinaudota didelio impedanso invertuojančia mikroschema, 5 pav. a) elementas bei IR NE loginiais vartais 5 pav. b) . Signalai buvo tris kartus paneigti, pirma didelio impedanso grandinėje, tada atversti atgal pasinaudojus IR NE grandynu tada tarp signalų atlikta IR NE operacija gauti paleidžiamąjį signalą nanosekundiniam lazeriui ir šis signalas paskutinį kartą invertuojamas, kad gautų teigiamą vertę. Taip buvo sukurtas tinkamas signalas nanosekundinio lazerio sinchroniniam paleidimui.



- 1) originalus lazerio „Pharos“ pasikartojimo signalas (25 kHz);
- 2) elektroniškai valdomo vėlinimo 1. signalo kopija;
- 3) signalas Pokelso elemento atidarymui;
- 4) yra gaunamas atlikus loginę IR NE operaciją tarp (2) ir (3);
- 5) tai invertuota (4) kopija, naudojama kaip signalas šauti lazeriui „NL 640“.

5 pav. sistemos sinchronizavimui naudojamas loginis grandynas ir signalo gavimo schema.

Atliekant sinchronizavimą buvo įvertintas elektroninių signalų laikinis triukšmas vienas kito atžvilgiu. Pharos valdymo moduliui gaunamas mažesnis nei 2 nanosekundžių neapibrėžties intervalas

tarp atskirų impulsų, stebint optinius signalus oscilografu. Didžiąją paklaidos dalį sudaro registruojamos nanosekundinio lazerio impulso energijos nestabilumas, kuris nulemia registravimo pradžios paklaidą. Tokio stabilumo pakanka atlikti eksperimentus šimtų nanosekundžių ir didesnių vėlinimų intervale.

Oscilografu registruojant abiejų impulsų sukuriama sklaidą nuo to paties ekrano taško, buvo gauta, jog geriausias persiklojimas tarp impulsų stebimas ties 230 ns programiniu vėlinimu (reliatyvi nulinė pozicija). Mažinant vėlinimą zonduojantis nanosekundinio lazerio impulsas registruoja medžiagą prieš sužadinimą, didinant - stebimi sužadinimas ir relaksacija. Šiuo metu didžiausias galimas vėlinimas tarp lazerių 40 μ s, didesnius vėlinimus riboja naudojamas lazerio pasikartojimo dažnis, kuris šiame darbe 25 kHz. Pasirinkus mažesnę pasikartojimo dažnį būtų galima praplėsti diapazoną iki 100 μ s, bet tolimesnius vėlinimus ribotų kamerą kontroliuojanti elektroninė plokštė. Ši plokštė kontroliuoja kameros integravimo pradžios momento vėlinimą ir šiuo metu grandyno konstrukcija leidžia pasiekti tik 100 μ s vėlinimus.

3 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Eksperimento lydyto kvarco tūryje rezultatai

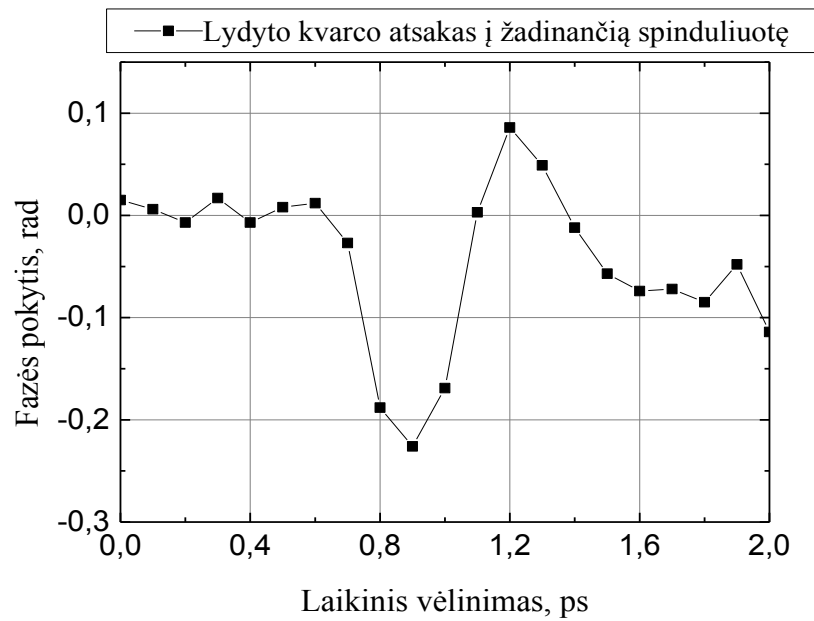
3.1.1 Ankstyvoji dinamika

Eksperimentus pradėjome nuo klasikinio bandymo, stebėjome šviesos sklidimą ir gijos formavimąsi lydyto kvarco tūryje žadindami spinduliuote, krintančia statmenai į bandinio paviršių. Eksperimento parametrai pateikti pirmoje lentelėje.

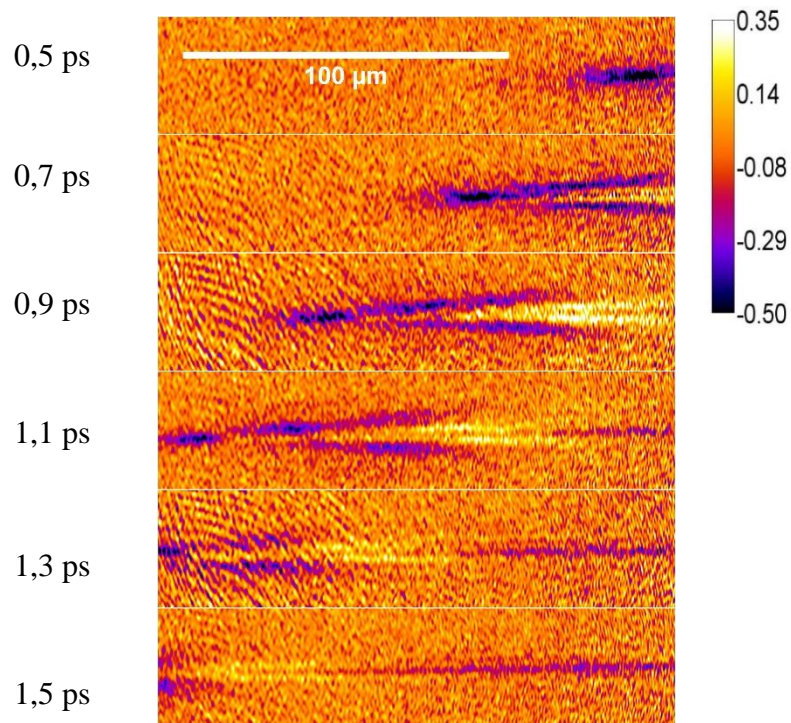
Lentelė 1. Žadinančio ir zonduojančio impulsų parametrai.

	Žadinantis impulsas	Zonduojantis impulsas
Centrinis bangos ilgis	1030 nm	526 nm
Pluošto sąsmaukos plotis (1/e)	<20 μm	>300 μm
Impulso trukmė (FWHM)	300 fs	25 fs
Impulso energija	2,6 μJ	0,64 μJ
Poliarizacija	S	S

Eksperimentas buvo atliekamas šviesą fokusuojant 4x didinančiu objektyvu, į 300 μm bandinio gylį. Žadinančios ir zonduojančios spinduliuotės poliarizacijos buvo parinktos vertikalios eksperimentinio stalo paviršiaus atžvilgiu (S poliarizacija) – taip padidinant optinio Kero efekto vertę dėl fazės kryžminės moduliacijos [25].



6 pav. Fazēs pokyčio (rad) priklausomybē nuo vēlinimo (ps) lydītame kvarce, 90^0 geometrija.



7 pav. Fazēs pokyčio (rad) priklausomybē nuo vēlinimo (ps), 90^0 geometrija. Eksperimentinis vaizdas 300 μm lydītā kvarcā.

Šiame eksperimente stebima šviesas sklīdimo dinamika ir gali būti išķiriami trys pagrindiniai elementai. Visų pirma, laikiniame intervālā no 0,5 iki 1,1 ps 6 paveikslēlyjē stebimas neigiamas fazēs pokyītis, sukeliams optinio Kero efekto [26]. Lydytas kvarcas pasižymi teigiamu netiesiniu lūžio

rodikliu, tai reiškia, jog didelio elektrinio lauko stiprio srityje esančios medžiagos lūžio rodiklio vertė išauga. Lūžio rodiklio prieaugis sukelia optinio kelio pokytį, kuris lemia fazės fronto užvėlinimą ir yra registruojamas kaip neigiamas fazės pokytis atraminio vaizdo atžvilgiu. Šis pokytis matomas kaip tamsi sritis 7 paveikslėlyje priekinėje dalyje impulsui sklindant iš dešinės į kairę. Nuo šio pokyčio į dešinę 7 paveikslėlyje matome šviesios srities susiformavimą – tai elektronų plazma. Elektronų plazma sukuria neigiamą lūžio rodiklio pokytį [18,27], todėl stebimas optinio kelio sumažėjimas ir teigiama fazės pokyčio vertė. Elektronų plazma lydytame kvarce gyvuoja neilgai – iš 7 paveikslėlio matome jos poveikį 1,1–1,4 ps intervale. Galiausiai trečiasis elementas kvarco atveju, yra priskiriamas surištosioms būsenoms – eksitonams [17]. Šis fazės pokytis labiausiai lokalizuotas, impulso kelio centrinėje dalyje, kurioje buvo didžiausias pluošto intensyvumas ir didžiausias sukurtų elektronų plazmos tankis. Tai aiškiai matoma 6 paveikslėlyje, neigiamas tamsiai atvaizduotas eksitonų kuriamas pokytis yra siauresnis nei šviesiai atvaizduota elektronų plazma.

Bendru atveju eksitoniniai lygmenys gali sukurti tiek teigiamą, tiek neigiamą pokytį lūžio rodikliui, priklausomai nuo nagrinėjamo zondavimo bangos ilgio ir tiriamos medžiagos savybių. Kvarco atvejų stebimas neigiamas fazės pokytis [17].

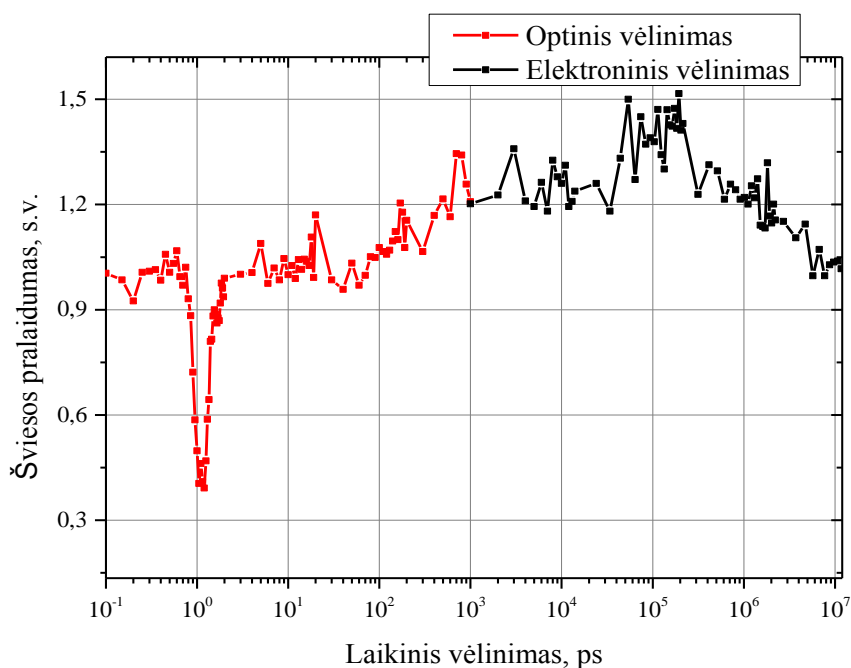
3.1.2 Vėlyvoji dinamika

Eksperimento sąlygos buvo pasirinktos taip, kad visa stipriai tūryje sužadinta lydyto kvarco medžiagos sritis tilptų skaitmeninio holografinio mikroskopo matymo lauke, kuris užima apie 300x300 mikrometrų plotą. „Švelniai“ lęšiu fokusuojant šviesą negalime lokalizuoti lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos tokiam atstume sklidimo kryptimi dėl kelių priežasčių. Visu pirma, dėl didelio Relėjaus atstumo, kuriame intensyvumas beveik vienodas, nes sužadintos srities plotas priklauso nuo erdvinio intensyvumo pasiskirtymo ir yra per ilgas naudojant didelio židinio nuotolio lęšį. Taip pat dėl pluošto fokusavimosi įtakos sklidimui ir šviesos gijų generavimo – šie procesai stabdo pluošto skėstį ir sukuria tinkamas sąlygas netiesinei sąveikai gilesniuose medžiagos sluoksniuose. Taigi buvo nuspręsta taikyti „aštresnį“ fokusavimą pasinaudojant 40x didinančiu objektyvu. Dėl didelės pluošto skėsties pluošto fokusavimosi mažai įtakoja sklidimą ir neleidžia netiesiniai sąveikai tęstis giliuose medžiagos sluoksniuose, o trumpas Relėjaus atstumas sklidimo kryptimi, leidžia sąveikai lokalizuoti nedideliame tūryje.

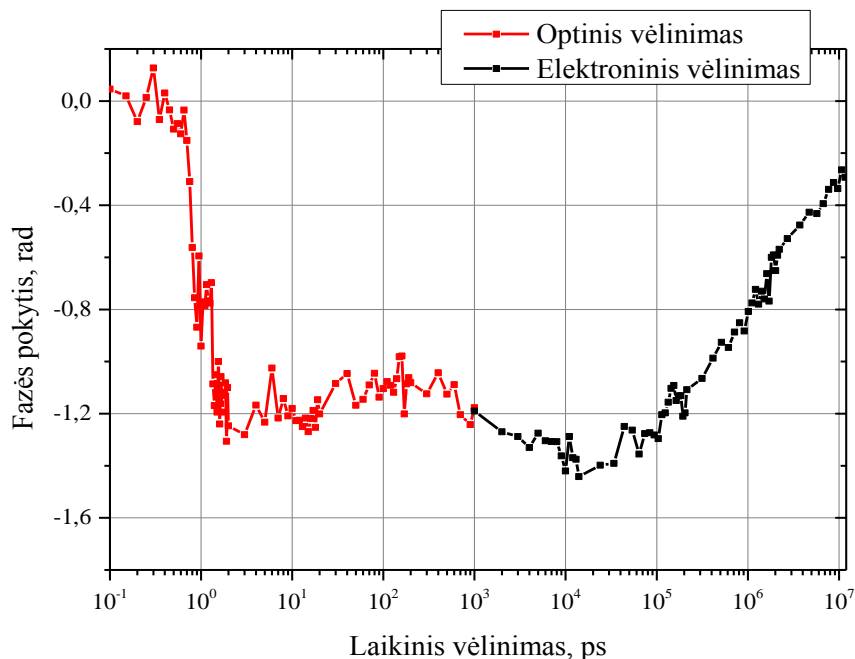
Lentelė 2. Žadinančio ir zonduojančio impulsų parametrai.

	Žadinantis impulsas	Zonduojantis impulsas
Centrinis bangos ilgis	1030 nm	530 nm, 532 nm
Pluošto sąsmaukos plotis (1/e)	<10 μm	>300 μm
Impulso trukmė (FWHM)	380 fs	20 fs, 3–4 ns
Impulso energija	1,6 μJ	~0,6 μJ , ~1 μJ
Poliarizacija	V	V

Žadinantis impulsas eksperimento metu buvo fokusuojamas 340 μm gylyje nuo lydyto kvarco bandinio paviršiaus. Atliekant šiluminio lęšio, susidariusio vieno šūvio metu, tyrimą tūrinėje terpėje, buvo atlikti du pagrindiniai eksperimentai. Iš pradžių buvo atliktas eksperimentas femto–pikosekundžių laikinių vėlinimų skalėje su trumpu 20 fs zonduojančiu impulsu, tuomet su ilgu nanosekundiniu zonduojančiu impulsu, keičiant vėlinimą elektroniškai. Rezultatai, gauti sujungus duomenis iš abiejų eksperimentų, pavaizduoti 8 ir 9 paveikslėliuose.

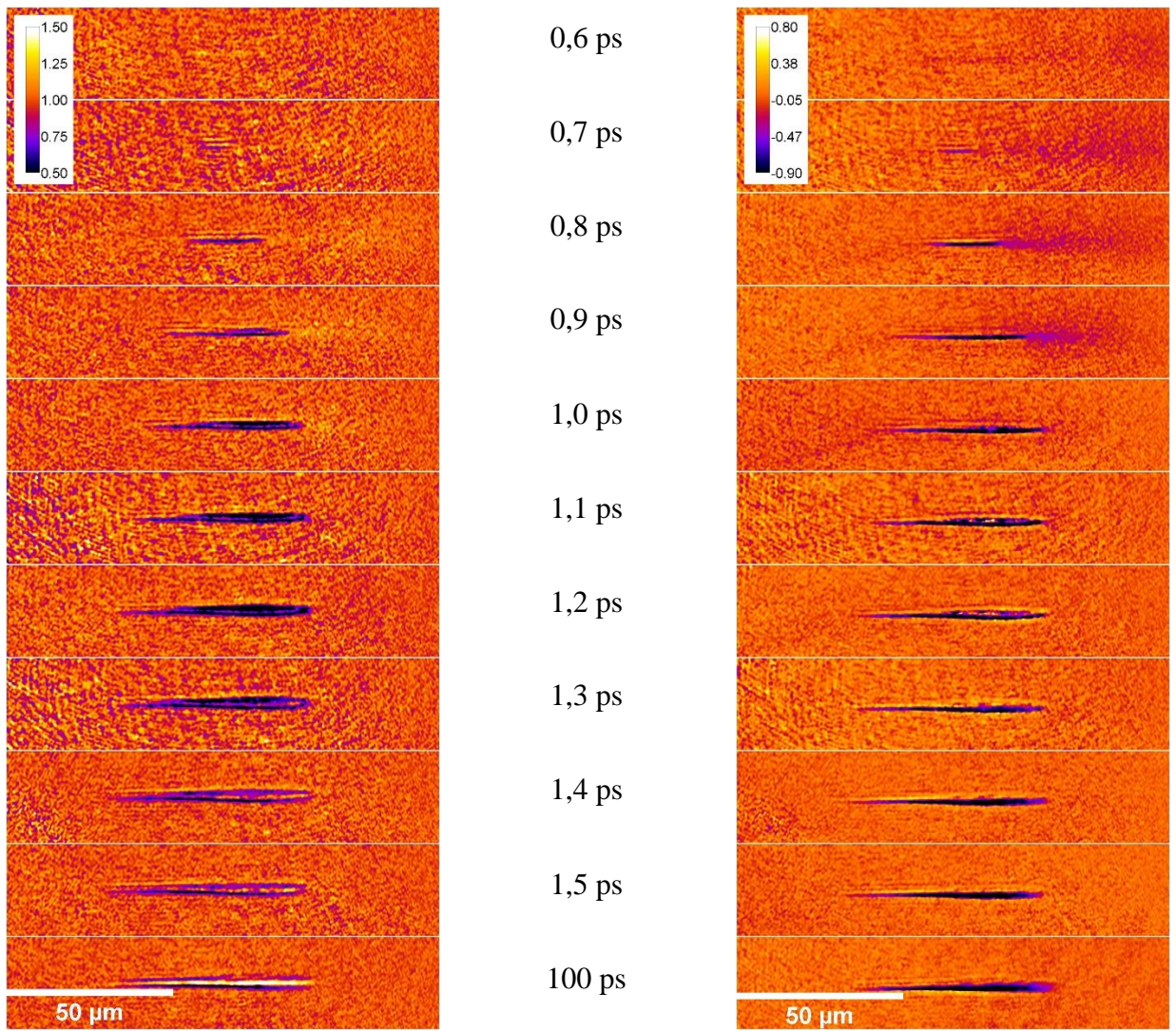


8 pav. Pralaidumo(s.v) priklausomybė maksimalaus apšvitos intensyvumo vietoje nuo vėlinimo (ps), 340 μm lydyto kvarco gylyje su 40x objektyvu, 90⁰ geometrija.

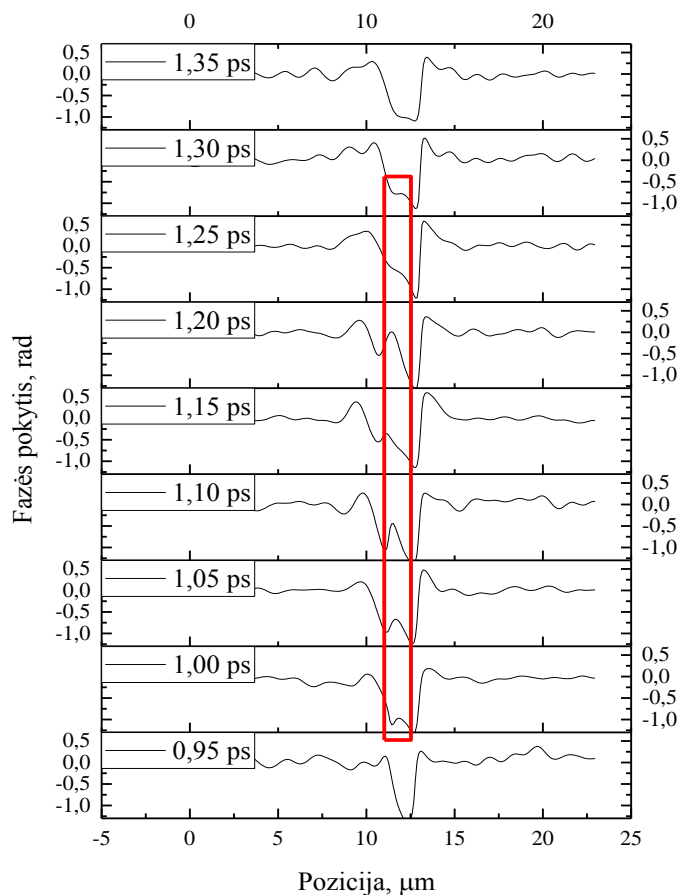


9 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė maksimalaus intensyvumo vietoje nuo vėlinimo (ps) 340 μm lydyto kvarco gylyje, 90° geometrija.

Iš eksperimentinių duomenų aiškiai matyti, jog analogiškai eksperimentams su mažesnio didinimo objektyvais tūrinėje terpėje – 6–7 paveikslėliai – iš pradžių yra stebimas neigiamas fazės pokytis dėl optinio Kero efekto. Tai galima matyti faziniuose vaizduose 10 paveikslėlyje 0,6–1 ps vėlinimų diapazone, impulsui sklindant iš dešinės, platus patamsėjimas dėl aštraus fokusavimo virsta plona linija centre. Priešingai nei 4x objektyvo atveju nestebimas teigiamo fazės pokyčio susidarymas dėl elektronų (9 pav.). Įdėmiau panagrinėjus duomenis galime pastebėti, jog fazės pokyčio mažėjimas 1–1,3 ps intervale beveik sustoja (9 pav.). Tai elektronų plazmos indėlis į signalą. Už šį reiškinį atsakinga sužadintos medžiagos centrinėje dalyje susidaranti sritis, kurios fazės pokytis pradeda artėti į nulį, tačiau jo nepasiekia. Ši sritis yra maža lyginant su visa sužadinta medžiagos dalimi, todėl įvertinant signalą nesukuria bendro fazės pokyčio didėjimo 9 paveikslėlyje, bet pristabdo kritimą. Detalesnis elektronų sukuriamas pokytis pavaizduotas 11 paveikslėlyje. Elektronų įtaka gerai matosi šviesos pralaidumo duomenyse: elektronų tankiui augant pralaidumas mažėja.



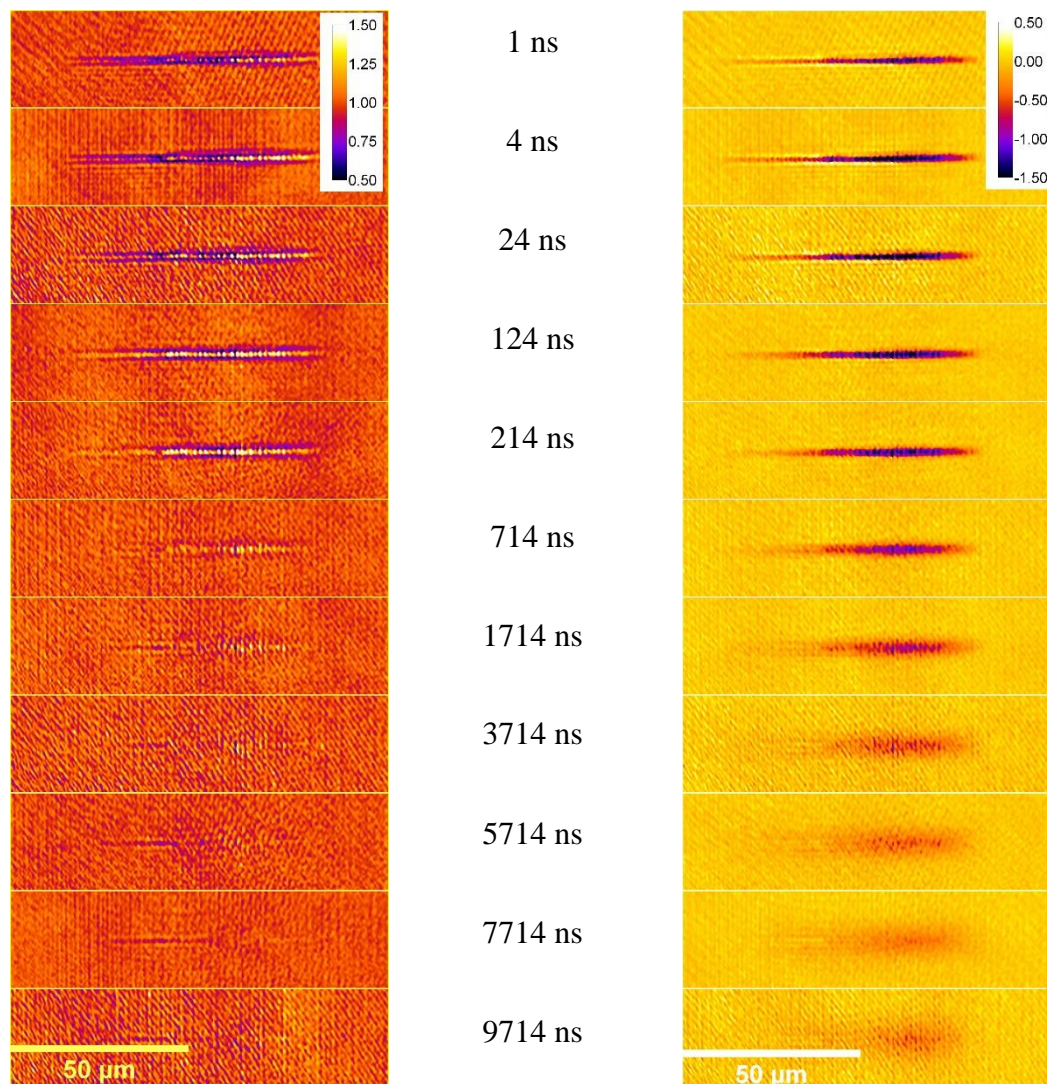
10 pav. Pralaidumo (s.v. kairėje) ir fazės pokyčio duomenys (rad. dešinėje) priklausomybė nuo vėlinimo (ps).
 Eksperimentinis vaizdas 340 μm lydyto kvarco gylyje, 90⁰ geometrija.



11 pav. Elektronų kuriamas fazės pokytis, vertikalus vaizdo skerspjūvis skirtingiems vėlinimams.

Prasidėjus elektronų generacijai centrinėje dalyje pralaidumas staiga smarkiai sumažėja iki ~40%, tačiau kaip ir ankstesniame eksperimente elektronų plazma lydymame kvarce gyvuoja neilgai – mažiau nei pikosekundę ir pralaidumas vėl išauga, tačiau nebesiekia 1 (išskyrus atvejus, kai vėlinimas gerokai ilgesnis). Šiame laikiniame intervale taip pat stebima ganėtinai pastovi fazės vertė, kuri išsilaiko visame likusiame eksperimento vėlinimų diapazone. Ši neigiama fazė gyvuoja ilgiau, nei 1 nanosekundė, o tai sudaro apie vieną ketvirtąją nanosekundinių vėlinimų intervale naudojamo zonduojančio lazerio impulso trukmės. Tokios gyvavimo trukmės fazės pokytis gali būti stebimas tiek naudojant itin trumpą, ~25 fs, zonduojantį impulsą, tiek naudojant nanosekundinį zonduojantį impulsą. Taigi šis fazės pokytis, priešingai nei kuriamas Kero efekto ar elektronų generacijos metu, gali būti panaudotas kaip atramos taškas laikinio vėlinimo koordinatų sutapatinimui, tarp eksperimentų atliekamų su optine ir elektronine vėlinimo linijomis.

Eksperimentas buvo pratęstas išplečiant laikinių vėlinimų diapazoną, pasinaudojus naujai įdiegta elektroniškai valdoma vėlinimo linija bei nanosekundiniu lazeriu „NL 640“, kuris buvo surištas su žadinančiu lazerio „Pharos“ impulsu. Taip buvo pasiekti dešimčių mikrosekundžių laikiniai vėlinimai ir atvaizduotas medžiagos atsakas šiluminių reiškinių laikiniame diapazone 1 ns–12 μ s.



12 pav. Pralaidumo (s.v. kairėje) ir fazės pokyčio duomenys (rad. dešinėje) priklausomybė nuo vėlinimo (ns). Eksperimentinis vaizdas 340 μ m lydyto kvarco gilyje, 90⁰ geometrija.

Iš gautų rezultatų matyti, jog sužadinus medžiagą stebimas tiek neigiamas fazės skirtumas, tiek medžiagos pralaidumo padidėjimas paveiktos srities centre. Neigiamo fazės pokyčio atsiradimą ir lėtą gesimą galime priskirti lūžio rodiklio priklausomybei nuo temperatūros, lydyto kvarco atveju termooptinis koeficientas: $\sim 12,75 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28], todėl lūžio rodiklis didėja augant temperatūrai. Teigiamas lūžio rodiklio pokytis sukuria optinio kelio prieaugį – neigiamą fazės pokytį. Toks teigiamas optinio kelio prieaugis gali būti lyginamas su glaudžiamuoju lęšiu – šviesa yra fokusuojama. Lokalus

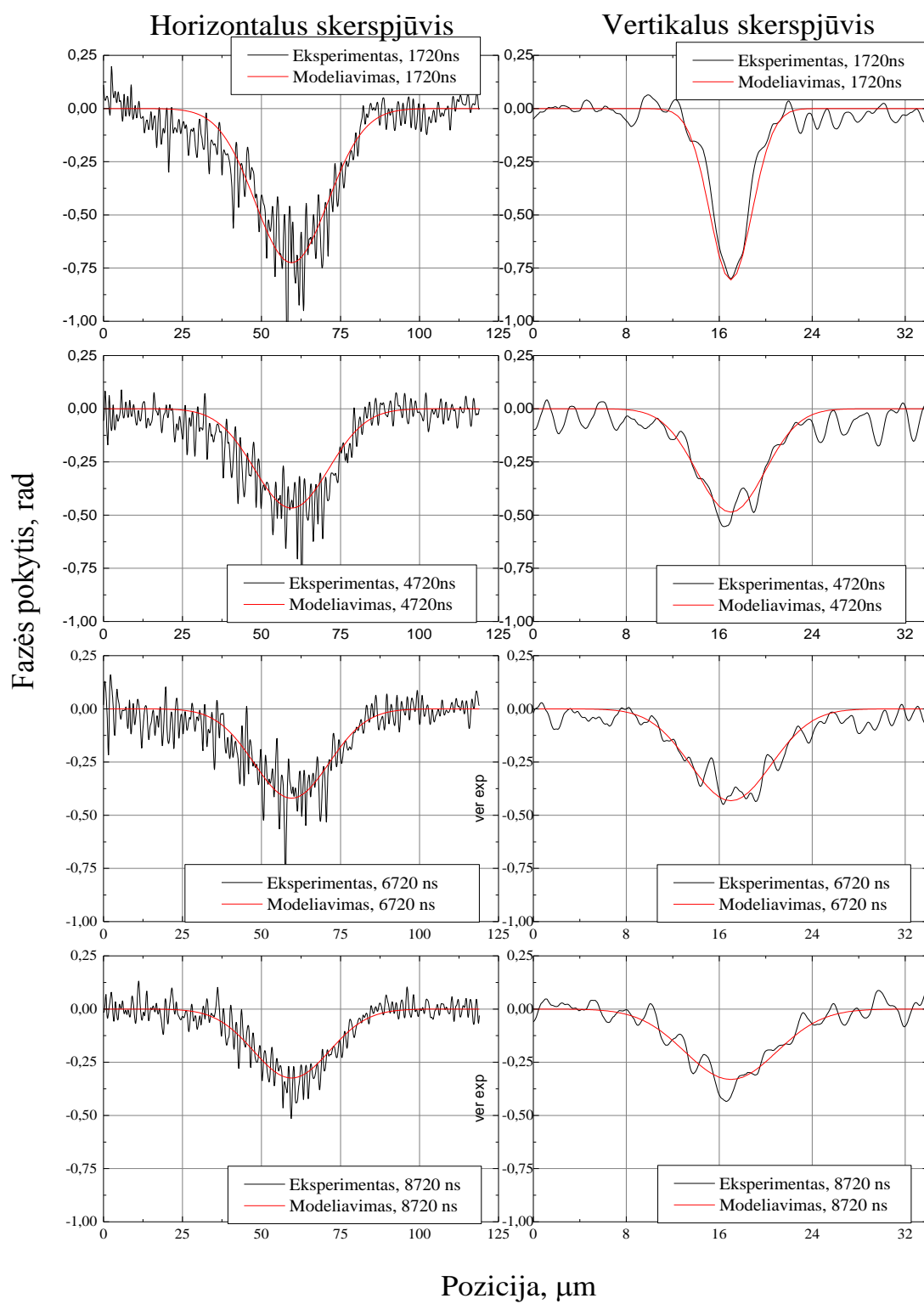
pralaidumo padidėjimas centrinėje sužadavimo srityje ir sumažėjimas periferinėje 12 paveikslėlyje 1–214 ns, gali būti siejamas būtent su šiuo reiškiniu. Iš kreivių, pateiktų 8 ir 9 paveikslėlyje, matome, jog pralaidumo padidėjimo maksimumas stebimas vėliau nei fazės pokyčio maksimumas. Pralaidumo maksimumo padėtis, pateikta 8 paveikslėlyje, laikinėse koordinatėse 50–500 ns ne visai sutampa su fazės pokyčio maksimumu 9 pav. ties 10–50 ns vėlinimu. To priežastis gali būti kintantis židinio nuotolis. Pralaidumo vertė pasiekia maksimumą, kai židinio nuotolis geriausiai atitinka hologramos atkūrimo atstumą, kuris nesutampa su židinio nuotoliu ties maksimaliu fazės pokyčiu. Kita vertus, tokiu atveju, turėtumėme matyti du pralaidumo maksimumus ties vienodomis fazės pokyčio vertėmis, tačiau mažesnių laikinių vėlinimų intervale to nestebime. Tai galimai paaiškintų elektrinių dalelių, sugerėnčių šviesą, indėlis. Tokių dalelių buvimas taip pat padėtų suprasti, kodėl fazės pokyčio priklausomybėje stebimi 2 maksimumai ir fazės augimas taip vėlai po sužadavimo. Medžiagoje esant elektringosioms dalelėms, pavyzdžiui eksitonams, ir jiems relaksuojant mažėja jų indėlis į fazės pokytį, kita vertus relaksuodami jie atiduoda šilumą gardelei, galimai sukurdami dar didesnę lūžio rodiklio pokytį.

3.1.3 Liekamosios šiluminės energijos įvertinimas

Norėdami įvertinti, kokia šiluminė energija lieka medžiagoje po jos sužadavimo intensyvia lazerine spinduliuote, pasinaudojome nanosekundinių vėlinimų diapazone užregistruotais fazės pokyčio duomenimis. Įvertinimas buvo atliktas modeliuojant šiluminės energijos plitimą medžiagoje po sužadavimo ir jos sukeltą fazės pokytį lyginant su eksperimentiniais duomenimis. Šiam tikslui pasiekti buvo parašytas programinis kodas, kuriuo galima modeliuoti šilumos plitimą iš įkaitintos srities, įvertinti šilumos sukurtą lūžio rodiklio pokytį ir jo lemiamą fazės skirtumą, kiekybiškai palyginti gautą fazės skirtumą su eksperimento metų užregistruotais duomenimis.

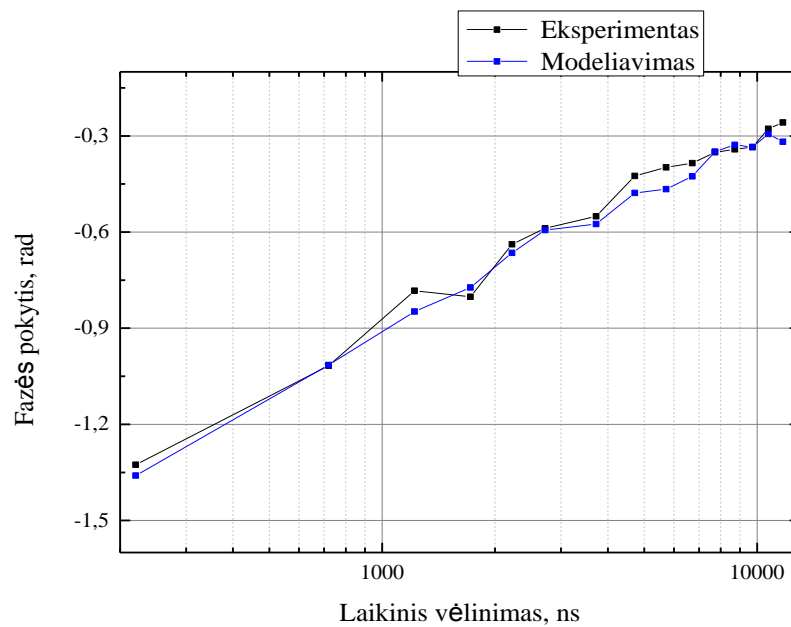
Lyginimas buvo atliekamas keičiant vieną iš pradinių sąlygų: kiekvienas skaičiavimas atliekamas pasirenkant skirtingą energijos virtusios šiluma kiekį, ši energija buvo išdėstoma trijų dimensijų tinklelyje pagal normalizuotą gausinį pasiskirstymą. Parametrai, apibrėžiantys gausinių funkcijų formą, buvo įvertinti pagal pradinių nanosekundinių vėlinimų fazinę informaciją. Buvo gauta, jog plotis ir gylis, ties kuriuo fazės pokyčio vertė nukrenta e^2 karto, lygus $2,27 \mu\text{m}$, o ilgis $45 \mu\text{m}$. Buvo daroma prielaida, kad fazės pokyčio signalas yra sudarytas tik iš šilumos kuriamo optinio kelio pokyčio. Iš literatūros šaltinių paimtos šilumos laidumo $-1,38 \text{ W/m}$ [29] ir lydyto kvarco tankio -2210 kg/m^3 bei šiluminės talpos -728 J/kgK vertės [30]. Su šiais parametrais buvo atliekamas šilumos plitimo modeliavimas kiekvienam vėlinimui. Apskaičiuotas naujas šilumos pasiskirstymas buvo

verčiamas į lūžio rodiklio pokytį, pasinaudojus termooptinio koeficiento dn/dT verte $12,75 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28].

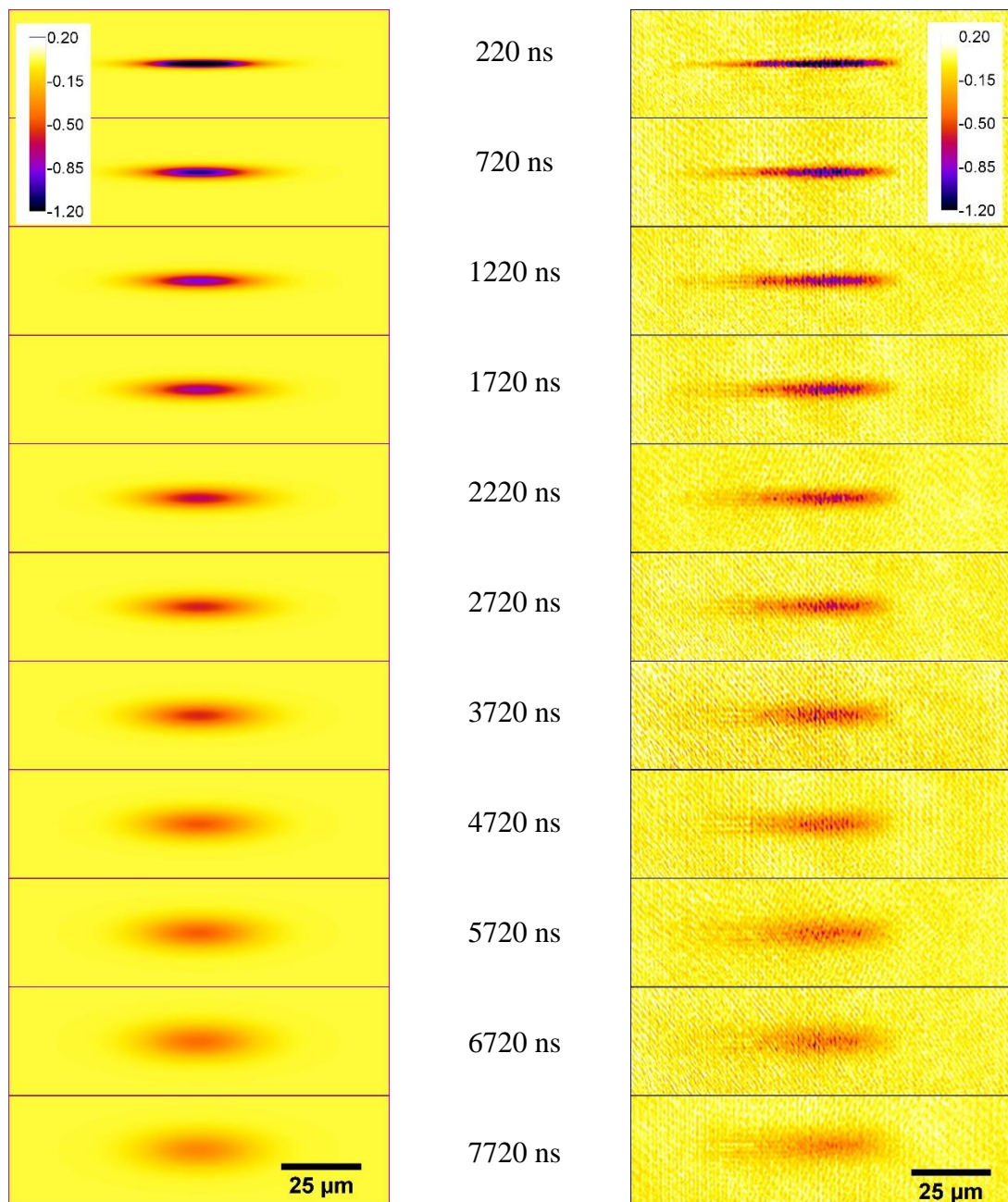


13 pav. Eksperimentinių ir simuliuotų duomenų palyginimas ties skirtingais laikiniais vėlinimais.
Vertikalūs ir horizontalūs duomenų pjūviai.

Įvertintas lūžio rodiklis buvo panaudotas skaičiuojant optinio kelio pokytį, kuris tiesiogiai siejasi su šviesos fazės pokyčiu. Gautas fazės pokytis buvo lyginamas su eksperimentiniais duomenimis mažiausių kvadratų metodu. Suskaičiuotos klaidos ir energijos vertės išsaugomos, į jas vėliau atsižvelgiama mažinant klaidą tolimesnių iteracijų metu. 13 paveikslėlyje pateikiami eksperimentinių ir duomenų, gautų modeliuojant, skerspjūviai ties mažiausiomis klaidos vertėmis. Iš pateiktų duomenų galima matyti, jog ankstyvuose vėlinimuose, 13 paveikslėlyje 1720 ns, stebimas sužadintos srities asimetriškumas, kuris gali sukelti įvertintos energijos paklaidas, bet didesniuose vėlinimuose šio asimetriškumo įtaka smarkiai sumažėja.



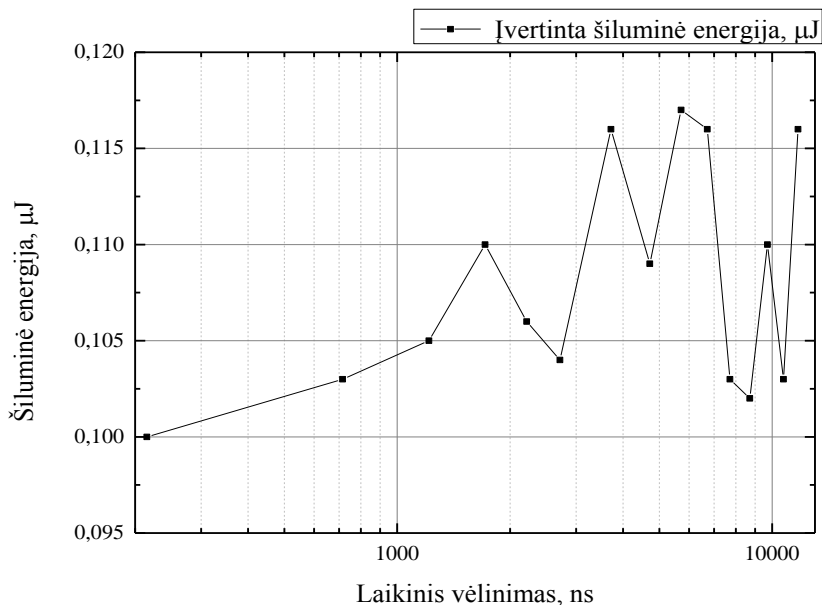
14 pav. Eksperimentinių ir simuliuotų duomenų fazės pokyčio palyginimas ties mažiausiomis klaidos funkcijomis.



15 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo, modeliavimo(kairėje) ir eksperimento rezultatai(dešinėje) lydytame kvarce su mažiausia įvertinta klaidos verte.

Centrinėje sužadintos srities dalyje įvertinto fazės pokyčio priklausomybės nuo vėlinimo palyginimas tarp eksperimento ir modeliavimo rezultatų su mažiausia klaidos verte pateiktas 14 paveikslėlyje. Atsižvelgę į duomenis, pateiktus grafike, galime teigti, kad fazės pokyčio signalo gesimą pilnai paaiškina šilumos plitimas iš sužadintos srities į aplinkinę terpę. Nedidelius skirtumus tarp

signalą įvertinto eksperimentiškai ir gauto atlikus skaitmeninį modeliavimą galima priskirti eksperimentinio signalo triukšmui, signalą įvertinant iš nedidelės 20x20 taškų imties centrinėje sužadintos terpės srityje.



16 pav. Įvertinta šiluminės energijos priklausomybė nuo laiko po medžiagos sužadavimo intensyvia lazerine spinduliuote.

Galiausiai buvo įvertinta šiluminė energija atitinkanti eksperimentinius duomenis įvairiais laiko momentais po medžiagos sužadavimo. Šis įvertintos energijos kitimas nuo laikinio vėlinimo atvaizduotas 16 paveikslėlyje. Iš pateikto grafiko matyti, kad įvertinta šiluminė energija kinta 0,1–0,116 μJ ribose. Kas sudaro 6,5–7,25% nuo visos į bandinį kritusios impulso energijos. Įvertinta vidutinė liekamoji šiluminė energija 108 ± 8 nJ. Matyti, jog įvertintos šilumos kiekis mažai priklauso nuo laiko ir stebimas atsitiktinis vertės kitimas dėl užregistruoto signalo iškraipymų ar neoptimalių modeliavimo parametrų. Šiuos rezultatus būtų galima toliau tikslinti mažinant holografinės sistemos triukšmą. Galimos signalo iškraipymų priežastys yra atspindžiai nuo optinių elementų zonduojančio impulso kelyje, kurie dėl didelės zonduojančio impulso koherentiškumo trukmės gali interferuoti su originaliu pluoštu ir moduluoti signalą. Taip pat triukšmą būtų galima sumažinti ir tiksliau įvertinti liekamąją energiją kartojant eksperimentą ties pasirinktu vėlinimu ir skaičiuojant gautų fazinių vaizdų vidurkį taip sumažinant atsitiktinių vaizdo iškraipymų įtaką.

3.2 Eksperimento su Ta₂O₅ danga rezultatai

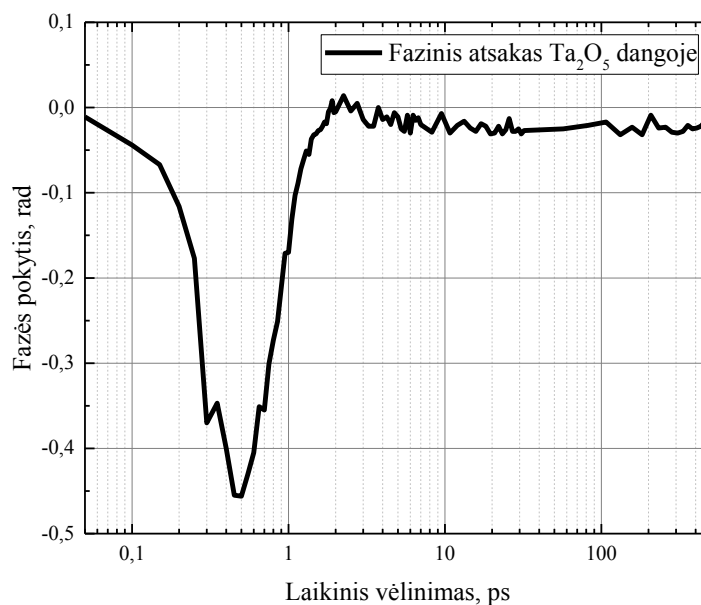
3.2.1 Ankstyvoji dinamika

Visų pirma, buvo atlikti eksperimentai femtosekundžių ir pikosekundžių vėlinimo diapazonuose. Bandiniu buvo pasirinktas Ta₂O₅ dviejų ketvirčių bangos ilgio (2x1030/4 nm) 515 nm optinio storio danga ant lydyto kvarco pagrindu. Eksperimentas buvo atliekamas žadinančiam impulsui į bandinį krentant 45⁰ kampu. Prieš atliekant eksperimentą buvo charakterizuoti žadinantys ir zonduojantys impulsai. Eksperimento parametrai pateikti 3 lentelėje.

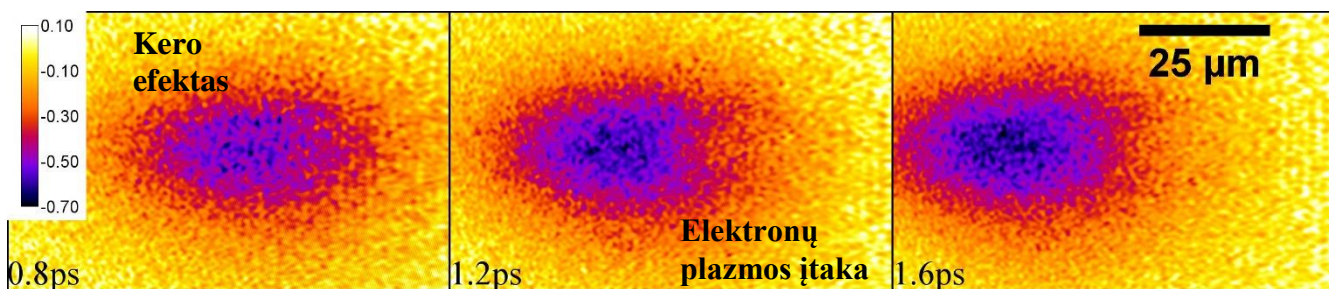
Lentelė 3. Žadinančio ir zonduojančio impulsų parametrai.

	Žadinantis impulsas	Zonduojantis impulsas
Centrinis bangos ilgis	1030 nm	516 nm
Pluošto sąsmukos plotis (1/e)	45 μm	> 300 μm
Impulso trukmė (FWHM)	300 fs	25.2 fs
Impulso energija	24,8 μJ	~0,6 μJ
Poliarizacija	H	H

Pirmoje eksperimento dalyje buvo registruojama zonduojančio impulso fazės dinamika 0 – 500 ps intervale. Gauti duomenys pateikti 17 – 18 paveikslėliuose.



17 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ps) Ta₂O₅ dangoje.



18 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ps) Ta₂O₅ dangoje, eksperimentinis vaizdas.

Kaip matyti iš pateiktų duomenų iš pradžių matome fazės skirtumo kritimą, kurį sukelia optinis Kero efektas ir jo nulemtas optinio kelio padidėjimas dėl lūžio rodiklio prieaugio, priklausomo nuo elektrinio lauko intensyvumo 0,1 – 1,1 ps. Ties 1,2 ps vėlinimu 18 paveikslėlyje matome fazės pokyčio padidėjimą dešinėje paveikslėlio pusėje, kuris sukelia ovalaus Kero efekto sukulto fazės pokyčio vaizdo iškraipymą. Šio pokyčio priežastis - laisvųjų elektronų plazmos kūrimasis Ta₂O₅ dangoje. Elektronų plazma įneša priešingo ženklo lūžio rodiklio pokytį – sumažina optinį kelią: dėl to 17 paveikslėlyje stebimas nežymus fazės apsisvertimas – fazės pokyčio vertė šiek tiek viršija 0, ir statesnį fazės pokyčio kitimą 0,5-1,1 ps intervale. Dangoje elektronų plazma turi trumpą gyvavimo trukmę ir galimai relaksuoja į surištasias būsenas arba į šilumą, atiduodama energiją gardelei. Todėl greit nuslopsta, kol galiausiai vėl matome neigiamą fazės pokytį. Šio pokyčio kilmė nėra iki galo aiški: ji galimai yra šiluminės kilmės (taip vadinamas termolėšis) arba atsiranda dėl greitai besiformuojančių surištųjų būsenų. Matome, jog jis mažai kinta visame nagrinėjamame vėlinimų intervale. Visgi, šis fazės pokytis nestebimas nagrinėjant lydyto kvarco pagrinduką su 24,8 μJ žadinančio impulso energija – nagrinėjama energija yra per maža, kad sukurtų pakankamai elektronų, kurie galėtų relaksuoti į eksitonus, tiesiogiai apšvietus lydytą kvarcą tokio dydžio pluoštu. Liekamoji fazės pokyčio vertė yra nežymi, nes eksperimentas buvo atliekamas su energijomis, mažesnėmis nei pažeidimo slenkstis, ir elektronų sužadinimas buvo neefektyvus [17,31].

3.2.2 Vėlyvoji dinamika

Atlikus femtosekundinio „Pharos“ ir nanosekundinio „NL 640“ lazerio sinchronizaciją bei praktiškai įgyvendinus elektroninį vėlinimą buvo pereita prie kito darbo etapo. Žadinančio – zonduojančio holografijos eksperimento su Ta₂O₅ danga ilgesnių vėlinimų srityje. Buvo atlikti 4 matavimai laikiniame 0–1000 ns diapazone su trimis skirtingomis žadinančio impulso energijomis 25, 26,9 30,7 μJ. Pirmoji energijos vertė šiek tiek mažesnė nei vieno šūvio (1–į–1) pažeidimo slenkstis,

antroji, didesnė nei pažeidimo slenkstis: 25,4 μJ . Eksperimente naudojamų žadinančio ir zondojančio impulsų parametrai pateikti ketvirtoje lentelėje:

Lentelė 4. Žadinančio ir zondojančio impulsų parametrai.

	Žadinantis impulsas	Zondojuantis impulsas
Centrinis bangos ilgis	1030 nm	532 nm
Pluošto sąsmaukos plotis (1/e)	45,7 μm	>300 μm
Impulso trukmė (FWHM)	300 fs	3–4 ns
Impulso energija	25, 26,9 30,7 μJ	$\sim 1 \mu\text{J}$
Poliarizacija	H	H

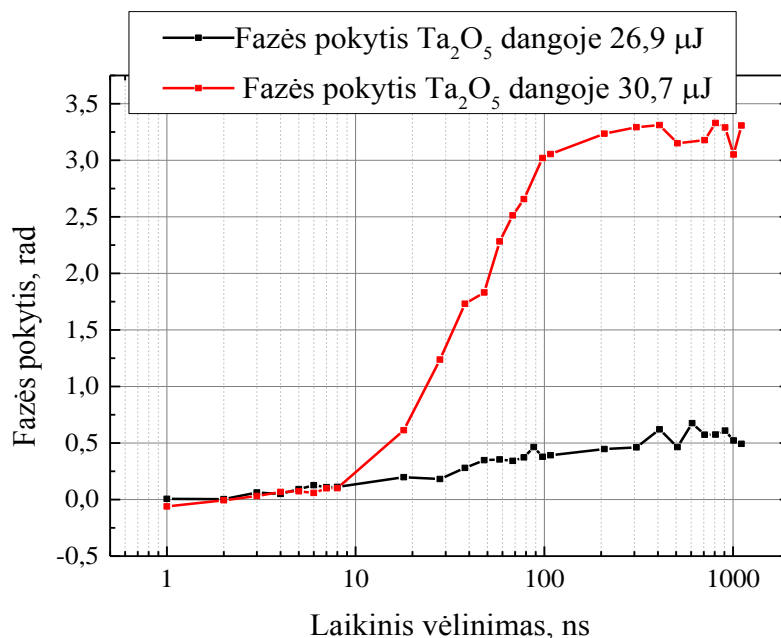
3.2.2.1 25 μJ impulso energijos eksperimentas: žemiau pažaidos slenkščio

Pirmojo eksperimento metu nebuvo užfiksuota jokio zondojančio impulso fazės pokyčio. Todėl grafinė informacija nepateikiama. Tai gali būti paaiškinta tuo, jog sutrikdant skaidrią medžiaga šviesa, kurios smailinis intensyvumas mažesnis nei optinio pažeidimo slenkstis, medžiaga sugeria labai mažą dalį šviesos energijos ir dėlto neatsiranda pakankamai didelio pokyčio medžiagos parametruose. Fazinis pokytis tampa mažesnis nei sistemos triukšmo lygis, dėl ko signalo išskirti praktiškai neįmanoma. Taip pat reikia paminėti, jog femtosekundinio vėlinimo eksperimentuose Kero efekto sukurtas fazės pokytis yra matomas net esant mažesniems nei optinis pažeidimas smailiniams intensyvumams. Tačiau tokio tipo sutrikdymas yra labai trumpas ir gali būti matomas tik esant atitinkamai trumpiems zondojuantiems impulsams. Tuo tarpu zondojuančio impulso trukmei esant 3 ns ir daugiau, Kero efekto sukurtas pokytis geriausiu atveju bus matomas ~ 300 femtosekundžių (žadinančio impulso trukmė), kas sudaro vieną dešimtūkstantąją dalį viso zondojuančio impulso trukmės. Kadangi kamera integruoja visą zondojuančią signalą, atsiradęs pokytis yra „suvidurkintas“ kartu su signalu iš mažai sutrikdytos medžiagos būsenos ir nanosekundinio zondavimo metu sukurs nereikšmingą ir nepastebimą indėlį.

Tokia nanosekundinio zondavimo savybė mums yra iš dalies nepalanki, kadangi femtosekundinio zondavimo atveju Kero efekto sukurtas maksimalus fazės pokytis buvo naudojamas kaip laikinio vėlinimo atraminis taškas. Pagal šią vėlinimo poziciją buvo galima atlikti atskirų eksperimentų atskaitos sistemų sutapatinimą.

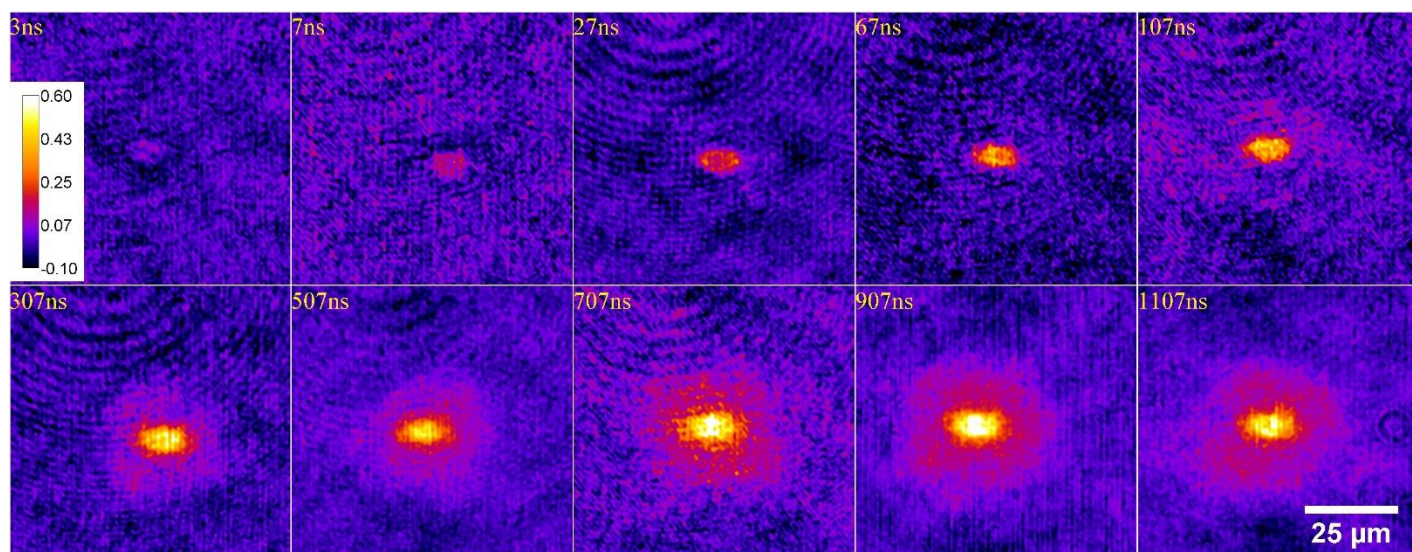
3.2.2.2 Eksperimentai virš pažaidos slenksčio

Tolesnių eksperimentų metu energija buvo pakelta 6% (26,9 μJ) ir 21% (30,7 μJ) virš pažeidimo slenksčio. Gauta eksperimento fazės pokyčio nuo laiko priklausomybė sužadintos srities centre pateikta 19 paveikslėlyje.

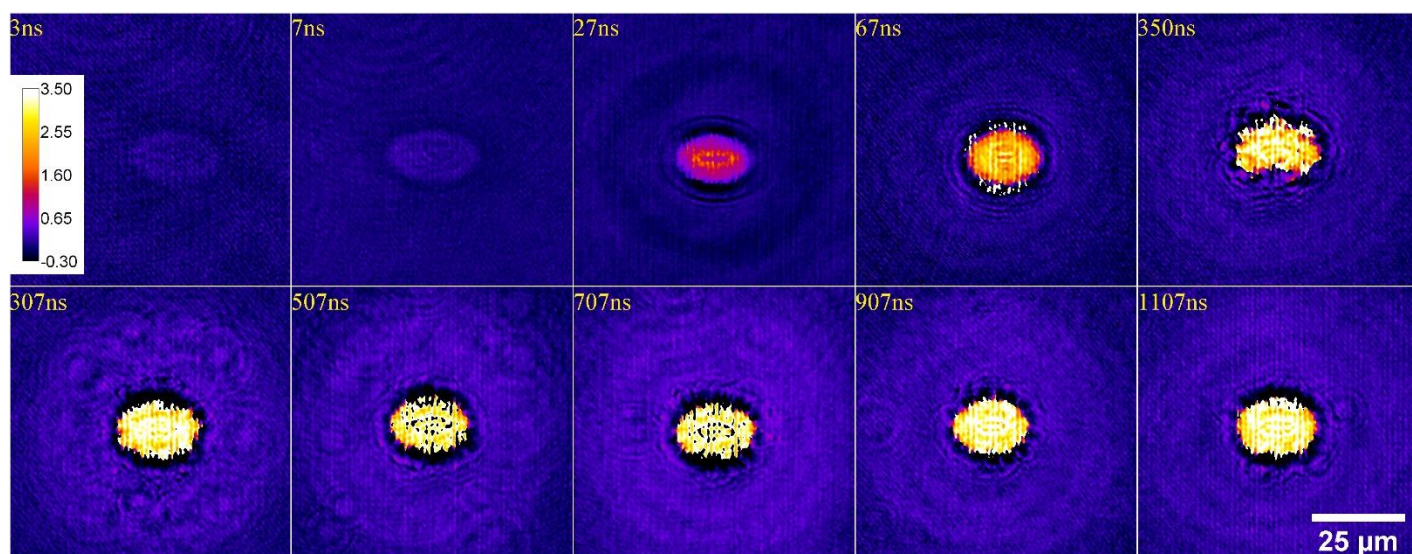


19 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ns) Ta₂O₅ dangoje, centrinėje pažeidimo srityje.

Nuo pirmųjų pastebėtų struktūrinių pokyčių ties 3 nanosekundžių vėlinimu, susidaro teigiamo ženklo fazės pokytis (20–21 paveikslėliai). Pirmąsias 6 nanosekundes šio pokyčio vertė beveik vienoda nagrinėjamos energijoms – skiriasi tik paveiktos srities plotas. Šis pokytis pirmąsias keletą nanosekundžių yra labai lokalizuotas. Galima to priežastis – elektronai atiduoda šilumą būtent toje srityje, kurioje jie buvo sugeneruoti, tuo tarpu šilumos difuzija ir gardelės termalizacija dar nėra spėjusi pasireikšti. Centrinės srities fazės pokytis laikui bėgant auga. Mažesnės energijos impulsui šis augimas pastovus iki 1000 ns vėlinimo ir nežymus, tuo tarpu 30,7 μJ impulso atveju pokytis centrinėje dalyje pasiekia vertes, artimas galutinėms, per pirmąsias 100 nanosekundžių ir toliau kinta nežymiai. Tai galima paaiškinti tuo jog, vyksta medžiagos abliacija – mažesnės energijos impulso atveju medžiaga yra pašalinama palaipsniui, dėl riboto energijos kiekio. Tuo tarpu pakėlus energiją, sugertis tampa efektyvesnė iš besilydančios dangos garuojančios dalelės įgyja didelę kinetinę energiją ir yra pašalinamos greičiau. Galutinė fazinio pokyčio vertė stabilizuojama, kai centrinėje dalyje yra pašalinama danga ir galutinai atidengiamas pagrindukas.

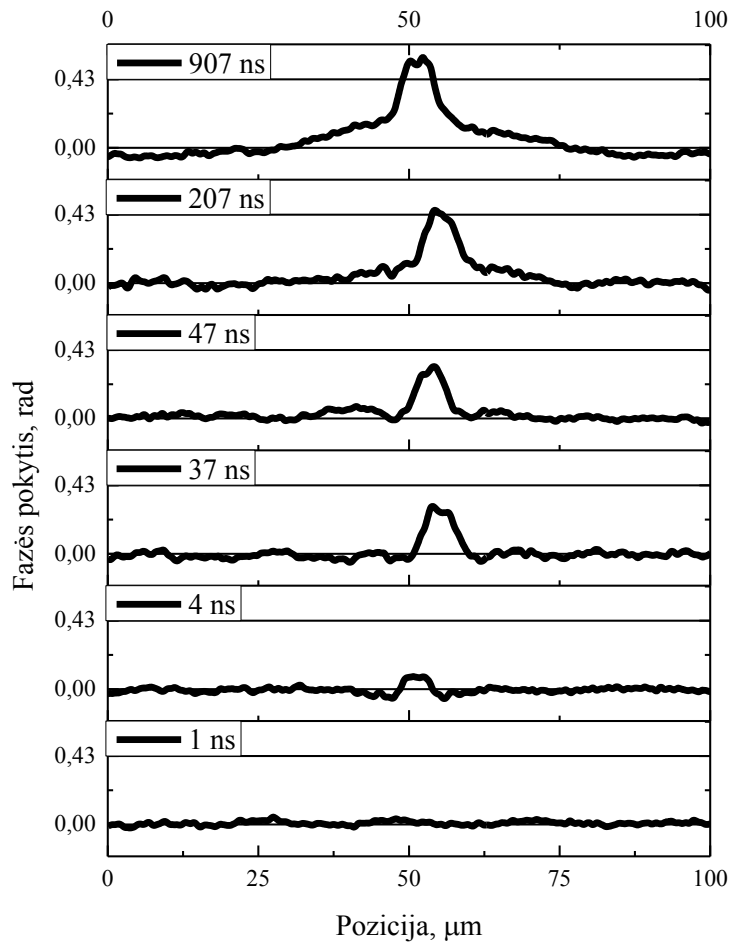


20 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ns) Ta₂O₅, 26,9 μJ eksperimento vaizdas.

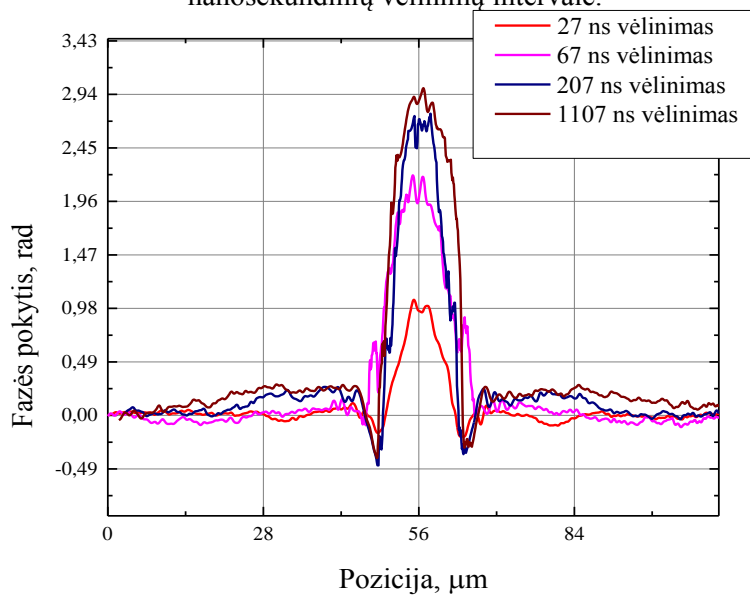


21 pav. Fazės pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ns) Ta₂O₅, 30,7 μJ eksperimento vaizdas.

Didinant laikinį vėlinimą galima pastebėti, jog pradeda matytis šilumos plitimas nuo centrinės sužadintos srities. Dėl šilumos difuzijos aplink centrinę, lokalizuotą sužadintą sritį susidaro platesnis aukštos temperatūros sukurtas teigiamos fazės pokyčio „pjedestalas“. Pirmieji šios struktūros požymiai pradeda matytis ties 27 ns 30,7 μJ impulsui ir ties 47 ns 26,7 μJ: 21–22 paveikslėliai.

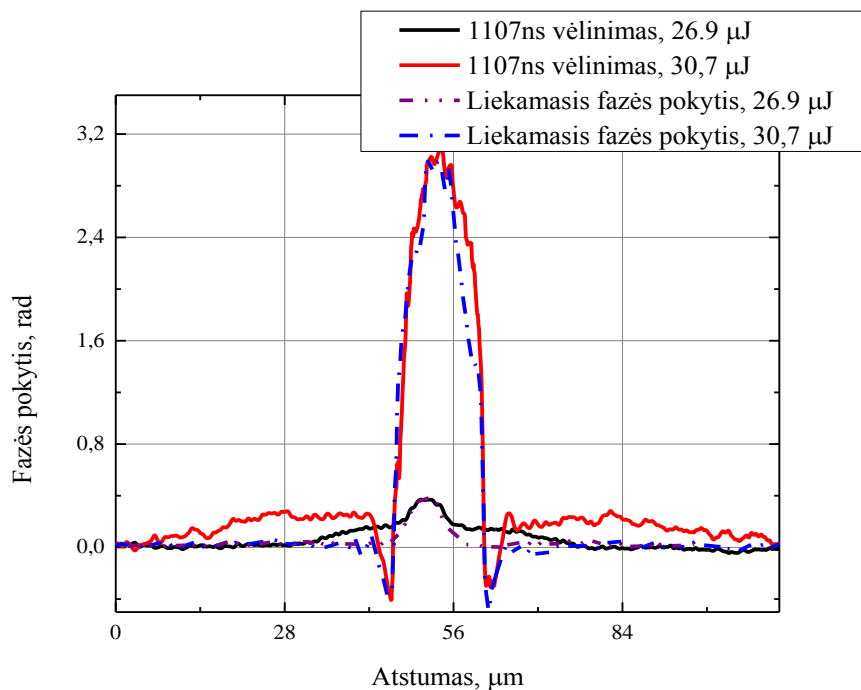


22 pav. Skersinis fazės pokyčio (rad) pasiskirstymas Ta₂O₅ dangoje žadinant 26,9 μJ, nanosekundinių vėlinimų intervale.



23 pav. Fazės pokyčio (rad) erdvinis pasiskirstymas ir jo priklausomybė nuo vėlinimo (ns) Ta₂O₅ dangoje.

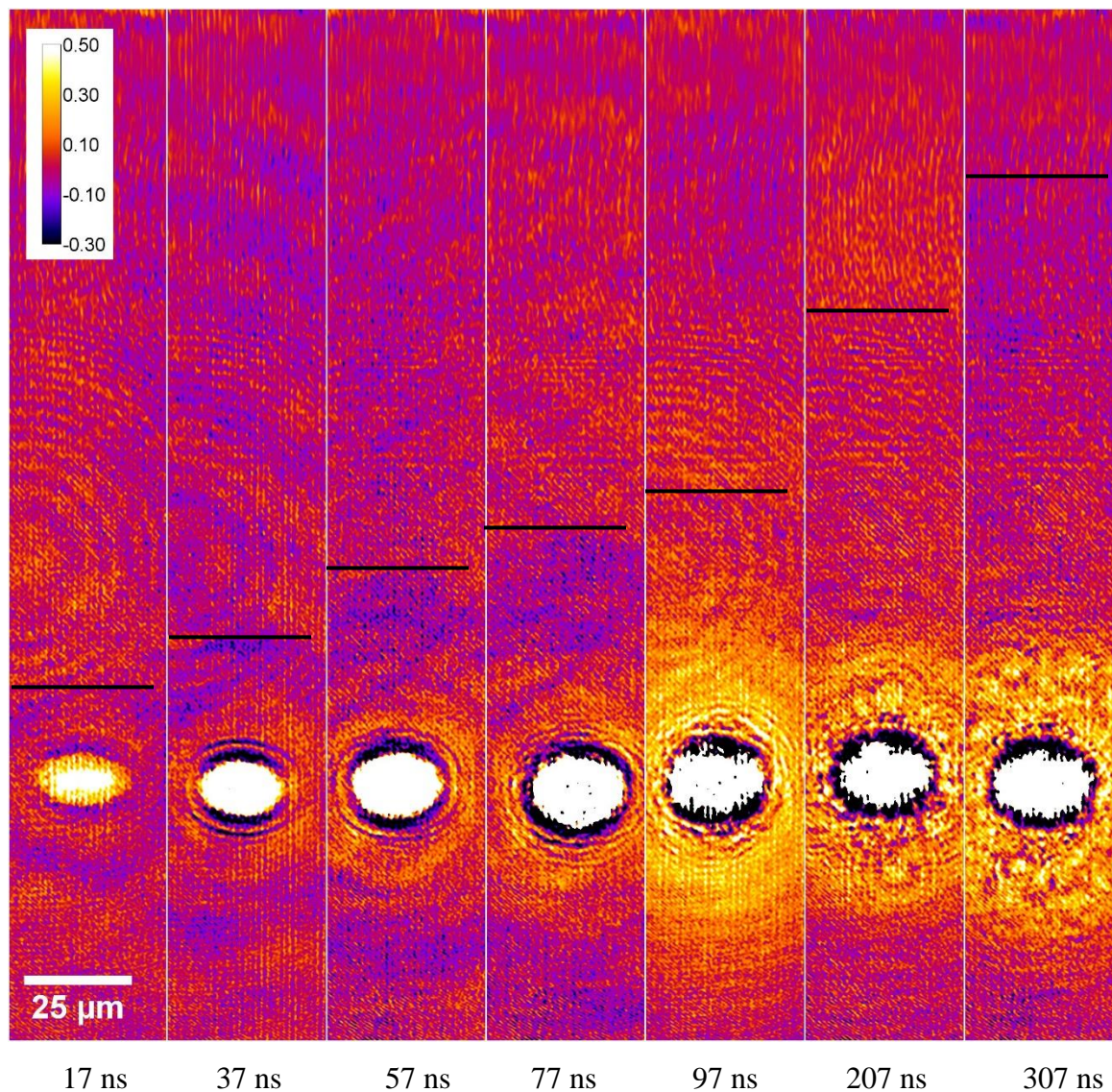
Pjedestalo priežastimi gali būti medžiagos gardelės atsakas į temperatūros pokytį: pavyzdžiui gardelės plėtimasis ar dėl priklausomybės nuo temperatūros atsiradęs lūžio rodiklio pokytis. Šis pokytis nėra liekamas – palyginus pažeistos srities vaizdą ties 1107 ns su tos pačios vietos vaizdu keletą sekundžių po sužadavimo matome, jog teigiamas, lokalizuotas fazės pokytis išlieka, tačiau, aplinkinis pjedestalas dingsta – šiluma išsisklaido ir pažaidą supanti medžiaga grįžta į pradinę būseną – pokytis pavaizduotas 23 paveikslėlyje.



24 pav. Skersinis fazės pokyčio (rad) pasiskirstymas Ta_2O_5 dangoje, dinaminio ir liekamojo vaizdo palyginimas.

Centrinėje dalyje susiformuoja pažeidimas, kuris praktiškai nepakinta toliau keičiant vėlinimą – greičiausiai nuabliuotos medžiagos sritis, kurioje dėl kraterio yra sumažėjęs optinis kelias ir matomas teigiamas fazės pokytis. Taip pat reikia pastebėti, jog centrinėje dalyje fazės pokyčio vertė išsilaiko beveik nepakitusi, tai reiškia, kad liekamoji šiluma daugiausiai difunduoja ne į bandinio gylį, bet į dangą, esančią greta pažeidimo. Lyginant šilumos dinamiką tarp lydyto kvarco ir Ta_2O_5 galime pastebėti, jog šilumos plitimas dangos atveju pasireiškia daug sparčiau. Lydyto kvarco atveju plitimas stebimas 1–10 μs intervale, tuo tarpu dangoje šiluma išplinta per pirmąją mikrosekundę. Tokio dinamika galimai paaiškinama tuo, jog dangos pažeidimui naudojama daug didesnė energija, daugiau nei 10 kartų, kuri gali sukurti didesnius šilumos gradientus. Kita vertus, už šį spartų energijos pernešimą gali būti atsakinga abliavimo metu atsiplėšusios išgarintos medžiagos energijos pernaša,

susidariusi dėl plazmos plėtimosi ir sprogimo bangos, sklidimo pavaizduoto 21 paveikslėlyje. Įvertinus šios bangos sklidimo greitį buvo gauta, jog ji sklinda lėtėdama: 550–350 m/s greičiu, tuo tarpu garso greitis ore – 340 m/s. Smūginės bangos stebimos tiek ore, tiek ir medžiagoje nanosekundinių vėlinimų intervale, tačiau keliauja garso greičiu [31,32,33].



25 pav. Fazinio pokyčio (rad) priklausomybė nuo vėlinimo (ns) Ta₂O₅ dangoje, medžiagos sprogimo bangos sklidimo eksperimentinis vaizdas. Juodos linijos žymi bangos frontą.

Be jau minėtų procesų 30,7 μJ impulso atveju taip pat yra stebimas neigiamas pokytis aplink pažeidimą, kuris gali būti nulemtas sukurto slėgio ir jo lemiamo medžiagos tankio pokyčio. Padidėjus slėgui, padidėja tankis. Toks tankio pokytis sukurtų teigiamą lūžio rodiklio pokytį ir lemtų optinio kelio priaugį. Kitą vertus, tai taip pat gali būti medžiagos užvartų susidarymas, lemiamas tų pačių veiksnių. Šios struktūros formavimasis prasideda nuo 5 ns vėlinimo ir išlieka kartu su krateriu. Dalis 30,7 μJ

fazės pokyčio skerspjūvio dinamikos pateikta 22 paveikslėlyje. Taip pat galime paminėti ties 307 ns vėlinimu ir didesniais galimai yra stebimas stambesnių dalelių iš medžiagos srautas. Matomi objektai yra difragavę, nes registravimo momentu jų padėtis nesutapo su atkurama vaizdo plokštuma. Juos galima nesunkiai įžiūrėti 24 paveikslėlio 207–307 ns vėlinimuose.

4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Dėl dviejų nepriklausomų lazerinių šaltinių sėkmingo sinchronizavimo ir programuojamos vėlinimo linijos praktinio realizavimo viename prietaise pirmą kartą pavyko užregistruoti ir atvaizduoti sąveikos tarp lazerinės spinduliuotės ir medžiagos procesų visumą itin plačiame laikinių vėlinimų intervale: nuo elektronų sužadinimo pradžios iki visiško sugertosios šilumos išsisklaidymo.
- Panaudojant dinaminio šilumos lęšio holografinį vaizdinimą itin plačioje zonduojančių impulsų vėlinimų srityje bei modeliuojant eksperimentinius duomenis klasikinėmis šilumos sklaidimo lygtimis buvo sukurta nauja metodika, kuri pirmą kartą leido kiekybiškai įvertinti netiesinės sąveikos (tarp lazerinės spinduliuotės ir medžiagos) metu sugertos žadinančio (108 ± 8 nJ) lazerinio impulso (1540 nJ) energijos dalį (apie 7 %).
- Dėl naujai patobulinto holografinio prietaiso aukštos erdvinės (~ 2 μm), laikinės (~ 20 fs), fazinės ($\sim 0,05$ rad) ir amplitudės (~ 5 %) skyros ir itin plataus vėlinimų intervalo, analizuojant eksperimentiškai užregistruotų signalų pokyčius, pavyko identifikuoti skirtingų fizikinių procesų (Kero efekto, laisvų elektronų žadinimo, pagavos surištose būsenose, bei šilumos sklaidimo) pradžiai ir pabaigai būdingus vėlinimo laikus ir dalyti naujas prielaidas apie tokių procesų trukmę ir kilmę.
- Lazериu indukuoti fazės pokyčiai atitinkantys šiluminio lęšio poveikį lydyto kvarco tūryje ir Ta₂O₅ dangoje yra priešingo ženklo, kas liudija apie skirtingus sąveikos įpatumus tūryje ir paviršiuje, todėl jų kilmei nustatyti būtini papildomi tyrimai.

Padėka

Dėkoju doc. dr. Gintarui Tamošauskui, prof. Mikui Vengriui, dr. Kiprui Radeckui (VU KEK LTC) už produktyvias idėjas ir visokeriopą pagalbą realizuojant sudėtingą eksperimentinę schemą. Dr. Simonui Kičiui (FTMC) už bandinių paruošimą.

Literatūra

- [1] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids, *Appl. Phys. A* **63**(2), 109–115 (1996).
- [2] S. L. Trokel, R. Srinivasan, B. Braren, Excimer Laser Surgery of the Cornea, *Am. J. Ophthalmol.* **96**(6), 710-715 (1983).
- [3] K. W. D. Ledingham, R. P. Singhal, High intensity laser mass spectrometry – a review, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Process.* **163**(3), 149-168 (1997).
- [4] D. Arnlund, L. C Johansson, C. Wickstrand et al., Visualizing a protein quake with time-resolved X-ray scattering at a free-electron laser, *Nat. Methods.* **11**, 923–926 (2014).
- [5] H. E. Bennett, J. D. G. Rather, E. E. Montgomery, Free-electron laser power beaming to satellites at China Lake, California, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **341**(1), 124-131 (1994).
- [6] R. Kodama, P. A. Norreys, et al. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition, *Nature* **412**, 798-802 (2001).
- [7] N. Šiaulys, L. Gallais, and A. Melninkaitis, Direct holographic imaging of ultrafast laser damage process in thin films, *Opt. Lett.*, **39**(7), 2164–7 (2014).
- [8] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao, Heating and rapid cooling of bulk glass after photoexcitation by a focused femtosecond laser pulse, *Opt. Express* **15**, 16800–16807 (2007).
- [9] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (J. Wiley and Sons, New York, 1984).
- [10] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramírez–Góngora, M. Kolesik, Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation, *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **199** (1), 5–76 (2011).
- [11] L. De Broglie, Waves and quanta, *Nature*, **112** 540 (1923).
- [12] V. Pyragaitė, *Kompiuterinė lazerių fizika* (Vilniaus universitetas – elektroninė knyga, Vilnius, 2013).
- [13] D. Ristau, *Laser-Induced Damage in Optical Materials*. (CRC press, Hannover, 2015).
- [14] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultraprumpų šviesos impulsų netiesinė optika*. (TEV, Vilnius, 2008).
- [15] J. D. Musgraves, K. Richardson, H. Jain, Laser-induced structural modification, its mechanisms, and applications in glassy optical materials, *Opt. Mater. Express* **1**, 921–935 (2011).
- [16] D. P. Sapkota, M. S. Kayastha, K. Wakita, Excitonic Refractive Index Change in High Purity GaAs Modulator at Room Temperature for Optical Fiber Communication Network

International Journal of Electrical, Computer, Energetic, Electronic and Communication Engineering **9** (2) (2015).

- [17] S. S. Mao, F. Qu'ér'e, S. Guizard, X. L. Mao, R. E. Russo, et al. „Dynamics of Femtosecond Laser Interactions with Dielectrics“. *Appl. Phys. A.* **79**(7) 1695 (2004).
- [18] B. Stuart, M. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, *Phys. Rev. B.* **53**(4), 1749–1761 (1996).
- [19] N. M. Bulgakova, A. V. Bulgakov, Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion, *Appl. Phys. A, Mater Sci. Process.* **73**(2), 199-208 (2001).
- [20] R. M. Waxler, G. W. Cleek „The Effect of Temperature and Pressure on the Refractive Index of Some Oxide Glasses“ *J. Res. Natl. Bur. Stand. Sec. A.* **77**(6), 755–763 (1973).
- [21] G. N. Ramachandran, *Progress in Crystal Physics, Volume 1.* (Interscience Publishers, New York, London, 1958).
- [22] M. K. Kim, in: Principles and techniques of digital holographic microscopy, (Springer, New York, 2011).
- [23] U. Schnars, W. Jueptner, *Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques*, (Springer, Berlin, 2005).
- [24] T. Balciunas, A. Melninkaitis, G. Tamosauskas, and V. Sirutkaitis, Time-resolved off-axis digital holography for characterization of ultrafast phenomena in water, *Opt. Lett.*, **33**(1), 58–60 (2008).
- [25] M. N. Islam et al., Cross-phase modulation in optical fibers, *Opt. Lett.*, **12** (8), 625 (1987).
- [26] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics (Third Edition)*, (Elsevier ,New York 2008).
- [27] B. R. Bennett, R. A. Soref, J. A. Del Alamo, Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP. *IEEE J. Quantum Electron.* **26**(1), 113-122 (1990).
- [28] T Toyoda, M Yabe, The temperature dependence of the refractive indices of fused silica and crystal quartz, *Appl. Phys.*,**1**(6) 98–100 (1983).
- [29] <https://web.archive.org/web/20130602023507/http://www.sciner.com/Opticsland/FS.htm> [Stebéta: 2017–05–28].
- [30] „http://www.janis.com/Libraries/Window_Transmissions/FusedSilicaUVGrade_SiO2_TransmissionCurveDataSheet.sflb.ashx“ [Stebéta: 2017–05–28].
- [31] S. G. Demos, R. A. Negres, R. N. Raman, M. D. Feit, K.R. Manes, A. M. Rubenchik, Relaxation dynamics of nanosecond laser superheated material in dielectrics, *Optica*, **2**, 765–772 (2015).
- [32] B. D. Strycker, M. M. Springer, A. J. Traverso, A. A. Kolomenskii, G. W. Kattawar, and A. V. Sokolov, Femtosecond-laser-induced shockwaves in water generated at an air–water interface, *Opt. Express* **21**, 23772–23784 (2013).
- [33] S. Rapp, J. Rosenberger, et al., Pump–probe Microscopy Investigations on Fs–laser Ablation of Thin Ta2O5/Pt Layer Systems, *Phys. Procedia* **39**, 726–734 (2012).

Summary

LASER-MATTER INTERACTION: EVALUATION OF NON-RADIATIVE LOSSES BY HOLOGRAPHIC PROBING OF DYNAMIC THERMAL LENS

Balys Momgaudis

The main interest in this paper was the dynamic processes after laser induced excitation of transparent media in the range from nanoseconds to microseconds. The visualization of the processes was achieved using digital holographic microscopy in pump-probe experimental setup. In order to reach the delay values of interest two independent laser sources were used. The lasers were synchronized and electronic delay line had to be implemented between pumping femtosecond laser and probing nanosecond lasers. In the experiment 1,6 μJ energy S polarized light impulse of 380 fs duration and 1030 nm central wavelength was used to excite a fused silica sample. The dynamic response of the excitation from 20 fs to 12 μJ was obtained and recorded. The process in the range 0,1-12 μs was identified as a dispersion of heat, and was observed as dynamic thermal lens. In order to evaluate the residual heat in the excited region the experimental data was later compared to results of a simple numerical simulations of heat propagation using finite difference method. Both the experiment and numerical simulation provide similar time dependency of phase shift decay. Using the method of least squares and changing the amount of heat used in modeling, energy of minimal error between simulated and experimental data was evaluated. This way, for the first time, the residual energy deposited in the material after single shot excitation was evaluated photographically. The evaluated value 108 ± 8 nJ is equivalent to 6,75% of the initial impulse energy used for excitation.

LAZERIO SPINDULIUOTĖS IR MEDŽIAGOS SAŲVEIKA: NESPINDULINIŲ NUOSTOLIŲ TYRIMAS HOLOGRAFIŠKAI VAIZDINANT DINAMINĮ ŠILUMOS LĘŠĮ

Balys Momgaudis

Pagrindinis šio darbo tyrimo objektas yra dinaminiai procesai vykstantis sužadinus dielektrinę terpę intensyvia lazerine spinduliuote, laiko intervale nuo kelių nanosekundžių iki dešimčių mikrosekundžių. Šių procesų stebėjimui buvo panaudota skaitmeninė holografinė mikroskopija ir žadinančio-zonduojančio impulso eksperimento metodika. Norint pasiekti dominančius laikinius vėlinimus ties kuriais pasireiškia šiluminiai procesai, sistema teko išplėsti įdiegiant papildomą zonduojantį nanosekundinių impulso trukmių lazerį. Naudoti lazeriai buvo sinchronizuoti ir įdiegta programiškai valdoma elektroninė vėlinimo linija. Eksperimento metu lydyto kvarco bandinio žadinimui buvo naudojamas 1,6 μJ , 380 fs trukmės S poliarizacijos impulsas su 1030 nm centrinių bangos ilgiu. Dinaminis medžiagos atsakas į žadinančią spinduliuotę buvo registruojamas holografiškai laikiniame intervale nuo 20 fs iki 12 μs . Procesai nuo 0,1 iki 12 μs buvo atpažinti kaip šilumos plitimas iš sužadintos srities į medžiagos tūrį, buvo stebimas nykstantis šiluminio lęšio poveikis. Norint įvertinti šiluminę energiją likusia medžiagoje po jos sužadavimo, buvo parašyta programa šilumos plitimo modeliavimui, paremta paprastu baigtinių skirtumų metodu. Eksperimentiniai duomenys ir duomenis gauti modeliuojant davė analogiški fazės pokyčio signalo gesimą. Atliekant simuliaciją buvo keičiama pradinė šilumos kiekio vertė ir gauti duomenys mažiausiu kvadratų metodu lyginami su eksperimentiniais. Tokių būdu pirmą kartą holografiškai buvo įvertinta liekamoji šiluminė energija po vieno impulso sukulto medžiagos sužadavimo. Gauta liekamosios energijos vertė medžiagoje 108 ± 8 nJ, sudaro 6,75% pradinės žadinančio impulso energijos.