

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

JUOZAS ADAMONIS

OPTOELEKTRONINIAI TERAHERCINIO DAŽNIŲ DIAPAZONO
KOMPONENTAI IŠ PUSLAIDININKIŲ SU GILIAIS CENTRAIS

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (P 265)

Vilnius, 2015

Disertacija rengta 2010 – 2015 metais Fizinių ir technologijos mokslų centro, Puslaidininkų fizikos institute, Optoelektronikos skyriuje, Ultrasparčios optoelektronikos laboratorijoje.

Mokslinis vadovas – prof. habil. dr. Arūnas Krotkus (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika – 02 P).

Mokslinis konsultantas – dr. Ramūnas Adomavičius (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika – 02 P).

Padėka

Noriu padėkoti savo vadovui prof. habil. dr. Arūnui Krotkui už kantrybę ir pasitikėjimą sprendžiant mokslines užduotis bei už sudarytas sąlygas tobulėti optoelektronikos srityje. Nuoširdžiai dėkoju moksliniam konsultantui dr. Ramūnui Adomavičiui už diskusijas įvairiais fizikiniais klausimais. Dėkoju šiltam ir draugiškam kolektyvui, vienaip ar kitaip man padėjusiam atlikti savo darbą.

Norėčiau padėkoti savo šeimai: mamai, Erikai ir Viktorijai, kurios labai mane palaikė visų studijų metu.

Turinys

| | |
|--|----|
| Įvadas | 6 |
| Ginamieji teiginiai: | 9 |
| 1 Literatūros apžvalga..... | 12 |
| 1.1 THz optoelektronika..... | 12 |
| 1.2 THz spektroskopijos sistemos raida..... | 13 |
| 1.2.1 Trumpų THz impulsų emisija iš fotolaidžių antenų. | 15 |
| 1.2.2 Siauro spektro pločio THz spinduliuotės emisijos iš fotolaidžių antenų principai | 21 |
| 1.3 Lazeriai THz optoelektronikai | 24 |
| 1.3.1 Kietakūniai lazeriai | 24 |
| 1.3.2 Šviesolaidiniai lazeriai | 26 |
| 1.3.3 Puslaidininkiniai lazeriai..... | 28 |
| 1.4 Medžiagos THz optoelektronikai | 30 |
| 1.4.1 Žemoje temperatūroje augintas GaAs | 30 |
| 1.4.2 GaAsBi..... | 38 |
| 1.4.3 InGaAs | 41 |
| 1.4.4 Supergardelės ir daugybinės kvantinės duobės | 42 |
| 1.4.5 ŽT GaAsSb | 44 |
| 1.5 Apžvalgos apibendrinimas | 44 |
| 2 Eksperimentinė dalis..... | 46 |
| 2.1 Tiriamieji objektai | 46 |
| 2.2 Koherentinio registravimo principai | 47 |
| 2.3 Naudotos lazerinės sistemos | 48 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 3 | Fotolaidžių antenų aktyvuojamų ilgabangių lazerių spinduliuote tyrimai. ... | 51 |
| 3.1 | ŽT GaAs sluoksnių optinio žadinimo THz zondavimo tyrimas | 51 |
| 3.2 | Pikosekundinio fotolaidumo tyrimas | 59 |
| 3.3 | Defektų juostos parametrų nustatymas | 63 |
| 4 | THz optoelektronikos sistemos aktyvuojamos 1 μm bangos ilgio lazerio spinduliuote..... | 68 |
| 4.1 | ŽT GaAs fotolaidžios antenos, aktyvuojamos 1 μm femtosekundinio lazerio impulsais | 68 |
| 4.2 | THz pliūpsnių generavimo principai..... | 72 |
| 4.3 | THz pliūpsnių generavimas ištemptais femtosekundiniais impulsais | 76 |
| 4.4 | THz pliūpsnių generavimas šviesolaidinio pikosekundinio lazerio impulsais. | 82 |
| 5 | THz vaizdinimas | 89 |
| 5.1 | Koherentinis vaizdinimas..... | 90 |
| 5.2 | Nekoherentinis vaizdinimas | 92 |
| | Pagrindiniai rezultatai ir išvados | 98 |
| | Literatūros sąrašas..... | 100 |

Įvadas

Praktiniu požiūriu terahercinių (THz) dažnių sritis patraukli tam tikrų būdingų reiškinių gausa. Daugelis nepolinių molekulių nereaguoja į THz spinduliuotę, o polinės molekulės (H_2O , N_2 , O_2 , CO , SO_2 , HCl ir kt.) stipriai sąveikauja su šios spinduliuotės elektriniu lauku. Tad daugelio polinių molekulių sugerties spektrai turi ryškių sugerties smailių THz srityje, kurios yra apspręstos molekulinėms sistemoms rotaciniams ir vibraciniams būsenams. Šios molekulių savybės itin svarbios mus supančios aplinkos kontrolei, oro taršos arba dujų registravimui. Taip pat THz bangos dalinai prasiskverbia per drabužių audinius [1], polimerus [2] ar popierių [3], o tai leidžia užregistruoti objektų, patalpintų už šių vizualiai neskaidrių medžiagų THz vaizdą. Didelės galimybės THz spinduliuotei atsiveria saugumo srityje, nes THz spinduliuotės pagalba galima užregistruoti paslėptus ginklus, o narkotinių medžiagų, plastinių sprogmenų ir degių skysčių charakteringi spektrai taip pat pasižymi sugerties linijomis THz dažnių srityje. Visa tai leidžia pritaikyti spinduliuotę minėtų medžiagų detekcijai ar užtikrinant saugumą viešo susibūrimo vietose.

Deja, šiuo metu THz sistemų taikymai vis dar užuomazgų fazėje, o jos daugiausiai yra naudojamos laboratoriniams tyrimams. Puslaidininkiniai optoelektroniniai komponentai bei femtosekundiniai lazeriai yra plačiai taikomi terahercinės dažnių srities spektroskopijos sistemose atliekant spektroskopinius matavimus ar THz vaizdų gavimą. Istoriskai susiklostė, kad labiausiai paplitę sistemos aktyvuojamos Ti:Safyro lazeriais ($\lambda = 800$ nm), kurių fotono energija nedaug skiriasi nuo GaAs draustinių energijų tarpo. Žemoje temperatūroje molekulinėms pluoštelių epitaksijos būdu užauginti GaAs sluoksniai (ŽT GaAs) pasižymi didelėmis defektų, kurie veikia kaip elektronų gaudyklės, koncentracijomis. Kitos svarbios šių sluoksnių savybės: didelė tamsinė varža, trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės bei dideli elektronų judrumai – daro ŽT GaAs patrauklia medžiaga THz komponentų gamybai. Šiuo metu tiek ŽT GaAs,

ties ir Ti:Safyro lazerių technologijos yra pasiekusios ganėtinai brandų lygį ir jų gamyba yra plačiai išvystyta. Nepaisant to sudėtingas kelių pakopų optinis kaupinimas ir dideli gabaritai riboja platesnį Ti:Safyro lazerių pagrindu veikiančių THz sistemų taikymą.

THz spinduliuotės generavimui ir registravimui vis dažniau yra naudojami kompaktiškesni ir potencialiai pigesni už kietakūnius, puslaidininkiniai ir skaiduliniai lazeriai emituojantys artimojoje infraraudonojoje srityje: 1 μm bei 1,55 μm bangos ilgio spinduliuotę [4,5]. Tačiau didelis tokių sistemų trūkumas yra efektyvių optoelektroninių komponentų, veikiančių minėtame bangos ilgių ruože, stoka. Tad šiame darbe buvo koncentruotasi į iš ŽT GaAs epitaksinių sluoksnių pagamintų fotolaidžių antenų taikymą kaip THz emiterių ir detektorių, aktyvuojamų ilgesnio negu draustinių energijų tarpas bangos ilgio lazeriais ($h\nu_0 < E_g$). Šiuose taikymuose ŽT GaAs sluoksniuose dėl sugerties iš defektų yra žadinami vieno ženklo nepusiausvirieji krūvininkai – elektronai. Toks krūvininkų generacijos mechanizmas labai patrauklus THz maišytuvams, kurie taip pat buvo tirti šiame darbe. Galiausiai buvo pademonstruota nauja, kompaktiška, lengvai bei greitai perderinama siauro spektro pločio THz pliūpsnių generavimo sistema aktyvuojama skaiduliniu pikosekundiniu lazeriu. Ši sistema yra paprastesnė ir patrauklesnė aukščiau minėtiems taikymams skirtiems THz vaizdų gavimui ar aplinkos kontrolei.

Darbo tikslai:

- Iširti iš žematemperatūrio GaAs sluoksnių pagamintų fotolaidžų antenų tinkamumą ilgų bangų ($h\nu_0 < E_g$) lazerio spinduliuote aktyvuojamoms sistemoms.
- Sukurti ir išbandyti siauro spektro pločio THz impulsų generavimo sistemą, aktyvuojamą 1 μm bangos ilgio lazerio spinduliuote.

Darbo užduotys:

- Iširti iš ŽT GaAs sluoksnių pagamintų fotovaržų fotoelektrines savybes ilgųjų bangų srityje.
- Išbandyti iš ŽT GaAs sluoksnių pagamintas fotolaidžias antenas kaip emiterius, fotomaišiklius ir detektorius, aktyvuojamus 1 μm bangos ilgio spinduliuote.
- Išbandyti THz pliūpsnių sistemą naudojant ištemptus femtosekundinio lazerio impulsus.
- Sukurti ir išbandyti skaidulinio lazerio pagrindu veikiančią THz pliūpsnių generavimo sistemą ir pademonstruoti šios sistemos taikymo galimybes.

Darbo naujumas:

- Iširta ŽT GaAs ir ŽT InGaAs pikosekundinio fotolaidumo, sąlygoto sugerties iš defektų, priklausomybė nuo bangos ilgio.
- ŽT GaAs fotolaidžios antenos išbandytos kaip fotomaišytuvai aktyvuojami 1 μm bangos ilgio spinduliuote.
- Pademonstruota ir iširta siauro spektro pločio THz impulsų generavimo schema, kaupinama šviesolaidiniu lazeriu.

Ginamieji teiginiai:

1. Iš žemoje temperatūroje augintų GaAs ir InGaAs epitaksinių sluoksnių pagamintų fotolaidžių antenų pikosekundinio fotolaidumo spektruose yra išsaugoma informacija apie pradinį elektronų pasiskirstymą, tad iš šių spektrų buvo nustatyti aukščiau minėtoms medžiagoms būdingi defektų juostos parametrai: energetinės juostos padėtis ir plotis.
2. Nustatyta, kad 420 °C temperatūroje atkaitinti žematemperatūrio GaAs sluoksniai pasižymi optimalia defektų koncentracija ir elektronų judriu, sąlygojančiu didžiausią sluoksnių fotojautrį.
3. THz pliūpsnių generavimo sistema, aktyvuojama pikosekundinio skaidulinio lazerio impulsais, yra paprastesnė, kompaktiškesnė, efektyvesnė ir generuojanti siauresnio spektro spinduliuotę negu sistema naudojanti ištemptus laike femtosekundinio lazerio impulsus.

Aprobacija ir autoriaus indėlis

ŽT GaAs fotolaidumo tyrimuose autorius atliko teorinius skaičiavimus. Likusių tyrimų tiek eksperimentinė, tiek ir skaičiavimo dalis buvo atlikta autoriaus. Taip pat autorius ženkliai prisidėjo prie disertacijos tema išspausdinti straipsnių rašymo. Nekoherentinių detektorių charakterizavimo skaičiavimus atliko kolega dr. Irmantas Kašalynas.

Moksliniai straipsniai:

1. **J. Adamonis**, A. Arlauskas and A. Krotkus, „Spectral measurements of picosecond photoconductivity in terahertz detectors made from low temperature grown GaAs and GaInAs“ Phys Status Solidi A, (2015).
2. **J. Adamonis**, N. Rusteika, R. Danilevičius and A. Krotkus „A Compact Terahertz Burst Emission System Driven With 1 μ m Fiber Laser“, Opt. Comm. Vol. 293, 61-64 (2013).

3. A. Bičiūnas, **J. Adamonis** and A. Krotkus, „Terahertz time-domain-spectroscopy system using a 1 micron wavelength laser and photoconductive components made from low-temperature-grown GaAs“, J. Infrared Milli. Terahz. Waves., 33(2), 183-191 (2012).

Konferencijų pranešimai:

1. **J. Adamonis**, R. Venckevicius, I. Kasalynas, R. Danilevicius, N. Rusteika, R. Adomavicius, and A. Krotkus, „Terahertz generation by optical mixing of chirped fiber laser pulses,“ 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), Sep. 2014.
2. A. Arlauskas, **J. Adamonis**, R. Adomavicius, and A. Krotkus, „Excitation spectroscopy of terahertz emitters and detectors made from AIII BV semiconductors,“ 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Sep. 2013
3. I. Kašalynas, A. Švigelj, **J. Adamonis** et.al. „Performance of the antenna coupled microbolometers characterized by the quasi-optical measurements at frequencies 0.1-1.0 THz“ 38th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) 2013 Mainz on the Rhine, September 1st – 6th.
4. **J. Adamonis**, I. Kašalynas, N. Rusteika, R. Adomavičius ir A. Krotkus, „Terahercinių detektorių atsako dažninės priklausomybės nustatymas naudojant siaurajuosčius perderinamo dažnio terahercinius impulsus“ 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konf., birželio 10 – 12 d., Vilnius, 2013.
5. A. Arlauskas, R. Adomavičius, **J. Adamonis**, A. Krotkus, „Spectral measurements of the picosecond photoconductivity in semiconductors by THz radiation pulses“, 3rd EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (TST 2012) 17 - 20 June 2012, Prague, Czech Republic.

6. **J. Adamonis**, N. Rusteika, R. Danilevičius, A. Krokus, „Terahertz generation by optical mixing of chirped fiber laser pulses“, „LO-2012“ 15 th Int. Conf. on laser optics, 25-29 June 2012, St. Petersburg, Russia.
7. **J. Adamonis**, A. Bičiūnas, K. Bertulis, A. Krotkus, „Low-temperature-grown GaAs as a candidate for terahertz devices activated by 1 μm wavelength laser pulses“, 13th Int. Conf.- School „Advanced Materials and Technologies“, 27–31 August 2011, Palanga, Lithuania.
8. **J. Adamonis**, A. Bičiūnas, K. Bertulis, A. Krotkus, „Ultrafast photoconductors from lowtemperature- grown GaAs for terahertz pulse generation and detection with femtosecond 1- μm wavelength laser pulses“, SIMC-XVI, 16th Semiconducting and Insulating Materials Conf., 19–23 June 2011, Stockholm, Sweden.
9. **J. Adamonis**, N. Rusteika, Y. Malevich, A. Krotkus, „Siaurajuostės terahercinės spinduliuotės generavimas su lazerine skaiduline pikosekundine čirpuotų impulsų sistema“, 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konf., spalio 6 – 8 d., Vilnius, 2011.

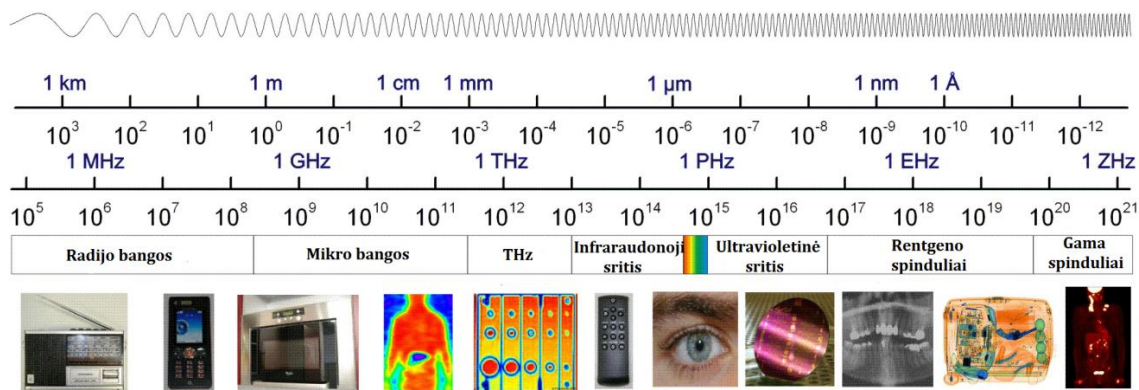
Darbai neįtraukti į disertaciją:

1. R. Adomavičius, **J. Adamonis**, A. Bičiūnas, A. Krotkus, A. Atrashchenko, V. Evtikhiev, V. Ulin, M. Kaliteevski and R. Abram, „Terahertz pulse emission from nanostructured (311) surfaces of GaAs“, J. Infrared Milli. Terahz. Waves., 33(6), 599-604, 2012.
2. A. Bičiūnas, A. Arlauskas, **J. Adamonis**, P. Cicėnas, and A. Krotkus, „Physical mechanisms of terahertz pulse emission from photoexcited surfaces of tellurium crystals,“ Journal of Applied Physics, vol. 116, no. 9, p. 093102, Sep. 2014.

1 Literatūros apžvalga

1.1 THz optoelektronika

Terahercinių dažnių diapazonas yra jungiamoji grandis, tarp mikrobangų bei infraraudonųjų bangų srities. Terahercine spinduliuote yra vadinamos elektromagnetinės bangos užimančios dažnių sritį nuo 300 GHz (1 mm) iki 10 THz (30 μm) (žr. 1 pav.). Šios spinduliuotės fotono energija kinta ribose nuo 1,2 meV (14 K) iki 37 meV (410 K). Taigi didžiąją spektro dalį sudaro fotonai, kurių energija yra mažesnė negu šiluminio judėjimo energija kambario temperatūroje (26 meV – 6,28 THz).



1 pav. Elektromagnetinių bangų spektras.

Terahercinių dažnių spinduliuotė dažnai vadinama mažiausiai įsisavinta elektromagnetinių bangų spektro dalimi. Mikrobanginių technologijų galimybės šiame diapazone visada buvo ribotos, nes tiek galia tiek ir generavimo efektyvumas sparčiai prastėja, kai prietaiso aktyvusis sluoksnis yra mažinamas iki sub–mikroninių dimensių atitinkančių THz dažnio bangas. Generuoti THz spinduliuotę įprastiniais elektroniniais ar lazeriniais metodais nepavyksta dėl fundamentalių apribojimų. Pirmuoju atveju, ilgas krūvininkų lėkio per tranzistoriaus užtūrą laikas apibrėžia aukščiausių generuojamų dažnių ribą. Iš kitos pusės, norint sukonstruoti kompaktišką THz lazerį veikiančią kambario

temperatūroje susiduriama su problemomis bandant realizuoti elektronų užpildos apgražą. Didžiąją dalį THz dažnių srities aprėpia THz laikinės srities spektroskopijos sistemos (THz TDS), kuriose fotolaidžios antenos naudojamos THz bangų generavimui ir registravimui. THz spinduliuotės emisija iš optoelektroninio rakto (sklendės) turi savo išskirtinių bruožų. Šis metodas leidžia aprėpti santykinai didelę dažnių sritį, pasiekiamas didelis dinaminis diapazonas. Svarbų vaidmenį tokioje sistemoje atlieka fotolaidūs emiteriai, kurių elektrinės bei optinės savybės stipriai įtakoja generuojamos spinduliuotės savybes. THz TDS sukūrimas yra tamptariai susijęs su fotolaidžių antenų atsiradimu. Tad prieš išsamiau aptariant THz bangų emisijos iš fotolaidžių antenų principus, apžvelgsime THz TDS evoliuciją.

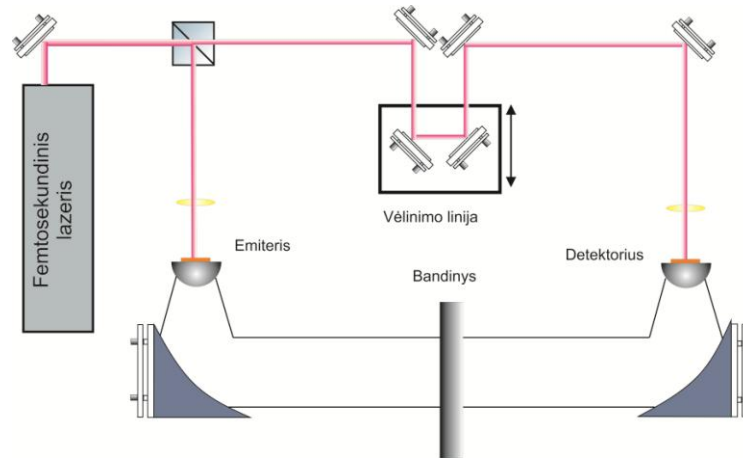
1.2 THz spektroskopijos sistemos raida

XIX a. septintajame dešimtmetyje vykęs ultratrumpų impulsų lazerių tobulėjimas kartu su naujais pasiekimais puslaidininkinių technologijų srityje paskatino susiformuoti naują sritį – ultrasparčiąją optoelektroniką. Šios srities užuomazga buvo novatoriškas Auston darbas [6], kuriame pademonstruota iš silicio pagaminta optoelektroninė sklendė (raktas). Pikosekundiniu lazeriu apšviestoje Auston'o sklendėje susiformuodavo trumpi elektriniai impulsai, kurių frontų užaugimo ir gesimo trukmės tesiekė vos ~1 ps. Šis darbas inicijavo platų naujų tyrimų spektrą, kurie vėliau suskilo į dvi pagrindines kryptis. Vieni mokslininkai iš puslaidininkinių pasižyminčių dideliu krūvininkų judriu, santykinai ilgais jų gyvavimo laikais bei aukštomis elektrinio pramušimo lauko vertėmis bandė pagaminti optoelektroninį raktą, kuriame būtų generuojami didelio galingumo elektriniai impulsai. Pastarieji buvo naudojami Streak kamerose [7] bei aktyvios lazerio srities komponentuose – Pokelso ir Kerr'o celėse [8]. Kita kryptis darbų buvo koncentruota į optoelektroninio rakto spartos didinimą. Šiuo atveju,

trumpėjant impulsų augimo ir gesimo frontų trukmėms, buvo susidurta su sunkumais norint užregistruoti tokius impulsus, nes oscilografai bei kiti elektroniniai prietaisai tam tikslui buvo per lėti. Tai paskatino išbandyti strobavimo metodą, kuriame to paties lazerio impulsai buvo pritaikyti ne tik elektrinių impulsų generavimui, bet ir jų registravimui. Naudojamoje schemoje lazerio pluoštelis buvo dalinamas į dvi dalis, kur pirmoji aktyvuodavo elektrinius impulsus generuojančią Auston'o sklendę, o antroji juos užregistruodavo strobuodama atskiras impulso dalis naudojant kitą pikosekundinę fotolaidžią sklendę (fotolaidus strobavimas) arba į perdavimo liniją integruotą elementą, kurio veikimas paremtas Pokelso efektu (elektro–optinis strobavimas) [9].

Pasirodžius pirmiesiems femtosekundiniams lazeriams [10], optoelektroniniame rakte generuojamų elektrinių impulsų trukmės taip pat ženkliai sutrumpėjo. Visgi kelių pikosekundžių trukmės impulsams sklindant perdavimo linija pasireikšdavo dispersija, sąlygojanti ženklų jų išplitimą. Tuomet buvo sugalvota, kad elektriniai impulsai, kurių spektro plotis jau siekė THz dažnių sritį, sklisdami laisvoje erdvėje gali išvengti dispersijos sąlygotų iškraipymų. Pirmoji šią idėją įgyvendino ta pati Auston grupė [11] iš Bell'o laboratorijos, kuri integravo plačiajuostę dipolinę anteną ir puslaidininkį, pasižymintį pikosekundine krūvininkų gyvavimo trukme. Naujai pademonstruotos fotolaidžios antenos buvo naudojamos THz impulsų spinduliavimui į laisvą erdvę bei jų registravimui. Visgi sklidimo nuotolis buvo apribotas didelės spinduliuotės skėsties, o THz impulsus pavyko užregistruoti atstumui tarp emiterio ir detektoriaus esant tik ~2 mm. Paskutinis esminis patobulinimas, leidęs pademonstruoti THz laikinės srities spektroskopijos sistemą, kuri iš esmės nedaug skyrėsi nuo dabar naudojamų sistemų (žr. 2 pav.), buvo pasiūlytas Fattering ir Griscowsky [12,13]. Siekdami padidinti spinduliuotės sklidimo atstumą autoriai, prie kristalo pritvirtino pusiau sferinį lęšį, pagamintą iš medžiagos kurios lūžio rodiklis nedaug skyrėsi nuo sklendės lūžio rodiklio. Tokiu būdu buvo sumažinti nuostoliai susiję su

elektromagnetinių bangų išstrūkimu iš kristalo, o sukolinuota THz spinduliuotė



2 pav. THz TDS sistemos principinės schema.

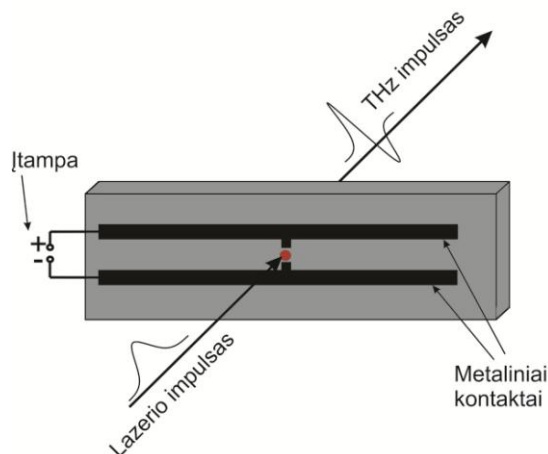
laisva erdve sklido apie 1 metrą. Palyginti su tradicinėmis matavimo sistemomis veikiančiomis šioje dažnių srityje, naujai pademonstruota sistema pasižymėjo daugybe privalumų: dideliais jautriu tolimajai infraraudonajai spinduliuotei bei signalo ir triukšmo santykiu (apie 10^5), o taip pat koherentiniu THz impulso registravimu, suteikiančiu informaciją ne tik apie impulso amplitudę bet ir apie jo fazę.

THz TDS sistemos savybės stipriai priklauso nuo THz šaltinio ir jutiklio veikimo, o tiksliau nuo puslaidininkinės medžiagos iš kurios jie yra pagaminti savybių. Kitame skyrelyje išsamiau aptariamos elektronų pagavimo, bei gyvavimo trukmių, judrio ir tamsinės varžos svarbą THz impulsų emisijai.

1.2.1 Trumpų THz impulsų emisija iš fotolaidžių antenų.

Veikimo principas

Optoelektroninė sklendė šiuo metu yra bene labiausiai paplitęs THz spinduliuotės šaltinis naudojamas THz TDS sistemose. Ji yra gaunama ant didelės savitosios varžos ($\sim 10^7 \Omega\text{cm}$) puslaidininkio paviršiaus užgarius kontaktinį



3 pav. Auston'o sklendė.

sluoksni, kuris veikia kaip THz spinduliuotės antena. Generuojamų impulsų laikinė forma ir spektrinė sudėtis labai priklauso nuo pasirinktos antenos tipo [14]. Plataus spektro pločio, trumpų THz impulsų emisijai dažniausiai naudojamos dipolinės „H“ formos antenos su per vidurį paliktu $\sim 10 \mu\text{m}$ tarpeliu (žr. 3 pav.). Prie tokios antenos prijungus kelių dešimčių voltų įtampą, sukuriama elektriniai laukai siekiantys $\sim 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Apšvietus tarpelį tarp kontaktų lazerio spinduliuote, kurios kvanto energija didesnė negu medžiagos draustinių energijų tarpas, yra sužadunami nepusiausvirieji krūvininkai. Staiga pakitęs medžiagos laidumas nulemia, smarkų fotosrovės tekančios tarp antenos kontaktų užaugimą trunkantį per kelis šimtus femtosekundžių, kuris ir nulemia vieno periodo subpikosekundinio THz impulso išspinduliavimą. THz bangų emisiją iš dipolinių antenų gerai aprašoma Herco dipolio teorija [15], pagal kurią išspinduliuoto THz impulso elektrinis laukas yra proporcingas srovės tekančios tarp kontaktų išvestinei:

$$E_{THz} \propto \frac{dj(t)}{dt}, \quad (1)$$

E_{THz} – THz impulso elektrinis laukas; $j(t)$ – tarp kontaktų tekančio srovės tankis;

Fotolaidžiose antenose THz impulsai yra generuojami, dėl pakitusio sklendės laidumo ją apšvietus lazerio spinduliuote. Didžiausią įtaką THz emisijai turi laidumo kitimas iki kelių pikosekundžių po fotosužadavimo, kurio metu gali pasireikšti spartūs procesai tokie kaip karštų elektronų [16] bei skylių sužadimas, balistinis elektronų judėjimas [17], krūvininkų sparti termalizacija [18], elektronų dreifinio greičio pliūpsnio atsiradimas (*angl. velocity overshoot*) [19,20] bei išorinio elektrinio lauko ekranavimas [21,22].

Lazerio spinduliuotės ir puslaidininkio įtaka THz impulsų emisijai

Svarbūs parametrai, apsprendžiantys srovės fotolaidžioje antenoje dinamiką, yra nepusiausvirųjų krūvininkų impulso relaksacijos (τ_{imp}), jų pagavimo (gyvavimo) (τ_{gyv}) bei rekombinacijos (τ_{rek}) trukmės. Istoriskai susiklostė, kad fotolaidūs THz emiteriai yra gaminami iš plataus draustinių energijų tarpo puslaidininkinių medžiagų, kuriose skylės yra daug kartų sunkesnės už elektronus. Tad įvertinant antena tekančią srovę atsižvelgiama tik į elektronų įtaką. THz impulsų emiteriuose nepusiausviriesiems elektronsams charakteringos trukmės dažniausiai atitinka sąryšius: $\tau_{imp} < \tau_{gyv} < \tau_{rek}$, kur $\tau_{gyv}, \tau_{rek} \sim 1-100$ ps, o $\tau_{imp} < 100$ fs [23]. Norint pasiekti tokias trumpas krūvininkų gyvavimo trukmes, fotolaidžios antenos yra gaminamos iš puslaidininkinių medžiagų, pasižyminčių didelėmis defektų koncentracijomis; pastarieji atlieka krūvininkų gaudyklių, rekombinacijos bei sklaidos centrų funkcijas. Sparti elektronų sklaida, sąlygoja kad teoriniams nepusiausvirųjų krūvininkų sukurtų srovių skaičiavimams puikiai tinka Drude modelis, leidžiantis nustatyti vidutinį elektronų greitį beveik iškart po sužadavimo:

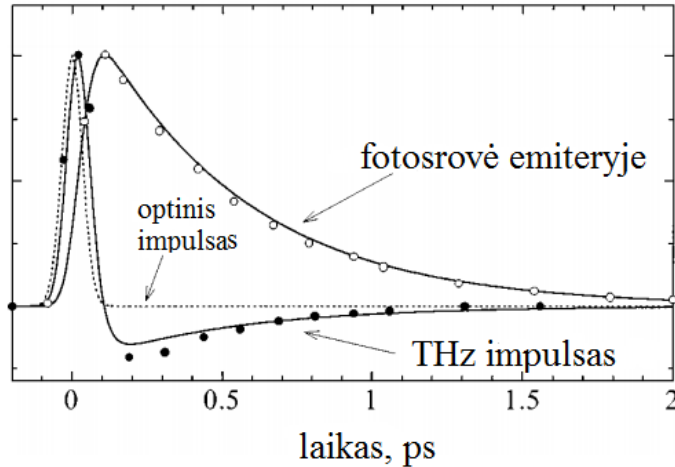
$$\frac{dv(t)}{dt} = -\frac{v(t)}{\tau_{imp}} + \frac{q}{m} E(t), \quad (2)$$

$v(t)$ – vidutinis elektronų greitis; q – elementarusis krūvis; m – krūvininko masė; $E(t)$ – išorinis elektrinis laukas; Tuomet srovę tekančią emiteryje galima įvertinti

suskaičiavus konvoliuciją tarp lazerio impulso ir krūvininkų koncentracijos bei dreifinio greičio sandaugos:

$$j(t) \propto P(t) \otimes (qn(t)v(t)), \quad (3)$$

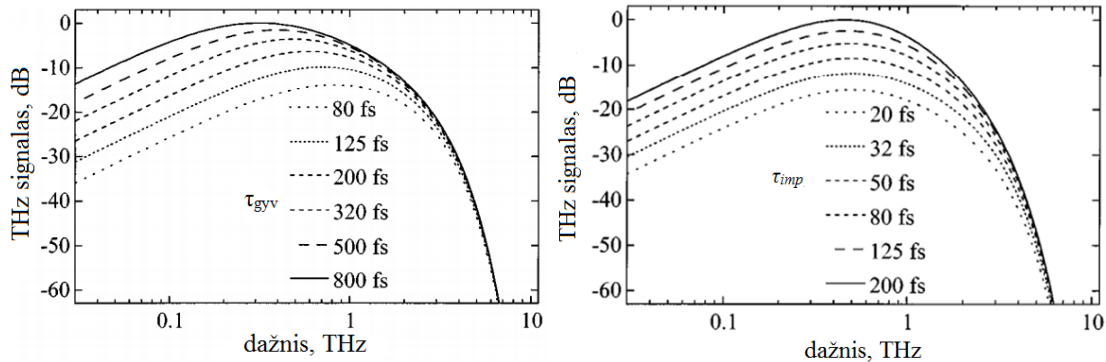
$P(t)$ – lazerio galia; $n(t)$ – krūvininkų koncentracija; pasinaudojęs šiuo modeliu ir krūvio nenutrūkstamumo (*angl. continuity equation*) sąlyga Duvillaret [24] savo



4 pav. Suskaičiuota fotosrovė emiteryje bei THz impulso elektrinio lauko priklausomybės nuo laiko. Skaičiavimai atlikti laikant, kad $\tau_{las} = 80$ fs, $\tau_{imp} = 30$ fs bei $\tau_{gyv} = 500$ fs. Taškais pažymėtos vertės, gautos darbe [25].

darbe įvertino, kaip THz impulsų emisija priklauso nuo fotolaidžios antenos bei lazerio parametrų. Gautos fotosrovės bei THz impulso elektrinio lauko priklausomybės nuo laiko pavaizduotos 4 pav. Pasiūlytame modelyje neatsižvelgiama į ekranavimo reiškinius, galinčius atsirasti esant didesniems sužadėjimams, tačiau tai nesumenkina rezultatų aktualumo. Autoriai atkreipė dėmesį į tai, kad generuojamų THz impulsų spektro plotis yra apspręstas srovės užaugimo laiko fotolaidžioje antenoje, kuri yra apytiksliai lygi lazerio impulso trukmei (τ_{laz}); tad mažinant kaupinančio lazerio impulso trukmę, generuojamų THz impulsų spektro plotis proporcingai didėjo. Taip pat buvo nustatytos generuojamų THz impulsų spektrinių funkcijų priklausomybės nuo impulso relaksacijos ir gyvavimo trukmių (žr. 5 pav.). Didinant τ_{gyv} THz impulso spektrinė

funkcija didėjo žemų dažnių srityje, o spektro smailės padėtis taip pat slinko į žemų dažnių sritį. THz impulso spektro pločio priklausomybė nuo impulso relaksacijos trukmės (τ_{imp}) buvo labai panaši į priklausomybę nuo τ_{gyv} .



5 pav. THz impulso spektrinio tankio priklausomybė: nuo krūvininkų pagavimo trukmės, kai $\tau_{imp}=30$ fs, $\tau_{las}=120$ fs (kairė); nuo krūvininkų impulso relaksacijos trukmės, kai $\tau_{las}=120$ fs (dešinė).

Šiuo atveju spektrinė funkcija taip pat didėjo, didinant impulso relaksacijos trukmę, tačiau spektro smailės padėtis nuo τ_{imp} nepriklausė. Tokie rezultatai yra paaiškinami taip: esant ilgesnėms τ_{gyv} bei τ_{imp} vertėms antena teka didesnė fotosrovė, o kartu generuojami didesnės galios THz impulsai. Iš gautų rezultatų seka išvada, kad derinant τ_{gyv} galima pasirinkti tarp didesnės galios arba aukštesnio centrinio dažnio THz impulsų emisijos. Remiantis šiuo principu, praktikoje yra pademonstruota sistemų, kuriose THz impulsai yra generuojami iš fotolaidžių antenų su ilgomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis ($\tau_{gyv} \approx 100$ ps) [26]. Visgi be galo ilginti krūvininkų gyvavimo trukmių negalima, nes krūvininkų rekombinacijos trukmės (τ_{rek}) turi būti trumpesnės negu lazerio impulsų pasikartojimo periodą. Priešingu atveju sužadintas krūvis pradėtų kauptis gaudyklėse ir savo sukuriamu elektriniu lauku ekranuotų išorinį lauką. Dažniausiai THz TDS sistemose yra naudojami lazeriai, kurių pasikartojimo dažnis yra apie 100 MHz, tad krūvininkų rekombinacijos trukmės turėtų būti mažesnės negu 1 ns.

Optimalus fotolaidaus emiterio darbo režimas

THz impulsų emisijai iš fotolaidžių antenų yra naudojama tarp kontaktų sukaupta elektrostatinė energija, gaunama prie antenos prijungus pastovią įtampą. Kontaktus apšvietus lazerio spinduliuote, dalis šios energijos pavirsta į krūvininkų kinetinę energiją bei yra perspinduliuojama THz bangų pavidalu. Lazerio spinduliuotė yra reikalinga tik nepusiausvirųjų krūvininkų injekcijai. Mažų sužadinimų atveju THz impulso elektrinis laukas yra tiesiai proporcingas lazerio spinduliuotės intensyvumui; tad galima tikėtis, jog esant pakankamoms antenos kaupinimo galioms, didžioji dalis energijos sukauptos tarp sklendės elektrodų bus perspinduliuota THz bangų pavidalu. Tačiau bandant padidinti generuojamų impulsų galią tiesinis sąryšis nėra išlaikomas. Stipraus antenos sužadinimo atveju puslaidininkinė medžiaga pasidaro laidži ir THz impulso laukas pradeda ekranuoti išorinę įtampą, o kartu ir riboti antena tekančią srovę [27]:

$$j(t) = \frac{\sigma(t)E_b}{\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n} + 1}, \quad (4)$$

kur $j(t)$ – paviršinė srovė; E_b – išorinės įtampos sukurtas elektrinis laukas; η_0 – laisvos erdvės impedansas; n – puslaidininkio lūžio rodiklis; $\sigma(t)$ – puslaidininkio paviršinis laidumas. Kitas būdas leidžiantis padidinti generuojamo THz impulso energiją, tai įtampos krintančios tarp antenos elektrodų didinimas. Šiuo atveju maksimali pridėta įtampa yra apspręsta kontaktų geometrijos, elektrinio ir šiluminio pramušimų laukų verčių. Norint sumažinti šių efektų įtaką fotolaidžias antenas stengiamasi gaminti iš puslaidininkinių medžiagų pasižyminčių didele savitąja varža, kuri nulemia aukštesnes slenkstines pramušimo lauko vertes bei mažesnius Džonson'o triukšmus [28]. Praktikoje generuojant THz impulsus, stengiamasi surasti pusiausvyrą tarp optinio kaupinimo ir prie kontaktų pridėto įtampos, siekiant išvengti šiluminio ar elektrinio pramušimų.

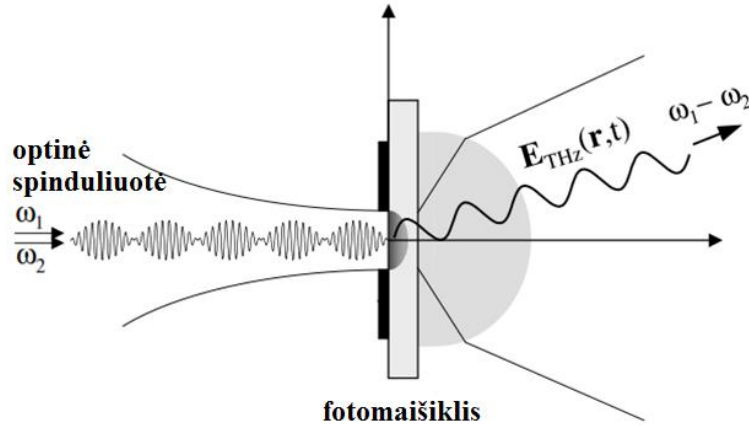
1.2.2 Siauro spektro pločio THz spinduliuotės emisijos iš fotolaidžių antenų principai

Skirtingai negu trumpų THz impulsų gaunamų panaudojant ultrasparčias optines technologijas atveju, netrūkos THz spinduliuotės generavimo metodų įvairovė yra kur kas didesnė. Prie galingų THz spinduliuotės šaltinių galima priskirti optiškai kaupinamus terahercinius dujų lazerius pagrįstus heteropolinių molekulių šuoliais tarp rotacinių būsenų [29]. Kompaktiškesni yra kietakūniai šaltiniai pasižymintys daug mažesne spinduliuojama galia: tai kaskadinės mikrobangų daugintuvų grandinės [30,31], p-tipo germanio [32] bei kvantų kaskadų lazeriai [33]. Šiai kategorijai priklauso ir optoelektroninis maišymo metodas. Literatūroje šį metodą dar vadina fotolaidžiu maišymu (*angl. photoconductive mixing*) arba fotomaišymu (*angl. photomixing*), nes maišymas vyksta dėl medžiagos fotolaidumo moduliacijos lazerio spinduliuotės skirtuminiu dažniu [34]. Palyginti su aukščiau išvardintais metodais, fotolaidaus maišymo būdu generuojama THz spinduliuotė pasižymi plačiu dažnių derinimo diapazonu, tačiau nusileidžiama generuojama galia, kuri siekia kelis mikrovatus [35].

Paveikslėlyje 6 pavaizduota THz spinduliuotės generavimo fotomaišymo metodu principinė schema, kurioje fotomaišytuvo (maišiklio) funkciją atlieka optoelektroninė Auston'o sklendė. Spartaus atsako fotomaišytuvas yra žadinamas dviem persiklojančiais, vienodos poliarizacijos netrūkos veikos lazerių pluoštais, kurių cikliniai dažniai (ω_1 ; $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$) skiriasi nežymiai ($\Delta\omega/\omega_1 \ll 1$). Persiklodami šie pluošteliai patiria interferenciją, dėl kurios jų galia moduluojasi. Fotolaidžioje antenoje krūvininkai pasižymi baigtiniais sužadavimo bei gesimo laikais, todėl antena spės reaguoti tik į lėčiausią galios moduliacijos kitimą skirtuminiu dažniu $\Delta\omega$. Tokiu atveju patogų anteną žadinančios lazerio spinduliuotės galią užrašyti tokiu pavidalu:

$$P(t) = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\Delta\omega \cdot t). \quad (5)$$

P_1, P_2 – abiejų lazerių vidutinės galios; $\Delta\omega$ – lazerinių spinduliuočių skirtuminis



6 pav. Principinė optinio maišymo schema.

dažnis; generuojant THz spinduliuotę, skirtumas tarp lazerių dažnių parenkamas toks, kad skirtuminis dažnis atitiktų norimą THz dažnį ($\Delta\omega = \omega_{THz}$). Apšvietus tokiu optiniu pluošteliu fotolaidžią anteną dėl periodiškai generuojamų elektronų ir skylių porų, antenos laidumas yra moduluojamas teraherciniu dažniu (ω_{THz}). Prijungus įtampą, antena pradeda tekėti periodiškai kintanti srovė, kuri ir sąlygoja ω_{THz} dažnio THz bangų emisiją.

Atliekant fotomaišymą pagrindiniai reikalavimai THz emiteriams yra panašūs, kaip ir trumpų THz impulsų atveju. Esminius skirtumas tarp šių metodų lengviausia apžvelgti panagrinėjus generuojamos THz spinduliuotės galios priklausomybę nuo dažnio [36]:

$$P_{THz}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{R_a I_0^2}{(1 + \omega_{THz}^2 \tau^2)(1 + \omega_{THz}^2 R_a^2 C^2)} = \frac{1}{2} R_a I_{THz}^2. \quad (6)$$

kur R_a – spindulinė antenos varža (antenos impedanso realioji dalis); C – antenos talpa; I_0 – vidutinė antena tekanti srovė; I_{THz} – srovės dalies moduluotos THz dažniu amplitudė; τ – krūvininkų pagavimo arba dreifo iki kontaktų trukmė; kaip matyti iš (6) generuojamos THz spinduliuotės galia yra aprašoma kaip Džaulio šiluma išsiskirianti antena tekant srovei I_{THz} . Šios srovės dydis priklauso netik nuo

vidutinės optinės galios kaupinančios maišiklį, bet ir nuo antenos bei puslaidininkio parametrų. Slopinimas dėl RC konstantos įtakos dipolinės antenoje pasireiškia ganėtinai aukštuose dažniuose, todėl daug aktualesnė yra τ įtaka kintamai srovei antenoje. Iš (6) formulės matyti, kad skirtingai nei trumpų impulsų emisijos atveju, krūvininkų trukmės τ fotolaidžioje antenoje turi būti palyginamos su generuojamos THz spinduliuotės elektrinio lauko svyravimo periodu (pvz.: 1 THz – 1 ps). Priešingu atveju, skirtingu laiko tarpu sužadintų krūvininkų kuriamos srovės interferuos destruktiviai, taip mažindamos generuojamos THz spinduliuotės galią [37]. Norint, kad destruktivi interferencija nepasireikštų, kiekvienas fotosužadintas krūvininkas turi pasiekti kontaktus arba rekombinuoti per laiką daug trumpesnę negu ω_{THz}^{-1} . Dažniausiai praktikoje sutinkami atvejai kuomet krūvininkų dreifo trukmės yra labai ilgos, tad kalbant apie τ turima omenyje krūvininkų gyvavimo trukmės $\tau_{gyv.}$ Taigi norint pasiekti efektyvesnę srovės moduliaciją fotolaidžioje antenoje, stengiamasi jas gaminti iš puslaidininkio su trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis.

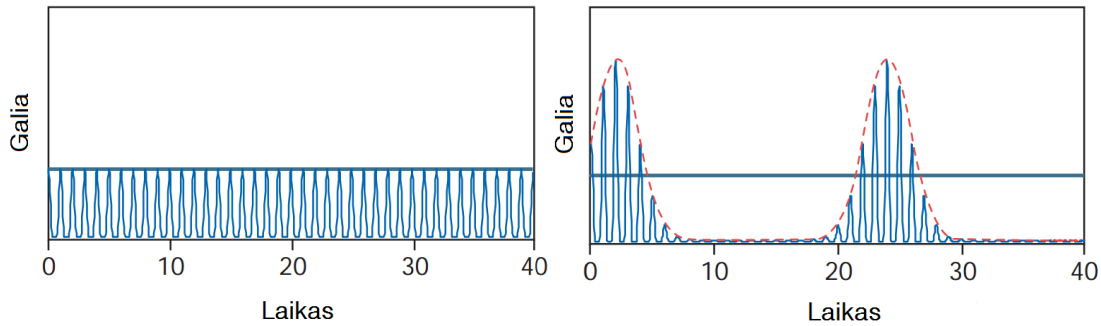
Skirtingai negu trumpų THz impulsų atveju, THz fotomaišytuvuose krūvininkų rekombinacijos trukmės (τ_{rek}) yra svarbios antenos elektrinio pramušimo bei ekranavimo efektams. Iškart po sužadinimo fotomaišytuve tiek elektronai, tiek ir skylės veikiami išorinio elektrinio lauko pradeda dreifuoti į priešingas puses link kontaktų. Dažniausiai pakeliui šiuos krūvininkus sugaudo gaudyklės, taip suformuodamos erdvinį krūvį. Erdvinis krūvio atskyrimas, sąlygoja kad gaudyklėse esantys krūvininkai negali rekombinuoti tarpusavyje [38]; toks krūvio atskyrimas taip pat sukuria savo elektrinį lauką, kuris slopiną išorinį lauką bei sustiprina lauką prie kontaktų. Išorinio lauko ekranavimas, sumažina generuojamos THz spinduliuotės galią. Šis efektas yra daugiausiai stebimas fotomaišytuvuose, kuriuose krūvininkų rekombinacijos trukmės labai skiriasi nuo krūvininkų pagavimo trukmių [39].

1.3 Lazeriai THz optoelektronikai

Neilgai trukus po pirmojo lazerio pasirodymo, XX a. šeštojo dešimtmečio pabaigoje buvo pademonstruoti ir lazeriai emituojantys kelių pikosekundžių trukmės impulsus. Spartus technologijų vystymasis pikosekundinių bei subpikosekundinių impulsų srityje atvėrė naujas galimybes sparčių procesų tyrimuose. Tuo pačiu laikotarpiu buvo intensyviai tobulinamos ir puslaidininkinių medžiagų technologijos, tad mokslininkai ilgai netruko apjungti abiejų mokslo sričių laimėjimus. Taip atsirado nauja tyrimų sritis dar vadinama terahercine optoelektronika. Ši šaka rėmėsi puslaidininkinės optoelektroninės sklendės, aktyvuojamos ultratrumpais lazerinės spinduliuotės impulsais panaudojimu. Svarbu yra apžvelgti šių lazerių raidą, nes tai buvo vienas iš pagrindinių veiksnių, lėmusių THz TDS sistemų atsiradimą, o patys lazeriai buvo įrankis, leidęs ištirti ir išstobulinti puslaidininkines medžiagas, naudojamas THz impulsų generavimui ir registravimui.

1.3.1 Kietakūniai lazeriai

Ultratrumpų impulsų lazerių šaka atsirado neilgai trukus po pirmojo lazerio sukūrimo. Lazerinės spinduliuotės modų sinchronizavimas pirmą kartą buvo pademonstruotas 7-ajame dešimtmetyje helio neono (HeNe) [40], chromo jonais legiruoto safyro (rubino) [41] bei neodimio jonais legiruoto stiklo [42] lazeriuose. Generuojant trumpus impulsus kietakūniuose lazeriuose naudojami įsisotinantis sugėrikliai sukurdavo ne tik modų sinchronizaciją bet ir rezonatoriaus kokybės moduliaciją (žr. 7 pav.). Tad išspinduliuojamos impulsų voros nebuvo stabilios amplitudės, nors patys impulsai buvo didesnio galingumo negu gaunami modų sinchronizacijos atveju. Šie lazeriai netiko daugeliui taikymų, tarp jų ir THz TDS sistemoms. Taigi pirmosios optoelektroninės THz sistemos buvo aktyvuojamos dažų lazeriais, kurie tuo laikotarpiu demonstravo neblogus rezultatus ultratrumpų impulsų srityje [12]. Situacija pasikeitė 9-tajame dešimtmetyje, kai Moulton savo



7 pav. Palyginimas: impulsų vora, esant modų sinchronizacijai (kairė); impulsų vora esant modų sinchronizacijai ir kokybės moduliacijai (dešinė) [43].

darbe paskelbė apie Ti:Safyro lazerį [44], kurio aktyvioji terpė pasižymėjo puikiu šiluminiu laidumu, dideliu stimuliuotos emisijos skerspjūviu ir labai plačiu stiprinimo spektru. Dėl titano jonų sąveikos su safyro gardele Ti:Safyro emisijos spektras dengė sritį nuo 650 iki 1080 nm, o didžiausias efektyvumas buvo pasiekiamas ties 800 nm [45]. Šios savybės leido tikėtis, jog toks lazeris gerai veiks ir femtosekundinių impulsų režime. Visgi metodikos, kuriomis buvo sinchronizuojamos modos dažų lazeriuose, netiko šiam kristalui dėl palyginti ilgesnių gyvavimo trukmių sužadintoje būsenoje bei mažesnio Ti:Safyro fotonų pagavimo skerspjūvio. Paskutinis žingsnis link femtosekundinio kietakūnio lazerio buvo žengtas pademonstravus Kerr'o lęšio modų sinchronizaciją, (*angl. Kerr lens mode-locking*) atsirandančią dėl Kerr'o efekto sukulto optinės spinduliuotės savifokusavimo. 1991 m. šį metodą pritaikius minėtuose lazeriuose emituojamų impulsų trukmės tesiekė vos 60 fs [46]. Ti:Safyro lazeriai buvo pranašesni negu dažų lazeriai, kurių aktyviają sritį sudarė degraduojantys ir sveikatai kenksmingi dažai. Dėl savo stabilumo ir efektyvumo Ti:Safyro lazeriai išstūmė dažų lazerius daugelyje taikymų, įskaitant ir THz optoelektroniką.

Nors Ti:Safyro lazeriai smarkiai lenkė dažų lazerius ir dėl to įsitvirtino daugelyje sričių įskaitant ir optoelektronines THz sistemas, tačiau šie lazeriai turėjo ir trūkumų. Tikriausiai didžiausias trūkumas išryškėja atkreipus dėmesį, kad Ti:Safyro kristalo sugerties smailė yra ties 500 nm. Tik neseniai pasirodė pirmieji

kompaktiški VECSEL (*angl. vertical external cavity surface emitting laser*) tipo lazeriai, kurie emituoja pakankamos galios spinduliuotę artimą šiam bangos ilgiui. Todėl dažniausiai minėtuose lazeriuose kaupinimui buvo naudojami Nd:YAG (ar Nd:YVO₄) lazeriai, emituojantys 1064 nm bangos ilgio spinduliuotę, kurios dažnis yra dvigubinamas pasinaudojant antros harmonikos kristalu [45]. Tokia sistema yra nekompaktiška ir reikalaujanti didesnės priežiūros. Kompaktiškesnis yra iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframato (Yb:KGW) femtosekundinis lazeris, efektyviai dirbantis ties 1030 nm bangos ilgiu [47]. Yb:KGW kristalo sugerties sritį dengia InGaAs lazerinių diodų liuminescencijos spektras, todėl yra galimas tiesioginis kaupinimas. Iterbio jonais legiruoti kristalai pasižymi plačiu stiprinimo spektru, dideliu šiluminiu laidumu, o taip pat dėl mažo energijos skirtumo tarp emituojamo ir kaupinančio fotonų, šie kristalai mažiau kaista [45]. Svarbus tokio lazerio privalumas yra tas, kad egzistuoja puslaidininkinių medžiagų tinkančių optoelektroninių THz komponentų, aktyvuojamų šio lazerio bangos ilgio spinduliuote, gamybai. Plačiau šios medžiagos aptartos 1.4 skyriuje.

1.3.2 Šviesolaidiniai lazeriai

Laikotarpiu, kai vystėsi kietakūniai ultratrumpų impulsų lazeriai, lygiagrečiai buvo kuriamos ir šviesolaidinių lazerių technologijos. Svarbus žingsnis šia kryptimi buvo žengtas sukūrus retųjų žemių elementais legiruotas stiklo skaidulas [48,49], kurių stiprinamų bangos ilgių spektras beveik vientisai apėmė sritį nuo 0,38 μm [50] iki 3,9 μm [51]. Taip atsirado erbiu legiruoti šviesolaidiniai stiprintuvai [52,53], kurie plačiai paplito optinio ryšio sistemose [54]. Šviesolaidinės stiprinimo terpės taip pat pasižymėjo aukšta kokybe, todėl jų kaupinimui nereikėjo didelės galios. Neilgai trukus buvo sukurtas trumpų impulsų šviesolaidinis lazeris [55], o po jų pademonstruoti ir femtosekundiniai lazeriai su pasyvia modų sinchronizacija, gaunama dėl Kerr'o efekto [56,57] ar panaudojus įsisotinančius puslaidininkinius sugėriklius (SESAM) [58,59]. Tiesa, ultrasparčios technologijos tuo metu dažniau naudojo kietakūnius lazerius. Šie lazeriai buvo

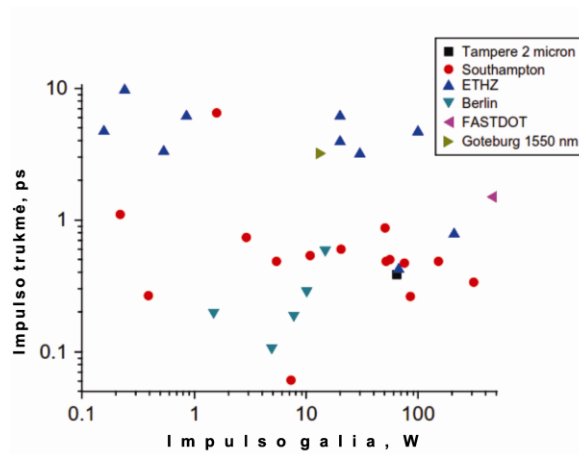
patrauklesni ultratrumpų impulsų tyrimuose, nes jiems buvo lengviau pritaikyti impulsų formavimo schemas, o be to ir emituojamos galios buvo didesnės. Visgi dėl savo kompaktiškumo, integralumo bei didelio patikimumo ultratrumpų impulsų šviesolaidiniai lazeriai paplito, atradę savo nišą pramoninėse sistemose.

Šviesolaidiniuose lazeriuose naudojami stiprintuvai pasižymi palyginti nedideliais stiprinimu bei kaupinimo sugertimi, tenkančiais vienetiniam šviesolaidžio ilgiui, nes galimybės legiruoti šviesolaidines medžiagas retųjų žemės elementų jonais yra ribotos; iš kitos pusės, yra gaunami daug platesni negu kieto kūno lazeriuose naudojamų tais pačiais jonais legiruotų kristalų stiprinimo spektrai. Mus labiausiai domina iterbio bei erbio pagrindu veikiančios lazeriai, kurių spinduliuojami bangos ilgiai atitinkamai 1 μm bei 1,5 μm ir kurie yra plačiai naudojami THz optoelektronikoje. Tiek erbio, tiek iterbio lazerių optinio stiprinimo spektro plotis viršija 50 nm [60]. Erblio lazerio atveju, šis spektras, leidžia tikėtis ~100 fs trukmės spektriškai ribotų impulsų emisijos tiesiai iš rezonatoriaus. Šio privalumo nėra iterbio lazeriuose, kurių bangos ilgiui nėra sukurtų neigiamos dispersijos šviesolaidžių, tad papildomai impulso dispersijos kompensavimui tenka naudoti brangesnius „čirpuotus“ arba fotoninių kristalų šviesolaidžius. Norint pasiekti pakankamą stiprinimą šviesolaidiniuose lazeriuose yra naudojami santykinai ilgi šviesolaidžiai, sklisdama jais lazerinė spinduliuotė patiria Kerr'o efekto sąlygotus netiesiškumus. Ultratrumpų impulsų atveju šie efektai dažniausiai sąlygoja mažesnės galios didesnės trukmės impulso išspinduliavimą. Visgi gan paprastos konfigūracijos šviesolaidiniai lazeriai, veikiančios pasyvios modų sinchronizacijos režime, spinduliuoja arti 100 MHz pasikartojimo dažnio, ~100 fs trukmės iki kelių dešimčių nanodžaulių energijos impulsus [61,55]. Papildomo susidomėjimo THz optoelektronikoje susilaukia erbio lazeris, nes pastarojo generuojamą bangos ilgį galima sumažinti dvigubai iki 800 nm, pasinaudojus netiesiniu periodiškai polinto ličio niobato kristalu [62]. Šis lazeris gali būti naudojamas su fotolaidžiomis antenomis, aktyvuojamomis 1550 nm, tiek su 800 nm bangos ilgio spinduliuote.

1.3.3 Puslaidininkiniai lazeriai

Puslaidininkiniai lazeriai visada buvo įdomūs dėl daugybės savo privalumų: didelio našumo, ilgos eksploatacijos trukmės, galimybės ant vieno padėklo nebrangiai užauginti labai didelį jų skaičių. Šie lazeriai yra labai patrauklūs ir THz optoelektronikai, nes leistų atpiginti optoelektronines THz sistemas; tokiu būdu jos taptų labiau prieinamos ne tik taikymams mokslinėse laboratorijose, bet ir pramonėje, ryšių ar kitose srityse. Skirtingai nei šviesolaidiniai ar kietakūniai lazeriai, šių lazerių technologijos dar nėra taip toli pažengusios ultratrumpų impulsų srityje. Patys kompaktiškiausi yra monolitiniai puslaidininkiniai lazeriai, kuriuose rezonatorius susidaro dėl atspindžių tarp kristalo briaunų. Emituojantys per briauną lazeriai pasižymi dideliu vertimo efektyvumu ir spinduliuoja beveik spektriškai ribotus impulsus [63,64]. Dėl aukšto pasikartojimo dažnio ir nedidelio skerspjūvio ploto iš kurio yra emituojami lazeriniai impulsai, šių impulsų galia tesiekia kelis vatus. Deja, THz sistemose naudojamos fotolaidžios antenos efektyviausiai dirba žadinamos apie tūkstantį kartų galingesniais impulsais. Visgi maža šių lazerių galia iš dalies gali būti kompensuojama aukštesniu – palyginti su kietakūniais lazeriais – impulsų pasikartojimo dažniu. Didesnės galios ultratrumpų impulsų generavimui yra daug patrauklesni paviršiuje šviečiantys išorinio rezonatoriaus VECSEL lazeriai. Šie lazeriai pasižymi aukšta spinduliuojamo pluoštelio kokybe bei lankstumu pasirenkant generuojamą bangos ilgį. 1997 metais Kuznetsov'as ir kiti pirmą kartą pademonstravo VECSEL veikimo principą [65]; o jau po penkių metų Anne Tropper grupė iš Southampton'o sukūrė pirmuosius femtosekundinius VECSEL lazerius [66]. Tokį lazerį sudarė nedidelio moduliacijos gylio SESAM'as ir 6 suspaustų InGaAs/GaAs kvantinių duobių stiprinimo terpė. Lazeris spinduliavo 1040 nm bangos ilgio 1,21 GHz pasikartojimo dažnio 477 fs trukmės impulsus, kurių vidutinė galia siekė 100 mW. Trumpos impulsų trukmės buvo pasiektos dėl Stark'o efekto nulemtos modų sinchronizacijos, pasireiškiančios SESAM'uose

pastaruosius žadinant intensyvumais daug kartų viršijančiai soties ribą. Toliau tobulinant stiprinimo elemento dizainą, gerinant šilumos nuvedimą bei modifikuojant SESAM'us buvo gerinamos šių lazerių charakteristikos, kol 2011 metais buvo pademonstruoti vos 107 fs trukmės impulsus emituojantys VECSEL lazeriai [67]. Tačiau tokios sistemos turi sau charakteringą nestabilumą, kuris



8 pav. VECSEL lazerių generuojamų impulsų trukmės priklausomybė nuo impulso galios [68].

pasireiškia bandant generuoti didesnės energijos impulsus. Ties tam tikra stiprinimo soties riba, lazeris persijungia į stiprinimo būseną su dviem, trim ar daugiau mažesnės energijos impulsų rezonatoriuje [69]; todėl yra sunku pasiekti dideles generuojamų impulsų galias šiuose lazeriuose. Derinant tiek rezonatoriaus, tiek įsisotinamo sugėriklio parametrus galima atrasti tam tikrą pusiausvyrą, tarp generuojamų impulsų galios ir trukmės. Paveikslėlyje 8 pavaizduoti kelių skirtingų grupių gauti rezultatai. Nepaisant to, kad puslaidininkinių femtosekundinių lazerių šaka dar santykinai jauna, jau yra sukurtos pirmosios THz TDS sistemos aktyvuojamos šiais lazeriais. Pademonstruotos sistemos veikė kaupinamos 1 μm bangos ilgio VECSEL tipo lazeriais [70,71,72].

1.4 Medžiagos THz optoelektronikai

Pirmose THz sistemose buvo naudojami dažų lazeriai ($\lambda = 620$ nm), todėl fotolaidžių antenų gamybai geriausiai tuo metu tiko silicis bombarduotas argono jonais. Atsiradus femtosekundiniams Ti:Safyro lazeriams ($\lambda = 800$ nm), pradėtos naudoti daug efektyvesnės fotolaidžios antenos gaminamos iš žemoje temperatūroje auginto galio arsenido. Šiai dienai didelio susidomėjimo susilaukia sistemos, kuriose būtų naudojami lazeriai emituojantys ilgesnių bangų srityje. Šiame skyrelyje bus aptartos puslaidininkinės medžiagos ir struktūros, kurios tikėtų fotolaidžių antenų aktyvuojamų $1 \mu\text{m}$ bei $1,5 \mu\text{m}$ bangos ilgio lazerine spinduliuote gamybai.

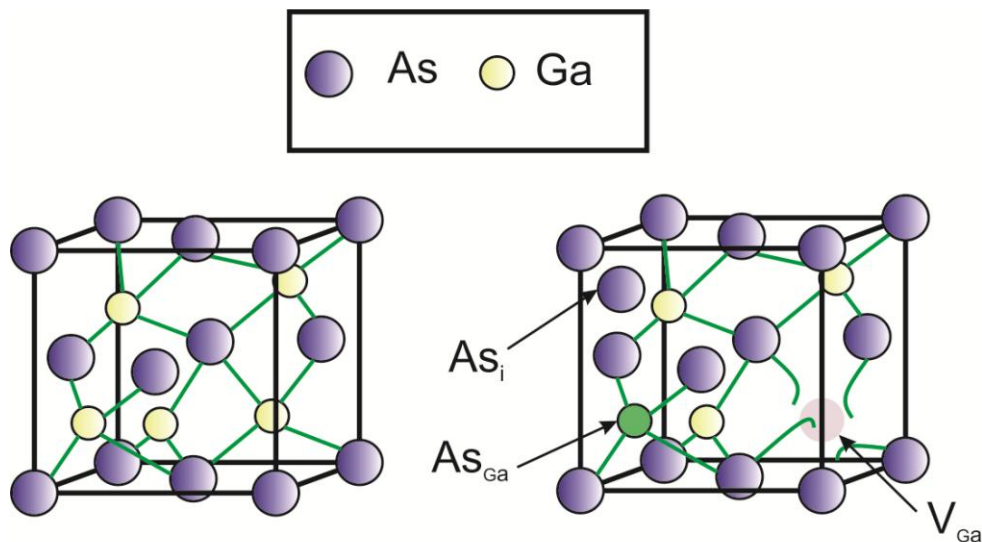
1.4.1 Žemoje temperatūroje augintas GaAs

Žemoje temperatūroje augintas ir po auginimo atkaitintas GaAs yra dažnai naudojamas fotolaidžių antenų aktyvuojamų 800 nm bangos ilgio spinduliuote gamybai. Tai lėmė visu pirma puikios šio puslaidininkio savybės: didelis judris ($400\text{--}800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės (<1 ps), dideli elektrinio pramušimo laukai ($\sim 10^5 \text{ V/cm}$) [73]. Iš šios medžiagos pagamintos fotolaidžios antenos paprastai yra naudojamos kartu su femtosekundiniais Ti:Safyro lazeriais, kurių kvanto energija yra apie $1,5 \text{ eV}$. Nors ŽT GaAs draustinių energijų tarpas yra ($E_g \approx 1,42 \text{ eV}$) didesnis negu $1 \mu\text{m}$ ($\approx 1,21 \text{ eV}$) bangos ilgio kvanto energija, ši medžiaga pasižymi stipria sugertimi iš gilių defektų ($\approx 0,75 \text{ eV}$) ilgesnių už GaAs sugerties kraštą bangos ilgių ruože. Yra pasirodę keli darbai, kuriuose ŽT GaAs detektorius yra aktyvuojamas $1,55 \mu\text{m}$ lazerio spinduliuote [74,75]. Nustatyta, kad tokio detektoriaus jautrumas sudaro 10% vertės, gaunamos anteną aktyvuojant 800 nm bangos ilgio spinduliuote. Kitame darbe ŽT GaAs fotolaidžios antenos, apšviečiamos $1,5 \mu\text{m}$ lazerio impulsais, buvo išbandytos ir kaip emiteriai, ir kaip detektoriai. Užregistruoti impulsų spektrai pasižymėjo 15 dB prastesniu signalo ir triukšmo santykiu bei 1

THz siauresniu spektro pločiu negu gaunami naudojant 800 nm bangos ilgio impulsus [76]. ŽT GaAs fotolaidūs emiteriai buvo išbandyti ir su 1 μm lazerio spinduliuote, o gauti rezultatai buvo palyginami su rezultatais, gaunamais naudojant 800 nm spinduliuotės impulsus [77]. Svarbu atkreipti dėmesį į tai, jog dėl sugerties defektuose, fotosrovę antenoje sukuria nepusiausvirieji elektronai pasižymintys trumpomis rekombinacijos trukmėmis. Šiuo aspektu ŽT GaAs yra labai patraukli medžiaga THz maišiklių gamybai.

Struktūra

Molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu (*angl. molecular-beam-epitaxy*, MBE) aukštos stechiometrijos kristalinis GaAs yra auginamas 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ greičiu $T_g \approx 600$ °C temperatūroje, palaikant As_4 –Ga pluoštelių slėgių santykį (*angl. beam equivalent pressure*, BEP) ribose tarp 10 ir 20. Kristalas pasižymi nedideliu kiekiu ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) negilių donorinių bei akceptorinių priemaišų ir bent eile mažesne gilių priemaišų koncentracija [78]. Palaikant žemesnes padėklo temperatūras ($T_g = 200$ – 300 °C) užauginamas nestechiometriniai, tačiau taip pat tvarkingos struktūros, galio arsenido epitaksiniai sluoksniai [79]. Priklausomai nuo auginimo sąlygų kristalinės struktūros sluoksniai auga tik iki tam tikro ribinio storio (d_c). Jo vertės priklauso tiek nuo BEP, tiek ir nuo auginimo temperatūros. Pavyzdžiui grupės [80] gauti rezultatai: $d_c = 0,3 \mu\text{m}$ ($T_G = 180$ °C), o $d_c = 3 \mu\text{m}$ ($T_G = 200$ °C). Toliau didėjant auginamo sluoksnio storiui susidaro „piramidiniai“ defektai, o virš jų formuojasi polikristalinio GaAs sluoksnis. Labiausiai tikėtina, kad tokią ŽT GaAs savybę nulemia gardelės nesuderinamumas su GaAs padėklu [78], dėl santykinio gardelės konstantos padidėjimo $\Delta a/a$, kuris gali siekti 0,15% [81]. Šis padidėjimas atsiranda dėl perteklinio arseno susidarymo ŽT GaAs augimo metu, o jo kiekis labai priklauso nuo auginimo sąlygų. Mažinant auginimo temperatūrą nuo $T_g = 300$ iki 190 °C arseno perteklius ŽT GaAs kinta nuo 0,1 iki 1,5% [82]. Perteklinis arsenas įsitvirtina ŽT GaAs kristalinėje gardelėje taip sukurdamas savuosius defektus (žr. 9 pav.). Daugiausiai arseno defektų yra užėmusių galio

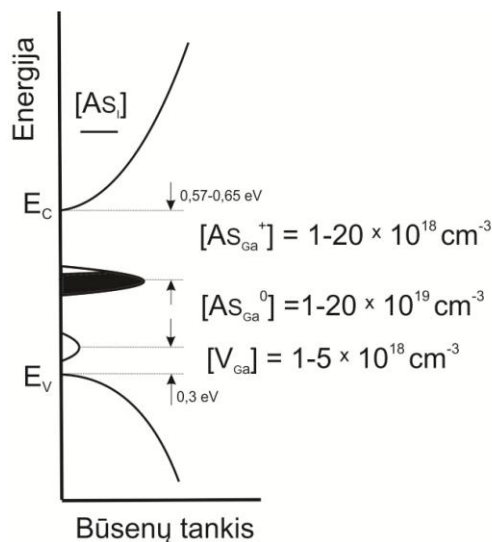


9 pav. Aukštoje temperatūroje augintas GaAs (kairėje), ŽT GaAs (dešinėje).

vietą gardelėje As_{Ga} , kita dalis atsiduria tarpmazgiuose As_i . Trečia defektų rūšis būdinga ŽT GaAs yra galio atomų trūkumas – galio vakansijos V_{Ga} .

Defektai

Didžiausią įtaką pagrindinėms optinėms bei elektrinėms ŽT GaAs savybėms daro pakaitiniai As_{Ga} defektai [79,83,84]. Jie sukuria gilius As_{Ga}^0 donorinius lygmenis esančius $0,65 \pm 0,01$ eV (žr. 10 pav.) žemiau laidumo juostos krašto [85,86]. Ši vertė yra per 0,1 eV mažesnė, negu gaunama gerai žinomiems As_{Ga} (dar vadinamiems EL2) defektams, kurie susiformuoja auginant GaAs kristalą Čochralskio [87] ar Bridžmano [88] metodais. Labiausiai tikėtina, kad šių iš pažiūros vienodų defektų savybės skiriasi, dėl daug didesnės As_{Ga} defektų koncentracijos sąlygoto gardelės įtempimo ŽT GaAs kristale [89]. Sugerties infraraudonojoje srityje matavimai atskleidžia, kad As_{Ga}^0 defektų koncentracija priklausomai nuo auginimo sąlygų kinta nuo 10^{19} cm^{-3} ($T_g = 270 \text{ }^\circ\text{C}$) iki $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($T_g = 190 \text{ }^\circ\text{C}$) [89]. Maždaug 10% As_{Ga}^0 donorų ŽT GaAs kristale yra jonizuoti (As_{Ga}^+) galio vakansijų V_{Ga} [90]. As_{Ga}^+ defektai atlieka elektronų gaudyklį funkciją. Tuo tarpu galio vakansijos ŽT GaAs sukuria akceptorinius



10 pav. Energetinė ŽT GaAs schema.

lygmenis esančius 0,3–0,34 eV virš valentinės juostos krašto [83]. Iš pozitronų anihiliacijos matavimų nustatyta V_{Ga} koncentracija yra apie tris kartus mažesnė negu As_{Ga}^+ defektų [91]. Teoriškai numatyta, kad galio vakansijos ŽT GaAs turėtų atlikti triskart įkrauto akceptorius funkciją [92], tad minėti eksperimentiniai duomenys tik sustiprina šiuos argumentus. Tuo tarpu žinios apie As_i defektus vis dar yra labai miglotos. Apskaičiuota šių defektų formavimosi energija yra keliais elektronvoltais didesnė negu As_{Ga} bei V_{Ga} defektų [92], tad augimo metu jų turėtų susidaryti žymiai mažiau [93].

Legiravimas Be

ŽT GaAs kelia susidomėjimą dėl savo unikalaus laidumo bei sparčios krūvininkų rekombinacijos savybių. Trumpos elektronų gyvavimo trukmės šiame kristale atsiranda dėl As_{Ga}^+ defektų veikiančių kaip elektronų gaudyklės. Tačiau mažas galio vakansijų skaičius sąlygoja, kad tik iki 10% As_{Ga} atomų yra jonizuoti [93]. Prasminga būtų aktyvuoti didžiąją dalį neutralių As_{Ga}^0 defektų, ŽT GaAs legiruojant kompensuojančiom akseptorinėmis priemaišomis. Tuomet būtų galima pasiekti tokias pat trumpas krūvininkų gyvavimo trukmes tvarkingesnės struktūros ŽT GaAs sluoksniuose, pasižyminčiuose mažesnėmis defektų koncentracijomis.

Praktiniais tyrimais buvo pademonstruota, jog šiam tikslui gali būti panaudoti berilio atomai, kurie netik veiktų kaip kompensuojantys akceptoriai, bet ir patys mažina ŽT GaAs gardelės įtempimus [94,95]. Atliekant nuoseklesnius tyrimus pastebėta, kad didinant Be koncentraciją iki $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, krūvininkų gyvavimo trukmės ilgėja. Peržengus šią ribą, įvyksta staigus krūvininkų gyvavimo trukmių sutrumpėjimas [96]. Tai galima paaiškinti atsižvelgus, kad dėl legiravimo beriliu sumažėja tiek As_{Ga} , tiek ir V_{Ga} defektų. ŽT GaAs gardelėje berilis užima galio vietą, tokiu būdu jis užpildo ir dalį galio vakansijų. Visgi skirtingai negu V_{Ga} , berilis yra tik kartą jonizuota priemaiša, tad norint kompensuoti galio vakansijų sumažėjimą reikalingos didesnės Be koncentracijos [97]. Viršijus ribinę berilio koncentracijos vertę ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) pradeda dominuoti Be aktyvuotos As_{Ga}^+ gaudyklės, tokiu būdu staiga sumažėja krūvininkų gyvavimo trukmės [96]. Legiravimas beriliu keičia netik krūvininkų gyvavimo trukmes, bet ir slopina precipitātų formavimąsi atkaitinat ŽT GaAs. Taip atsitinka, todėl kad As atomų migracija į klasterius vyksta per galio vakansijas [94].

Atkaitinimas

Dar Melloch [98] pastebėjo, kad po auginimo atkaitinus ŽT GaAs sluoksnius $T_A \approx 600\text{--}800 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatūrų ribose, pagerėja užauginto sluoksnio kokybė – sumažėja gardelės deformacijos, relaksuoja įtempimai. Atkaitintame ŽT GaAs padidėja ir As_{Ga} defektų jonizacijos energija, kuri gali siekti 0,77 eV, esant $T_G = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ bei $T_A = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ [86]. Atkaitinimo metu vyksta galio vakansijų difuzijos sąlygota As_{Ga} bei As_i defektų migracija, dėl kurios pradeda formotis kelių dešimčių nanometrų skersmens arseno klasteriai. Atlikus išsamesnius tyrimus buvo nustatyta, kad klasterių dydis ir koncentracija labai priklauso nuo auginimo bei atkaitinimo temperatūros [99]. Neatkaitintame ŽT GaAs yra stebimi $\sim 20 \text{ \AA}$ amorfiniai, bei $>40 \text{ \AA}$ heksagoniniai klasteriai, kurių koncentracija bei skersmuo, padidėja kelis kartus mažinant auginimo temperatūrą nuo 350 iki 200 $^\circ\text{C}$ [100]. Esant didesnėms auginimo temperatūroms, dėl mažo kiekio perteklinio

arseno labai sumažėja klasterių dydis ir koncentracija. Liu [101] pademonstravo, kad keičiant atkaitinimo temperatūrą nuo 400 iki 900 °C mažėja klasterių koncentracija (10^{19} iki 10^{16} cm⁻³), bet jų skersmuo didėja nuo 7 iki 40 nm.

ŽT GaAs savybės

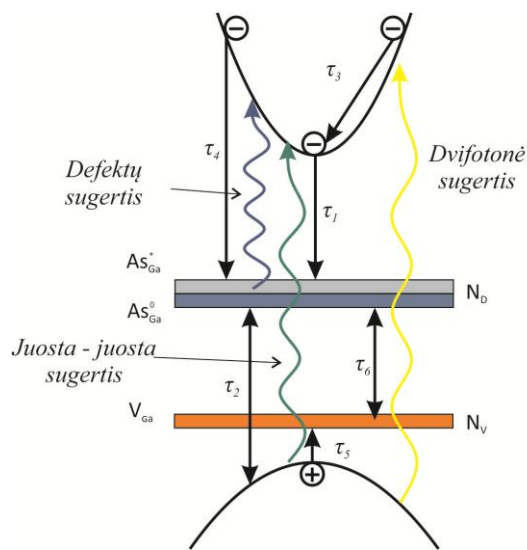
ŽT GaAs kristalai pasižymi trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis, dideliais elektronų judriu bei savitąja varža, o taip pat aukštomis elektrinio pramušimo lauko vertėmis; tad tai yra perspektyvi medžiaga ultrasparčių optinių jungiklių [102], tranzistorių [103] bei terahercinės spinduliuotės siųstuvų ir imtuvų gamybai [104]. Trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės bei didelės savitosios varžos vertės yra apspręstos savųjų kristalo defektų susidarančių, auginant nestechiometrinių GaAs MBE būdu. Žemiau pateikiami keli skirtingi modeliai paaiškinantys savųjų defektų įtaką aukščiau minėtoms ŽT GaAs savybėms.

Defektų modelis

ŽT GaAs auginamas 200 °C temperatūroje pasižymi apie $\rho \sim 10$ Ωcm savitąja varža [105], bei maždaug 100–400 fs krūvininkų gyvavimo trukmėmis [106,107]. Kambario temperatūroje ŽT GaAs kristale laidumo juostoje nėra elektronų, nes V_{Ga} akceptoriai kompensuoja seklius donorus, o patys yra kompensuojami gilių As_{Ga} donorų. Didelės neatkaitinto ŽT GaAs laidumo vertės pagrinde susidaro dėl šokavimo laidumo As_{Ga} defektuose [108]. Esant didelėms As_{Ga} defektų koncentracijoms neatkaitintame ŽT GaAs, gretimų defektų banginės funkcijos smarkiai persikloja ir elektronas gali persokti iš vieno taškinio defekto į kitą. Tai leidžia paaiškinti laidumo mažėjimą didinant ŽT GaAs auginimo temperatūrą arba atkaitinant šį kristalą.

Trumpos elektronų gyvavimo trukmės šiuose kristaluose yra nulemtos taškinių As_{Ga}^+ defektų, kurie gali būti tiek krūvininkų pagavimo, tiek ir rekombinacijos centrais. Loka [109,110,111] savo darbuose pabandė išsamiau

paaiškinti krūvininkų pagavimo ir rekombinacijos mechanizmus. 11 pav. pavaizduota principinė galimų elektronų ir skylių šuolių schema. Tiesiomis linijomis pažymėti krūvininkų relaksacijos, o vingiuotomis elektronų žadinimo į laidumo juostą procesai. Anot Loka elektronai į laidumo juostą gali būti sužadinti tiesiogiai iš valentinės juostos bei per dvifotonės sugerties efektą, jei fotono energija yra mažesnė už draustinių energijų tarpą. Dar elektronai į laidumo juostą gali būti žadinami iš neutralių arseno defektų. Dėl nedidelio pagavimo skerspjūvio skylių sužadinimas į As_{Ga}^+ būsenas yra daug mažiau tikėtinas. Nagrinėdamas elektronų pagavimo ir rekombinacijos procesus Loka atmetė V_{Ga} įtaką. Anot autoriaus elektronai iš laidumo juostos apačios yra gaudomi As_{Ga}^+ defektų per charakteringą τ_1 trukmę. Dalis elektronų sužadintų virš laidumo juostos krašto yra



11 pav. Elektronų ir skylių relaksacijos modelis.

sugaudomi As_{Ga}^+ defektų (τ_4), o likusi dalis relaksuoja į laidumo juostos apačią (τ_3). Reikia atkreipti dėmesį, kad dėl didesnio elektronų greičio, aukščiau virš laidumo juostos krašto sužadinti elektronai bus gaudomi didesne sparta negu esantys laidumo juostos apačioje ($\tau_4 < \tau_1$). Atsidūrę arseno gaudyklėse elektronai rekombinuoja su valentinėje juostoje esančiomis skylėmis (τ_2). Šis modelis buvo pritaikytas tiek atkaitinto, tiek ir neatkaitinto GaAs savybių aprašymui. Kaip

pavyzdys ŽT GaAs auginto prie 300°C ir atkaitinto iš eksperimentinių duomenų nustatytos τ vertės yra: $\tau_1 = 1,5$ ps, $\tau_2 = 3$ ps, $\tau_3 = 100$ ps ir $\tau_4 = 0,3$ ps.

U. Siegner atlikęs skirtuminio pralaidumo spektroskopinius matavimus (*angl. differential transmission spectroscopy*) pasiūlė alternatyvų modelį, kurio esminis skirtumas apibrėžiamas teiginiu, kad ŽT GaAs egzistuoja netik elektronų bet ir skylių gaudyklės. Šiuo atveju buvo atmesta dvifotonės sugerties galimybė ir laikyta, kad elektronai į laidumo juostą gali būti žadinami iš valentinės juostos arba iš defektų [112]. Santykinai maži dydžiai: As_{Ga}^+ koncentracija bei fotonų pagavimo skerspjūvis lėmė tai, kad nebuvo atsižvelgta į valentinių elektronų sužadinimą į defektus. Analizuojant krūvio relaksaciją, dominuojančiomis skylių gaudyklėmis buvo įvardinti V_{Ga} (τ_5) defektai [112]. Savo ruožtu elektronų pagavimo į As_{Ga}^+ gaudykles procesas buvo aprašomas charakteringa trukme τ_l . Kadangi skylės ir elektronai yra gaudomi skirtingų defektų, autoriai pastebi, kad krūvininkų rekombinacija, o kartu ir gaudyklių ištuštinimas užtrunka daug ilgiau negu krūvininkų pagavimas ($\tau_l, \tau_5 \ll \tau_6$). Visgi santykinai maža galio vakansijų koncentracija, neleido paaiškinti eksponentinių gesimo kreivių, stebimų esant dideliems sužadinimams [113]. Tad A. Krotkus savo darbe laikosi nuomonės, kad tokiu atveju dominuojančios skylių gaudyklės yra As_{Ga}^0 defektai. Nors tiek elektronus, tiek ir skyles gaudo tie patys defektai, anot autorių krūvininkų rekombinacija antisaituose gali užtrukti dėl didelių gardelės relaksacijų vykstančių šio proceso metu. Arseno antisaitų koncentracijos kitimas atkaitinant ŽT GaAs sluoksnius leistų paaiškinti stebimas krūvininkų relaksacijos tendencijas, kurių neįmanoma aprašyti vien V_{Ga} defektų įtaka. Šiuo atveju Lochtefeld pasiūlytas klasterių modelis [114] taip pat nėra tinkamas, nes sparčios krūvininkų relaksacijos kreivės yra stebimos ir beriliu legiruotuose ŽT GaAs sluoksniuose, kur precipitatu susidarymo tikimybė yra maža. Vėlesniuose darbuose buvo pademonstruota, kad skylių gaudyklėmis gali būti netik V_{Ga} ar As_{Ga}^0 bet ir p-tipo priemaišos tokios kaip berilis [115]. Kiekybiniai elektronų ir skylių pagavimo parametrai nustatyti atlikus atitinkamai fotoluminescencijos gesimo [97] bei

dvibangio optinio žadinimo-zondavimo [113] eksperimentus ir yra lygūs $\sigma_n = 1,1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ bei $\sigma_p = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Klasterių modelis

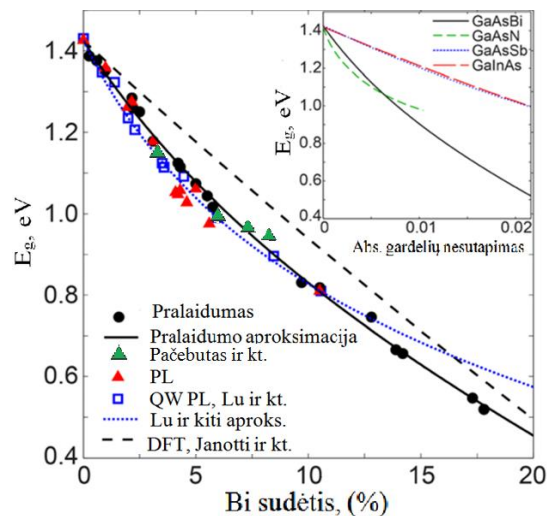
Remiantis defektų modelių galima paaiškinti fotosužadintų krūvininkų dinamiką neatkaitintame ŽT GaAs, bei elektronų gyvavimo trukmių pailgėjimą atkaitinus šį kristalą. Visgi stebimos trumpos krūvininkų rekombinacijos trukmės neatkaitintame kristale nesuderinamos su šiuo modeliu [109]. Taip pat pastebimos skirtingos tendencijos atkaitinto ir neatkaitinto ŽT GaAs atvejais: esant elektronų gaudyklių įsisotinimui atkaitintame kristale rekombinacijos trukmės padidėja [109], o neatkaitintame – sutrumpėja [112]. Logiška manyti, jog pasikeitusias ŽT GaAs savybes po atkaitinimo gali nulemti šio proceso metu susiformavę arseno klasteriai. Lochtefeld'o gauti eksperimentiniai rezultatai leido padaryti išvadą, kad klasteriai maždaug vienodu greičiu gaudo elektronus ir skyles, tad maždaug panašios yra ir rekombinacijos trukmės [112]. Tuo tarpu gyvavimo trukmių pailgėjimas didinant atkaitinimo temperatūrą yra apspręstas atstumo tarp As klasterių padidėjimo [116]. Savo ruožtu I. S. Gregory ištyręs elektronų pagavimo trukmių priklausomybę nuo atkaitinimo plačiame temperatūrų diapazone, padarė išvadą, kad elektronai yra gaudomi tiek taškinių defektų tiek ir klasterių [117]. Prie mažų atkaitinimo temperatūrų dominuoja taškinių defektų apspręstas elektronų pagavimas. Didinant atkaitinimo temperatūrą nuo 450 °C pradeda dominuoti klasterių sąlygotas krūvininkų pagavimas. Vis dėl to klasterių modelis paaiškina ne visus krūvininkų dinamikos rezultatus [110].

1.4.2 GaAsBi

GaAsBi yra gana nauja ir mažai ištirta trinarė puslaidininkinė medžiaga [118,119], kurios savybės gerokai skiriasi nuo klasikinių puslaidininkinių: GaAlAs, GaInAs, GaAsP ir kitų. Nors GaAs kristalo savybės yra gerai žinomos, tačiau žinių apie GaAsBi stoka atsiranda dėl neištyrinėto GaBi kristalo. Tikėtina, jog prie

vėlyvos GaAsBi tyrimų pradžios galėjo prisidėti ir sunkumai įterpiant bismuto atomus į GaAs. Visgi neabejotinas akstinas šios medžiagos tyrimams buvo gana neįprastos silpnų GaAs, InAs bismidų savybės. Nustatyta, kad nedidelio bismuto kiekio (iki kelių procentų) įvedimas į šiuos dvinarius junginius stipriai sumažina draustinių energijų tarpą ir E_g priklausomybę nuo temperatūros [120,121]. Tad GaAsBi tapo patrauklus siekiant pagaminti lazerius veikiančius infraraudonųjų bangų srityje, kurių spinduliuojamas bangos ilgis nepriklausytų nuo temperatūros. Galimybės keisti šio junginio draustinių energijų tarpą yra aktualios ir THz optoelektronikoje, siekiant sukurti THz komponentus aktyvuojamus 1 bei 1,55 μm bangos ilgio lazerio spinduliuote.

Sunkumai norint užauginti GaAsBi kristalą atsiranda, nes bismuto atomai yra palyginti dideli, be to galis ir bismutas nėra tarpusavyje reaktyvūs; tad norint



12 pav. $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ sluoksnių draustinių energijų tarpo priklausomybė nuo Bi koncentracijos, nustatyta iš fotoluminescencijos ir sugerties kreivių. Vientisa kreivė atitinka teorinius rezultatus gautus suskaičiavus nuo Bi koncentracijos priklausantį išlinkio parametą. Įklijoje palyginimui pavaizduoti gardelių nesuderinamumai keliems skirtingiems sluoksniams [124].

išvengti Bi segregacijos šie kristalai yra auginami santykinai žemose temperatūrose (<400 °C) kruopščiai parinkus As/Ga pluoštelių santykį (~1). Tokiu būdu pavyksta užauginti plonus iki kelių mikrometrų storio kristalus, kurių

draustinių energijų tarpas priklauso nuo įvesto bismuto kiekio. Draustinių energijų tarpo mažėjimas GaAsBi kristaluose atsiranda dėl rezonansinių bismuto būsenų sąlygoto sunkiųjų ir lengvųjų skylių valentinių juostų pasislinkimo link laidumo juostos. Šis efektas stiprėja didinant įvesto į GaAs gardelę bismuto kiekį. Yra žinoma, kad vienas procentas bismuto GaAs gardelėje, draustinių energijų tarpą susiaurina beveik 84 meV (žr. 12 pav.), kai tuo tarpu klasikinio trinario GaInAs atveju E_g sumažėja vos 12 meV/%In. Be to, daugiau nei tris kartus sumažėja ir E_g temperatūrinės priklausomybės koeficientas (iki 0,1 meV/K) [119]. Mažinant auginimo temperatūrą ir keičiant arseno ir galio pluoštelių santykį, pavyksta užauginti gan neblogos kokybės GaAsBi kristalus, kuriuose bismuto koncentracija siekia iki 11% ($E_g \approx 0,8$ eV) [122,123]. Norint įvesti didesnes Bi koncentracijas, tenka auginti labai plonus – kelių dešimčių nanometrų storio – sluoksnius, palaikant žemą arseno ir galio santykį. Tokiuose sluoksniuose Bi koncentracija gali siekti >17% [124]. Visgi šiomis sąlygomis užauginti GaAsBi sluoksniai yra labai nehomogeniški bei turi didelį kiekį bismuto lašų.

GaAsBi yra svarbi medžiaga taikymams THz optoelektronikoje ne tik dėl galimybės ant GaAs padėklo užauginti struktūras, kurios būtų aktyvuojamos 1 μm bei 1,55 μm energijos fotonais. Kitos šių kristalų savybės taip pat gan neblogai atitinka reikalavimus keliamus medžiagoms naudojamoms fotolaidžių antenų gamybai. Iš Hall'o matavimų nustatyta, kad savasis GaAsBi laidumas yra p-tipo. Manoma, jog skylių šaltinis kristale yra akceptoriniai bismuto klasteriai, kurių būsenos yra 0,12 eV virš valentinės juostos krašto [125,126]. Be bismuto defektų, GaAsBi kristaluose susidaro ir As_{Ga} defektai. Iš optinio žadinimo THz zondavimo eksperimento įvertinta šių defektų koncentraciją buvo lygi $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, o jų pagavimo skerspjūvis – 10^{-13} cm^2 [125]. Pastaroji vertė nežymiai skyrėsi nuo vertės gaunamos ŽT GaAs kristalo atveju; tad autorių nuomone šie defektai kaip ir ŽT GaAs kristaluose veikia kaip elektronų gaudyklės, kurios nulemia gan trumpas elektronų pagavimo trukmes galinčias siekti 1–2 ps [127]. Atlikti elektronų judrio

matavimai atskleidė, kad GaAsBi kristaluose elektronų judris yra lygus 2000–2800 $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [127,128,129]. Reikia atkreipti dėmesį, kad šios vertės yra kelis kartus didesnės negu ŽT GaAs kristale. Didinant Bi koncentraciją iki ~5 %, elektronų judris praktiškai nesikeičia. Toks rezultatas atspindi faktą, kad įvedant bismutą į GaAs, šio atomo elektronų būsenos sąveikauja tik su valentine juosta, tad laidumo juosta lieka nepaliesta.

Praktikoje buvo išbandytos THz TDS sistemos, kuriose THz impulsai buvo generuojami iš GaAsBi kristalo paviršiaus [130] arba THz impulsų emitavimui/registruvimui panaudojus iš šios medžiagos pagamintas fotolaidžias antenas [131,132]. THz TDS sistemoje, kurioje GaAsBi ($\sim 10^4 \Omega\text{cm}$) fotolaidžios antenos buvo aktyvuojamos Yb:KGW femtosekundinių lazeriu ($\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m}$), buvo užregistruoti THz impulsai, kurių spektro plotis buvo artimas 4 THz; sistemos signalas triukšmas santykis ties ryškiausia spektro verte buvo 60 dB bei išmatuota THz impulsų vidutinė galia siekė 20 μW .

1.4.3 InGaAs

Prasidėjus paieškoms medžiagų tinkamų THz komponentams aktyvuojamiems didesnio bangos ilgio (1, 1,3 ir 1,55 μm) lazerio spinduliuote vienas iš pirmųjų pretendentų buvo žemoje temperatūroje augintas InGaAs (toliau ŽT InGaAs). Šį pasirinkimą lėmė dvi priežastys: įvedant į InAs gardelę galio atomus, lengvai galima keisti draustinių energijų tarpą; auginant šį kristalą žemoje temperatūroje tikėtasi, kad susiformavę As_{Ga} defektai, kaip ir ŽT GaAs kristale sąlygos trumpas krūvininkų pagavimo trukmės. Pirmieji ŽT $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ($E_g \approx 0,73 \text{ eV}$) kristalai buvo auginami maždaug 180 °C temperatūroje ant InP padėklo [133]. Tokie kristalai pasižymėjo gan trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis ~2 ps, bet labai maža savitąja varža. Siekiant sumažinti elektronų koncentraciją ŽT $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ bandyta papildomai legiruoti Be jonais [134]. Deja, keliomis eilėmis sumažinus elektronų koncentraciją, tokių struktūrų varža vis tiek buvo per maža, efektyvių THz komponentų gamybai.

Alternatyva šiam metodui – kristalinio $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ bombardavimas didelės energijos Au^+ [135], Br^+ [136], Fe^+ [137] jonais. Pirmais dviem atvejais buvo pasiektos gan trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės, bet sluoksniai buvo ganėtinai laidūs. Implantavimas geležies jonais, buvo sėkmingiausias, leidęs sumažinti krūvininkų gyvavimo trukmes ir padidinti savitąją varžą. Geležies jonai draustinių energijų tarpo viduryje sukuria akceptorines būsenas, tokiu būdu padidinama sluoksnių varža bei elektronų gaudyklių koncentracija. Derinant implantavimo dozes (10^{15} cm^{-2}) bei atkaitinimą ($500 \text{ }^\circ\text{C}$) buvo pasiektos $4 \cdot 10^5 \Omega/\square$ vertės.

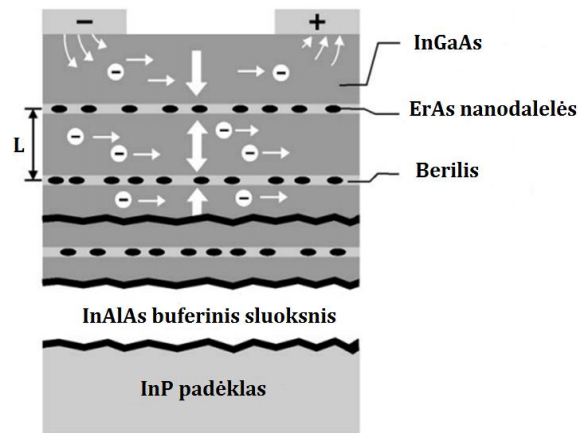
Aukščiau minėtai atvejais InGaAs kristalai buvo auginami ant InP padėklo norint pasiekti draustinių energijų tarpą atitinkantį $1,55 \mu\text{m}$. Įtempti ŽT $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ ($E_g \approx 1,18 \text{ eV}$) sluoksniai užauginti ant GaAs padėklo, galėtų būti naudojami THz TDS sistemose aktyvuojamose $1 \mu\text{m}$ lazerio impulsais. ŽT InGaAs užaugintas $200 \text{ }^\circ\text{C}$ pasižymėjo didelėmis savitosios varžos vertėmis ($8,8 \times 10^3 \Omega\text{cm}$), elektronų judriu ($\sim 2200 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) bei santykinai ilgomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis ($\sim 7 \text{ ps}$) [136]. Sumažinus auginimo temperatūrą iki $180 \text{ }^\circ\text{C}$, o atkaitinimo temperatūrą parinkus $475 \text{ }^\circ\text{C}$ buvo gauta ŽT InGaAs struktūra pasižyminti sub–pikosekundinėmis krūvininkų gyvavimo trukmėmis bei nemaža savitąja varža ($\sim 10^4 \Omega\text{cm}$).

1.4.4 Supergardelės ir daugybinės kvantinės duobės

Fotolaidžių antenų gamybai gali būti pasitelkti netik tūriniai kristalai, bet ir sudėtingesnės struktūros, tokios kaip daugybinės kvantinės duobės arba supergardelės. Ant InP padėklų žemoje temperatūroje auginant Be legiruotas InGaAs/InAlAs kvantines duobes, gaunamos gan trumpos elektronų gyvavimo trukmės, o jų koncentracijos siekia 10^{16} cm^{-3} [138]. Mažos savitosios varžos problema šiuose struktūrose buvo išspręsta $\sim 12 \text{ nm}$ storio InGaAs sluoksnius, legiuotus kompensuojančiomis Be priemaišomis, įspraudus tarp InAlAs barjerų ($E_g \sim 1,46 \text{ eV}$) [139]. Žemoje temperatūroje auginti InAlAs sluoksniai pasižymi

didelėmis elektronų gaudyklių koncentracijomis. Šios gaudyklės labai sumažina elektronų esančių laidumo juostoje koncentraciją, o tuo pačiu padidina paviršinę tokios struktūros varžą iki $10^6 \Omega/\square$. Fotolaidžios antenos pagamintos iš InGaAs/InAlAs struktūrų buvo sėkmingai išbandytos THz TDS sistemose bei fotomaišymo eksperimentuose [139,140].

Dar viena struktūra fotolaidžioms antenoms buvo pasiūlyta A. C. Gossard, kurioje InGaAs kristale yra suformuojama supergirdelė, auginimo metu į InGaAs sluoksnį periodiškai įvedant ErAs nanodalelių [141]. Erblio arseno nanodalelių formavimasis auginant kristalinį GaAs buvo pastebėtas dar 1990 m. Parinkus tam tikras auginimo sąlygas į GaAs sluoksnius galima įvesti erbio atomų, kurie susiformuoja ErAs nanodaleles. Pastarosios veikia kaip elektronų gaudyklės ir sumažina jų gyvavimo trukmes iki subpikosekundžių. Pirmoje ErAs:InGaAs supergirdelėje atstumas tarp sluoksnių, kuriuose yra gaudomi elektronai buvo 40 nm, o elektronų pagavimo trukmės siekė 1 ps [142]. Net ir legiruota beriliu ši



13 pav. Vertikalus ErAs:InGaAs supergirdelės pjūvis [141].

struktūra pasižymėjo, gan maža varža. Geriausiai parametrais pasižymėjo 13 pav. pavaizduota struktūra [141]; pastarąją sudarė periodiškai išdėstyti ErAs nanodalelių turintys sluoksniai atskirti plonais InGaAs sluoksniais. Taip pat šalia ErAs legiruotų sluoksnių buvo δ beriliu legiruoti sluoksniai, kurie gaudydavo laisvus elektronus. Šios struktūros paviršinė varža siekė $3,43 \times 10^2 \Omega/\square$.

1.4.5 ŽT GaAsSb

Dar viena alternatyvi medžiaga fotolaidžių antenų gamyboje, tai ŽT GaAs_{0,6}Sb_{0,4} ($E_g \approx 0,85$ eV). Šie kristalai auginami ant GaAs padėklo tarp jų įterpus buferinį kelių šimtų nanometrų Al_{0,77}In_{0,23}As sluoksnį. Didelės šių sluoksnių varžos (paviršinė varža – $1,7 \times 10^8 \Omega/\square$), reikalingos THz komponentų gamybai, pasiekiamos atkaitinant šį kristalą [143]. Atkaitinimo metu susiformuoja Sb precipitatai, kurie veikia kaip elektronų gaudyklės. Šie precipitatai sąlygoja santykinai dideles ŽT GaAsSb kristalų varžas. Praktikoje buvo pademonstruoti fotomaišytuvai pagaminti iš ŽT GaAsSb, kurių generuojamų dažnių ribos siekė THz [144].

1.5 Apžvalgos apibendrinimas

THz TDS ir fotomaišymas naudojant netrūkos spinduliuotės lazerius yra dvi skirtingos optoelektroninės sistemos, kurios jau yra pasiekusios gana brandų lygį. Visgi femtosekundinio lazerio bei komplikuočių vėlinimo linijų, leidžiančių impulsus registruoti realiu laiku, panaudojimas daro THz TDS brangia ir stacionaria sistema. Didelės THz TDS galimybės yra patrauklios daugeliui taikymų, tačiau jei yra poreikis atlikti vienos rūšies eksperimentus, šios sistemos yra prabanga. THz fotomaišymo sistema papildo aukščiau minėtąją, nes yra labiau orientuota į vaizdinimo eksperimentus, tačiau su ja galima atlikti ir spektroskopinius matavimus. THz vaizdinimo eksperimentuose ši sistema yra pranašesnė, nes nereikia atlikti užregistruotos spinduliuotės Furjė transformacijos. Visgi fotomaišymo schema yra sudaryta iš kelių DFB (*angl. distributed feedback*) ar DBR (*angl. distributed Bragg grating*) netrūkos spinduliuotės lazerių, kurių valdymui reikalinga papildoma įranga. Tokiose sistemose generuojamas THz spinduliuotės bangos ilgis yra pasirenkamas derinant vieno iš lazerių emituojamą bangos ilgį. Dažniausiai tai atliekama keičiant jo temperatūrą. D. H. Auston bei A.

Weling savo darbuose pasiūlė trečio tipo sistemą, kuri kaip ir THz TDS sistema emitavo impulsinę spinduliuotę, tačiau šie impulsai buvo santykinai siauro spektro pločio [145,146]. Autorių pasiūlytoje sistemoje lazerinio pluoštelio intensyvumo moduliacija buvo gauta Maikelsono interferometre maišant du faziškai moduluotus (*angl. chirped*) lazerio impulsus. Didelis sistemos privalumas buvo paprastas ir greitas dažnių perderinimas, o platus lazerio impulsų spektras leidžia tikėtis pasiekti didesnes dažnių perderinimo ribas negu atliekant fotomaišymą dviem netrūkiškos spinduliuotės lazerio pluošteliais. Visgi į A. Weling pateiktą schemą įtrauktas sudėtingas optinis plėstuvus, dėl kurio sistema buvo gan griozdiška. Šiame darbe pabandyta optimizuoti šią schemą, atsisakant aukščiau minėto optinio komponento ir vietoj to naudojant čirpuotus lazerio impulsus emituojamus tiesiai iš šviesolaidinio lazerio. Mūsų tirta schema yra potencialiai kompaktiškesnė ir patraukli taikymams netik laboratorinėmis sąlygomis.

Dauguma optoelektroninių THz sistemų dirba aktyvuojamos 800 nm ir trumpesnių bangos ilgių lazerių spinduliuote, nes tai daryti verčia ŽT GaAs – kol kas tinkamiausios medžiagos THz antenoms – fotojautrio spektros. Praeituose skyreliuose buvo aprašytos lazerinės sistemos emituojančios ilgesnių bangų srityje. Tokie lazeriai yra paprastesni, pigesni ir galėtų būti naudojami optoelektroninėse THz sistemose. Deja medžiagų stoka, iš kurių galėtų būti gaminamos fotolaidžios antenos aktyvuojamos šių lazerių spinduliuote, neleidžia to padaryti. Trumpų THz impulsų emisijos atveju bangos ilgis nėra toks aktualus, kaip THz detektoriams ir maišikliams, nes yra tokių siauratarpių puslaidininkių, kuriuos užtenka apšviesti femtosekundinio lazerio impulsais norint gauti THz impulsų emisiją. Tad šiame darbe buvo tirtos medžiagos, kurios galėtų būti pritaikytos THz detektorių ir maišiklių gamybai aktyvuojamų ilgesnio bangos ilgių lazeriais.

2 Eksperimentinė dalis

2.1 Tiriamieji objektai

Šiame darbe tirtos ŽT GaAs sluoksnių fotoelektrinės savybės. Ant minėtų sluoksnių užgarinus H formos kontaktus buvo pagamintos fotolaidžios antenos, kurios išbandytos kaip trumpų THz impulsų bei pliūpsnių šaltiniai, o taip pat kaip THz detektoriai. Eksperimentuose naudoti $\sim 1,4$ μm storio ŽT GaAs epitaksiniai sluoksniai¹, užauginti ~ 250 °C temperatūroje MBE būdu ant pusiau izoliuojančių GaAs padėklų. Sluoksniai buvo auginami ~ 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ greičiu, palaikant As_4/Ga slėgių santykį ~ 5 . Optinio žadinimo THz zondavimo matavimams ŽT GaAs sluoksniai buvo auginami ant AlAs/GaAs Bragg'o veidrodžių, kurių maksimalus atspindys buvo ties 1 μm bangos ilgiu. Šiuo atveju, siekiant sumažinti gardelės įtempimus prieš auginimą ant Bragg'o veidrodžio buvo užgarinamas 500 nm storio buferinis GaAs sluoksnis. Tiriant ŽT GaAs fotolaidumo priklausomybę nuo atkaitinimo, sluoksniai 90 s buvo atkaitinti spartaus atkaitinimo krosnelėje pratekančių azoto dujų aplinkoje.

Darbe tyrinėti GaAsBi sluoksniai taip pat buvo auginami molekulių pluoštelių epitaksijos būdu. Epitaksiniai sluoksniai auginti ant pusiau izoliuojančio (100) kristalinės plokštumos GaAs padėklo, nuo jo paviršiaus nuvalius natūraliai susidariusio oksido sluoksnį. Pirmiausia 600 °C temperatūroje buvo užauginamas 500 nm storio buferinis GaAs sluoksnis. Tada sumažinus temperatūrą iki ~ 260 °C užaugintas 300–450 nm storio ŽT GaAs sluoksnis. Galiausiai parinkus pluoštelių As_4/Ga slėgių santykį ~ 3 bei auginimo greitį ~ 2 $\mu\text{m}/\text{h}$, buvo užauginti iki 1,5 mikrometro storio GaAsBi epitaksiniai sluoksniai. Skirtingų sluoksnių auginimo temperatūra kito 240–270 °C ribose. GaAsBi sluoksnių parametrai pateikti I lentelėje.

¹ ŽT GaAs bei GaAsBi sluoksniai buvo užauginti Puslaidininkų fizikos institute dr. Klemenso Bertulio.

I lentelė. GaAsBi sluoksnių parametrai. T_p – padėklo temperatūra, d – sluoksnio storis, τ – krūvininkų gyvavimo trukmė, E_g – draustinių energijų tarpas.

| <i>Sluoksnis</i> | T_p , °C | d , μm | E_g , eV | τ , ps |
|------------------|------------|------------------------------------|------------|-------------|
| GaAsBi 24 | 270 | 1,25 (ŽT GaAs 0,36 μm) | 1,1 | 2,3 |
| GaAsBi 35 | 250 | 1,5 (ŽT GaAs 0,36 μm) | 0,9 | 1,6 |
| GaAsBi 37 | 240 | 1,43 (ŽT GaAs 0,58 μm) | 0,9 | 1,3 |

Iš GaAsBi 24 sluoksnio buvo pagamintos fotolaidžios antenos buvo naudotos kaip maišikliai THz pliūpsnių eksperimentuose bei kaip trumpų THz impulsų šaltiniai. Iš sluoksnių GaAsBi 35 ir 37 pagamintos fotolaidžios antenos eksperimentuose atliko THz detektorių funkciją. GaAsBi 35 naudotos THz pliūpsnių tyrimuose bei koherentinio vaizdinimo eksperimentuose; tuo tarpu GaAsBi 37 fotolaidžios antenos registravo THz pliūpsnius generuojamus su pikosekundinio šviesolaidinio lazerio impulsais.

2.2 Koherentinio registravimo principai

Šiame darbe THz impulsai ir pliūpsniai buvo matuojami koherentinio registravimo principu. Šis principas yra įgyvendinamas fotolaidžia antena strobuojant norimą įrašyti signalą. Optoelektroninį raktą apšvietus lazerio impulsu sugeneruojami nepusiausvirieji krūvininkai, o kartu ir aktyvuojamas detektorius. Jei THz impulsas pasiekia detektorių tuomet, kai sužadinti krūvininkai dar nespėjo rekombinuoti, šio impulso elektrinis laukas pagreitina fotosužadintus krūvininkus. Tad įjungtame į registravimo traktą detektoriuje atsiranda elektros srovė, kurios dydis siekia nuo kelių pA iki kelių šimtų nA. Nuosekliai keičiant delką tarp detektorių pasiekiančio lazerio spinduliuotės ir THz impulso galima išmatuoti

impulso elektrinio lauko kitimą laike. Bendru atveju detektoriumi tekančios srovės stiprumą galima įvertinti pagal formulę:

$$I(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E(t)n(t-\tau)dt, \quad (7)$$

čia τ – delsa tarp detektorių pasiekiančių optinio ir THz impulsų, $n(t)$ – fotosužadintų krūvininkų tankis, $E(t)$ – detektorių pasiekusio THz impulso elektrinis laukas. Akivaizdu, kad (7) konvoliucija leidžia nustatyti tikrąją $E(t)$ formą tik tada, kai $n(t)$ – delta funkcija. Tuomet $I(\tau) \propto E(\tau)$. Realybėje $n(t)$ negalima laikyti artima delta funkcijai. Šios funkcijos plotį nulemia lazerio impulso bei krūvininkų gyvavimo trukmės. Trumpesnės krūvininkų gyvavimo trukmės šiuo atveju leidžia užregistruoti platesnio spektro THz impulsus.

Taip pat visais atvejais siekiant užregistruoti signalus buvo naudojamas sinchroninis stiprintuvas (*Lock-in Amplifier*). Signalo moduliacija pasirinktu dažniu buvo gaunama malūnėliu optiškai karpant emiterį kaupinančio lazerio pluoštelį. Naudojant sinchroninį stiprintuvą galima išvengti daugelio nestabilumų, iššauktų maitinimo tinklo įtampos nepastovumo, laboratorijos temperatūros svyravimo ir t.t.

2.3 Naudotos lazerinės sistemos

Femtosekundinis osciliatorius

Tiriant trumpų THz impulsų emisiją, atliekant optinio žadinimo THz zondavimo bei THz pliūpsnių eksperimentus buvo naudota „Šviesos konversijos“ femtosekundinė sistema „Pharos oscillator“. Sistemos aktyvusis Yb:KGW elementas buvo kaupinamas lazeriniu diodu ir spinduliavo 1030 nm centrinio bangos ilgo optinius impulsus. Pastarųjų trukmė buvo lygi ~80 fs, o pasikartojimo dažnis – 76 MHz. Vidutinė generuojamųjų impulsų galia siekė – 2 W.

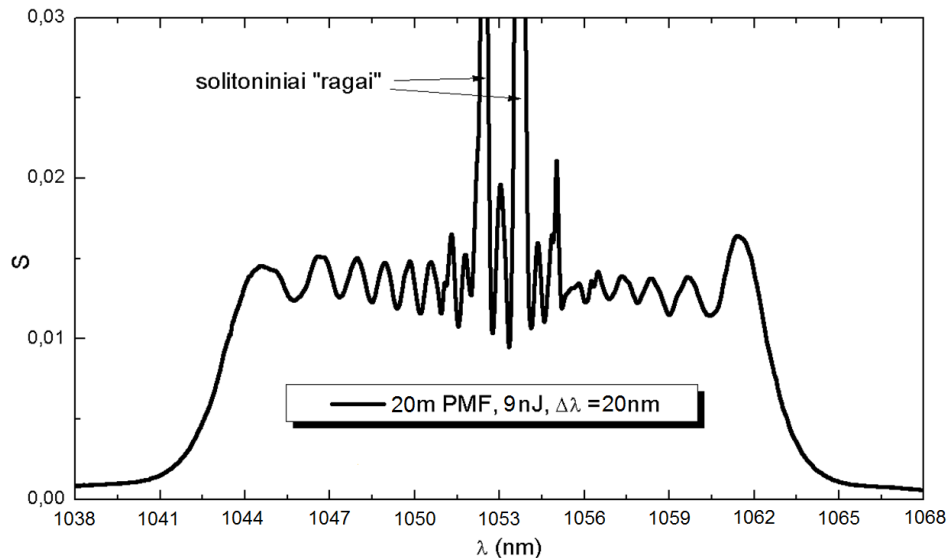
Derinamo bangos ilgio lazerinė sistema

THz detektorių fotolaidumo priklausomybės nuo kaupinančios lazerio spinduliuotės bangos ilgio tyrimuose naudota firmos „Šviesos konversija“ derinamo bangos ilgio lazerinė sistema. Pastaroji buvo sudaryta iš osciliatoriaus panašaus į aprašytąjį ankščiau ir optinio parametrinio stiprintuvo. Šioje sistemoje naudotas Yb:KGW osciliatorius emitavo 200 kHz pasikartojimo dažnio, 1030 nm bangos ilgio bei 170 fs trukmės impulsus, kurių vidutinė galia buvo lygi 6 W. Pluošto dalikliu pasirenkta spinduliuotės dalis buvo nukreipiama į optinį parametrinį stiprintuvą. Likusioji osciliatoriaus pluošto dalis buvo naudota paviršinio THz impulsų emiterio kaupinimui. Optiniame parametriniame stiprintuve buvo galima keisti lazerio pluoštelio bangos ilgį srityje nuo 640 iki 2600 nm; o pačių impulsų trukmės kito 140–170 fs ribose. Šie impulsai buvo naudojami aktyvuojant tiriamus fotolaidžius detektorius, kuriuose 5 mW vidutinės galios lazerio pluoštelis buvo sufokusuojamas į ~60 μm skersmens dėmelę.

Šviesolaidinis pikosekundinių impulsų lazeris

THz pliūpsnių generavimo eksperimente buvo naudota specialiai šiems tyrimams firmos UAB „EKSPLA“ sukurta lazerinė sistema. Ši sistema buvo sudaryta iš pikosekundinio skaidulinio osciliatoriaus ir vienpakopio stiprintuvo. Naudoti tik poliarizaciją išlaikantys komponentai ir šviesolaidžiai. Pikosekundinis osciliatorius buvo sudarytas iš šviesolaidinės Bragg'o gardelės ir įsisotinančio sugėriklio. Tokiame osciliatoriuje buvo generuojami 5 ps trukmės, beveik spektriškai riboti impulsai. Šių impulsų energija siekė 0,5 nJ. Norint padidinti generuojamų impulsų spektro plotį, pastarieji buvo nukreipiami į 70 cm ilgio iterbiu legiruotą vienmodį, poliarizaciją išlaikantį šviesolaidį, kaupinamą 700 mW galios lazerinio diodo spinduliuote ($\lambda_0 = 976$ nm). Išėjusių iš stiprinimo šakos impulsų energija padidėdavo iki ~9 nJ. Tokiu būdu į 6 μm skersmens skaidulos šerdį buvo sukoncentruojama 9 GW/cm² intensyvumo spinduliuotė. Didelis

spinduliuotės intensyvumas sąlygojo fazės savimoduliacijos susidarymą, dėl kurios generuojamų impulsų spektro plotis išplisdavo. Norint padidinti generuojamo impulso spektro plotį iki 20 nm, šiame darbe lazerio impulsai buvo nukreipiami į 20 m ilgio poliarizaciją išlaikančio šviesolaidžio skaidulą. Gautas



14 pav. Skaidulinio lazerio spinduliuotės spektras po stiprintuvo ir 20 m pasyvios skaidulos. Spektro plotis ~20 nm. Spektro centre matomi solitoniniai „ragai“, kuriuose yra nedidelė visos energijos dalis.

lazerio impulso spektras pavaizduotas 14 pav. Spektro centre matomi solitoniniai „ragai“, kuriuose yra nedidelė visos energijos dalis. Sklindant kvarco skaidula ne tik išaugdavo generuojamų impulsų spektro plotis, bet ir dėl dispersijos nuo 5 iki 15 ps padidėdavo jų trukmės. Tad išėjime šviesolaidinis lazeris emituodavo 15 ps trukmės, 73 MHz pasikartojimo dažnio ir 1 μm bangos ilgio lazerio impulsus. Tokie impulsai kaip taisyklė turi didelį čirpą, kuris pasižymi stipriu tiesiškumu centrinėje spektro dalyje [147].

3 Fotolaidžių antenų aktyvuojamų ilgabangių lazerių spinduliuote tyrimai.

Žinoma, kad atkaitintas (~ 600 °C) ŽT GaAs yra viena tinkamiausių medžiagų fotolaidžių antenų, bei maišiklių aktyvuojamų 800 nm bangos ilgio spinduliuote gamybai. Ankstesniuose skyreliuose buvo parodyta, kad ši medžiaga pasižymi didele tamsine varža, trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis, neblogu elektronų judriu bei didelėmis slenkstinėmis elektrinio lauko pramušimo vertėmis. Deja, ilgesnių bangų (nuo 1 iki 1,55 μm) srityje medžiagų pasižyminčių optimaliu šių savybių deriniu dar tik ieškoma. Atkaitintas ŽT GaAs šiam tikslui netinka, nes didelis šios medžiagos draustinių energijų tarpas (1,42 eV) lemia tai, kad ilgesnių bangų lazerių pavienių fotonų energijos neužtenka norint perkelti elektroną iš valentinės į laidumo juostą. Visgi žemoje temperatūroje užauginti neatkaitinti GaAs sluoksniai pasižymi didelėmis defektų koncentracijomis ($>10^{20}$ cm^{-3}), kurių būsenos yra išsidėstę maždaug ties draustinių energijų tarpo viduriu. Apšvietus tokią medžiagą ilgesnio nei GaAs sugerties kraštas bangos ilgio spinduliuote galima tikėtis optinės sugerties, apspręstos elektronų šuolių iš defektų į laidumo juostą. Remiantis Dankowski [148] neatkaitinto ŽT GaAs sugerties koeficientas ties 1 μm gali siekti $\sim 10^4$ cm^{-1} . Visgi didelės defektų koncentracijos taip pat sąlygoja santykinai mažą krūvininkų judrį neatkaitintame ŽT GaAs. Tad siekiant pagaminti efektyvius THz komponentus aktyvuojamus ilgujų bangų lazerio spinduliuote, šiame darbe buvo ištirtos neatkaitinto bei atkaitinto tarpinėse temperatūrose (~ 400 °C) ŽT GaAs fotoelektrinės savybės.

3.1 ŽT GaAs sluoksnių optinio žadinimo THz zondavimo tyrimas

Vienas iš svarbiausių parametru leidžiančių nustatyti sluoksnio tinkamumą fotolaidžių antenų gamybai yra jo fotolaidumas, gaunamas kaupinant norimo bangos ilgio lazerio spinduliuote. Fotomaišiklių bei THz detektorių atveju taip pat svarbios ir krūvininkų pagavimo trukmės. Tad norint ištirti šias ŽT GaAs

sluoksnių charakteristikas buvo atliktas optinio žadinimo THz zondavimo eksperimentas.

Optinio žadinimo THz zondavimo eksperimentas

Optinio žadinimo THz zondavimo eksperimente yra išmatuojamas THz impulsų pralaidumo pokytis ΔT , atsirandantis į laidumo juostą sužadintus elektronus. Minėtos metodikos pranašumas prieš optinio žadinimo optinio zondavimo metodiką išryškėja atsižvelgus, kad šiuo atveju zondavimui naudojami daug mažesnės energijos THz fotonai. Tai leidžia išvengti fotoindukuotos sugerties, Ožė efekto, draustinių energijų tarpo renormalizacijos, antrinio gaudyklių sužadavimo (*angl. trap re-excitation*) ir kitų reiškinių, apsunkinančių eksperimento rezultatų interpretaciją. Darbe [149] teoriniais skaičiavimais buvo pademonstruota, kad eksperimente užregistruotas THz spinduliuotės pralaidumo pokytis yra tiesiai proporcingas bandinio fotolaidumui:

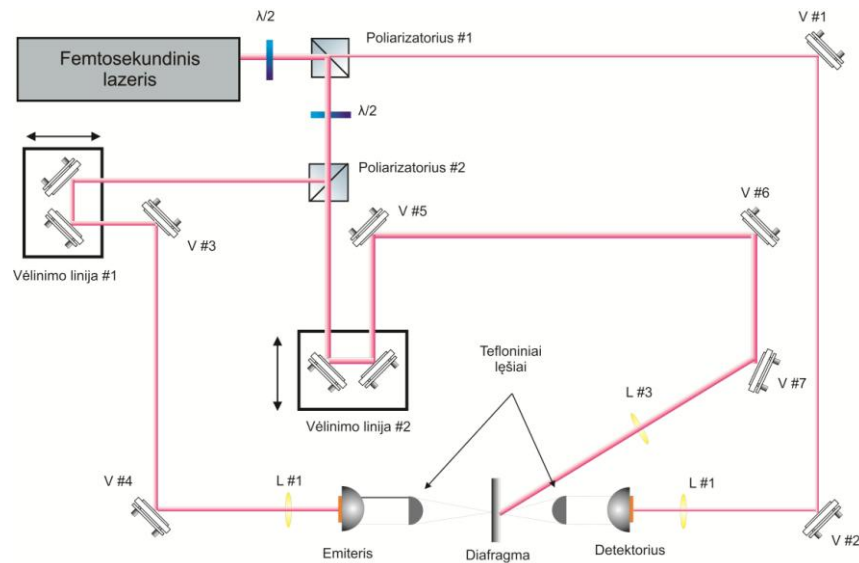
$$-\frac{\Delta T}{T} = \frac{Z_0 N e \mu d}{1+n}, \quad (8)$$

kur T – THz spinduliuotės pralaidumas neapšviesto bandinio; Z_0 – laisvos erdvės impedansas; N – fotosužadintų krūvininkų koncentracija; μ – elektronų judris; d – bandinio storis; n – lūžio rodiklis. Naudojantis optinio žadinimo THz zondavimo metodika galima tiesiogiai išmatuoti bandinio fotolaidumo kitimą praėjus keliems šimtams femtosekundžių po bandinio sužadavimo.

Optinio žadinimo THz zondavimo schema yra pavaizduota 15 pav. Ši schema yra tam tikra THz TDS sistemos modifikacija su papildoma šaka tiriamojo bandinio optiniam žadinimui. Kaip ir THz TDS eksperimente, du maždaug vienodos galios (~20 mW) lazerio pluošteliai naudojami emiterio ir detektoriaus aktyvavimui. Poliarizatoriumi #2 yra atšakojamas trečiasis pluoštelis, kuris per vėlinimo liniją #2 naudojamas optiniam bandinio žadinimui. Šio pluoštelio galia gali siekti iki 600 mW.

THz spinduliuotės pralaidumo matavimai yra atliekami tokia tvarka:

Pirmasis etapas. Uždengus bandinį kaupinantį lazerio pluoštelį, THz spinduliuotė tefloniniu lęšiu ($F = 15 \text{ mm}$) yra sufokusuojama į 1,9 mm skersmens diafragmą. Tada ant diafragmos yra įmontuojamas tiriamasis bandinys. Praėjusi pro bandinį THz spinduliuotė tefloniniu lęšiu yra sukolimuojama į THz detektorių. Vėlinimo linija #1 yra nustatoma ties maksimalia registruojamo THz impulso padėtimi.



15 pav. Optinio kaupinimo THz zondavimo principinė schema.

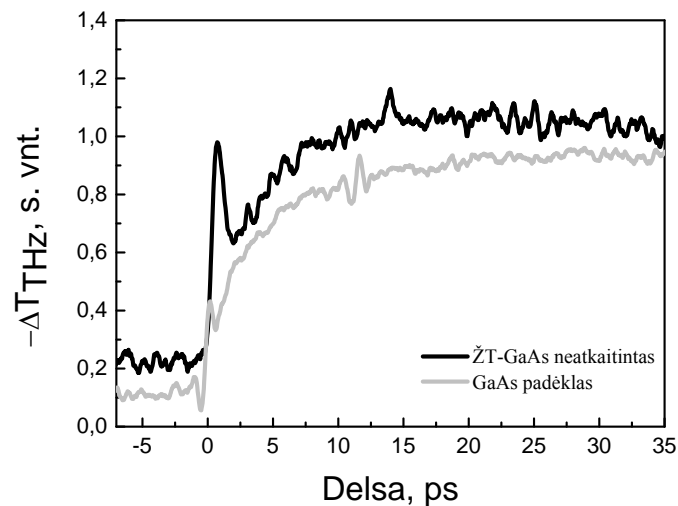
Antrasis etapas. Atidengiama bandinio žadinimui skirta lazerio pluošto atšaka. Tuomet lazerio pluoštelis patenka pro diafragmą į bandinį. Stumdant vėlinimo liniją #2 nustatoma padėtis, kuomet THz impulsas ir lazerio pluoštelis tuo pačiu metu pasiekia bandinį. Tada keičiant delną tarp THz impulso ir lazerio spinduliuotės yra išmatuojama laikinė THz spinduliuotės pralaidumo priklausomybė. Pastaroji susideda iš komponentės proporcingos bandinio skaidrumui ir komponentės atsirandančios dėl THz impulso emisijos bandinį apšvietus lazerio impulsu.

Trečias etapas. Norint eliminuoti iš bandinio paviršiaus sugeneruoto THz impulso įtaką, uždengus emiterio šaką yra atliekamas papildomas matavimas. Gauta kreivė atvaizduoja iš bandinio paviršiaus sugeneruoto THz impulso laikinę

priklausomybę. Atėmus šią kreivę iš rezultato gauto antrame etape, gauname THz spinduliuotės kreivę atspindinčią bandinio laidumo kitimą iškart po bandinio sužadavimo. Šiuo atveju eksperimento skiriamoji geba priklauso nuo detektoriaus atsako ir siekia ~0,8 ps.

Rezultatai

Optinio žadinimo THz zondavimo eksperimente rezultatai gauti SI GaAs padėklo bei neatkaitinto ŽT GaAs atvejais pavaizduoti 16 pav. Eksperimente stebimas THz impulso pralaidumo pokytis yra proporcingas optiškai sužadinto



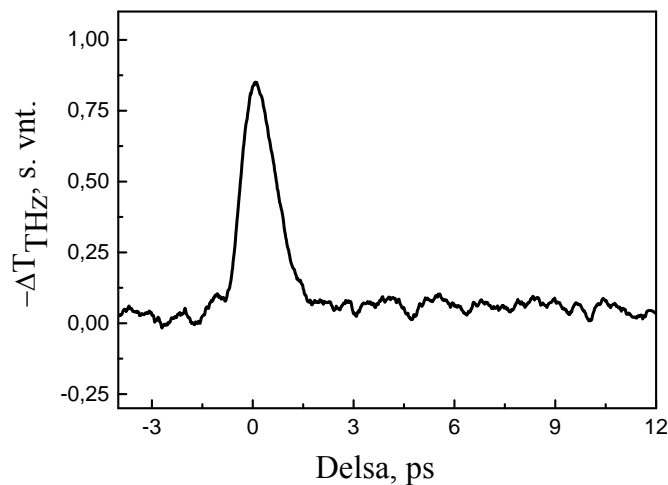
16 pav. Neatkaitinto ŽT GaAs bei GaAs padėklo optinio kaupinimo terahercinio zondavimo rezultatai.

bandinio laidumo pokyčiui. ŽT GaAs atveju, matome kad iškart po sužadavimo seka sparti fotolaidumo relaksacija, kuri pagrinde yra apspręsta elektronų pagavimo į gilius defektinius lygmenis. Ši komponentė persikloja su „lėtai“ augančia fotolaidumo dedamąja, apsunkinančia išmatuotų rezultatų interpretaciją. Panaši komponentė užregistruota ir SI GaAs padėklo atveju. Tokia „lėta“ fotolaidumo dinamika gali būti apspręsta elektronų sužadintų iš defektų esančių 600 μm storio SI GaAs padėkle. Eksperimente naudotos kaupinančios lazerio spinduliuotės fotono energija (1,2 eV) yra pakankama tam, kad padėkle elektronai būtų žadinami tiek į Γ , tiek ir į aukštesnės energijos slėnius. Pastarųjų judris

aukštesniuose slėniuose yra daug mažesnis negu Γ slėnyje, tad šoniniuose slėniuose esančių elektronų įtaka bandinio laidumui yra maža. Elektronų relaksacija iš aukštesnių slėnių į Γ slėnį ir nulemia laidumo užaugimą SI GaAs padėkle. Panašios dinamikos apspręstos tarpslėninio elektronų persiskirstymo anksčiau buvo stebimos germanyje [150] bei keliuose kituose siauratarpiuose puslaidininkiuose [151].

Tokie patys matavimai buvo pakartoti su ŽT GaAs bandiniais atkaitintais 320–500 °C temperatūrose. Visais atvejais buvo stebima nepageidaujama SI GaAs padėklo įtaka laidumo dinamikai.

Siekiant tinkamai išmatuoti fotolaidumo dinamiką bei nustatyti elektronų gyvavimo trukmes epitaksiniam sluoksnyje, nauji ŽT GaAs bandiniai buvo užauginti ant AlAs/GaAs Bragg'o veidrodžio, kurio didžiausias atspindys yra ties

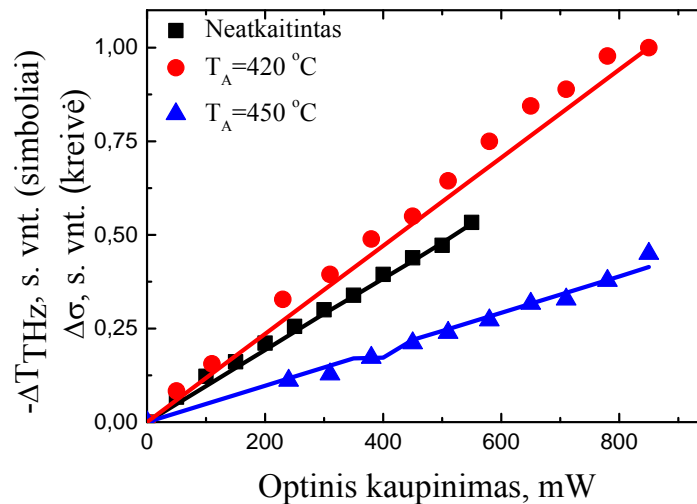


17 pav. Optiškai indukuota THz spinduliuotės pralaidumo pokytis ŽT GaAs bandinyje, užaugintame ant Bragg'o veidrodžio.

1 μm . Iš 17 pav. pateiktos kreivės matyti, kad Bragg'o veidrodis leido pašalinti SI GaAs padėklo įtaką bei išmatuoti fotolaidumo dinamiką. Gautos THz spinduliuotės sugerties smailės plotis (žr. 17 pav.) pusaukštyje yra 0,9 ps, o išmatuotos kreivės kilimo bei kritimo frontai yra maždaug vienodi. Šie rezultatai leidžia teigti, kad elektronų gyvavimo trukmės neatkaitintuose ŽT GaAs

sluoksniuose neviršija eksperimento skiriamosios gebos, kuri yra apspręsta THz impulso trukmės (~0,8 ps).

Toliau buvo išmatuotos fotolaidumo priklausomybės nuo optinio žadinimo intensyvumo. Eksperimente tirti ant Bragg'o veidrodžio užauginti ŽT GaAs bandiniai. Rezultatai gauti neatkaitintiems bei atkaitintiems 420 °C ir 450 °C temperatūrose sluoksniams pavaizduoti 18 pav. Atvaizduotose kreivėse matyti,



18 pav. THz spinduliuotės pralaidumo pokyčio priklausomybė nuo optinio žadinimo intensyvumo neatkaitintam bei 420 °C ir 450 °C temperatūrose atkaitintuose ŽT GaAs bandiniuose.

kad didinant žadinimo intensyvumą visuose bandiniuose fotolaidumas kito tiesiškai. Tai patvirtina teiginį, kad neatkaitintuose ar atkaitintuose neaukštoje temperatūroje ŽT GaAs kristaluose elektronai į laidumo juostą yra žadinami iš defektinių lygmenų, o ne dėl dvifotonės ar dvipakopės sugerties. Tokias pat išvadas padarė ir Jan–Martin Rämmer savo darbe atlikęs fotosrovės, bei THz spinduliuotės elektrinio lauko priklausomybės nuo žadinimo intensyvumo matavimus [152]; verta pastebėti, kad ŽT GaAs sluoksniams atkaitinti 420 °C temperatūroje pasižymėjo didžiausia indukuota THz spinduliuotės sugertimi. Nedaug nuo jų atsiliko neatkaitinto ŽT GaAs sluoksniams, o sluoksniuose atkaitintuose 450 °C temperatūroje sugertis buvo mažesnė.

Bandant paaiškinti šiuos rezultatus buvo atlikti nepusiausvirujų krūvininkų koncentracijos priklausomybės nuo optinio žadinimo intensyvumo skaičiavimai. Bendras spręstos elektronų dinamikos lygties pavidalas buvo toks:

$$\frac{dn}{dt} = g(t) - r(t). \quad (9)$$

Lygtyje n žymima nepusiausvirujų elektronų koncentracija, o $g(t)$ ir $r(t)$ – atitinkamai, jų generacijos bei rekombinacijos spartos. Užrašant krūvininkų dinamikos lygtis buvo laikomasi prielaidos, kad fotolaidumo kitimą kristale apsprendžia tik elektronai sužadinti iš As_{Ga} defektų. Dėl Fermi lygmens „pririšimo“ prie gilių defektinių lygmenų padėties buvo laikoma, kad nesant optinio sužadinimo, laidumo juosta yra tuščia. Pradiniu momentu, prieš apšviečiant kristalą dėl kompensavimo efekto jonizuotų As_{Ga} defektų bei galio vakansijų koncentracijos yra vienodos. Tad dar prieš sužadinimą ŽT GaAs kristale yra nedidelė koncentracija aktyvių elektronų gaudyklių. Kiti krūvininkų rekombinacijos mechanizmai (juosta – juosta ar Ožė rekombinacija) buvo atmesti, kaip turintys per mažą įtaką. Elektronų generacija iš defektų aprašoma per fotonų pagavimo skerspjūvį:

$$g(t) = (1 - R) \cdot \sigma_{foton} \cdot \frac{I(t)}{\hbar\omega_0} \cdot N_{As}^0, \quad (10)$$

kur N_{As}^0 – nejonizuotų defektų koncentracija; $R(\sim 0,3)$ – lazerio spinduliuotės atspindžio koeficientas GaAs kristale; $I(t)$ – lazerinio impulso intensyvumo priklausomybė nuo laiko, $\hbar\omega_0$ - fotono energija bei $\sigma_{foton} = 10^{-16} \text{ cm}^2$ [153] fotono pagavimo skerspjūvis 1 μm bangos ilgio spinduliuotei. Rekombinacijos procesas aprašytas pagal „Shockley-Read-Hall“ modelį:

$$r(t) = \sigma_{el} \cdot v_{th} \cdot N_{As}^0 \cdot n, \quad (11)$$

kuriame $v_{th} = 4,4 \times 10^7$ cm/s yra šiluminis elektronų greitis kristale, o $\sigma_{el} = 1,1 \times 10^{13}$ cm² [154] yra elektronų pagavimo į defektus skerspjūvis. Paskutinė lygtis apibrėžė sąryšį tarp jonizuotų defektų ir nepusiausvirujų elektronų koncentracijų:

$$N_{As}^0 = N_{As} - N_{Va} - n \quad (12)$$

Lygtyje N_{As} ir N_{Va} žymi, atitinkamai, visų As_{Ga} defektų bei galio vakansijų koncentracijas kristale. Įstačius (10), (11) ir (12) išraiškas į (9) buvo gauta pirmos eilės netiesinė diferencinė lygtis, kuri buvo išspręsta skaitiniu būdu.

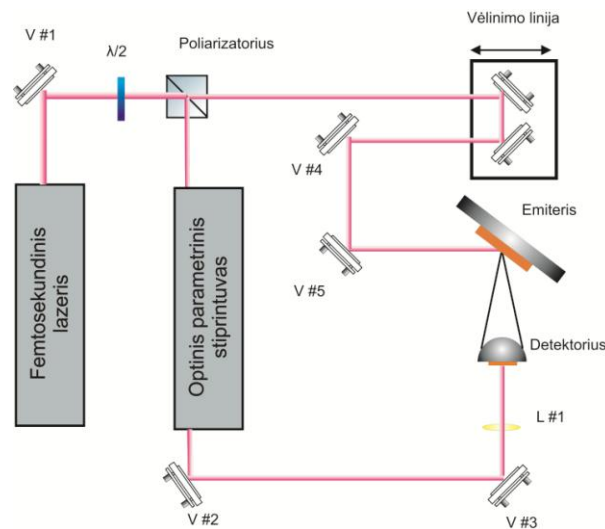
Apskaičiuota elektronų dinamika ŽT GaAs kristale atkaitintame 420°C temperatūroje iš pirmo žvilgsnio yra panaši į rezultatus, gautus optinio žadinimo THz zondavimo eksperimente (žr. 17 pav.). Visgi eksperimente registruojama THz impulso ir kristalo fotolaidumo konvoliucija sąlygoja, kad išmatuotos smailės pusplotis yra didesnis. Bandant aprašyti (žr. 18 pav.) gautus rezultatus, teoriniuose skaičiavimuose laikyta, kad neatkaitintame ŽT GaAs bandinyje defektų koncentracijos yra 5×10^{19} cm⁻³, o atkaitintuose 420 °C bei 450 °C sluoksniuose, atitinkamai, 1×10^{19} cm⁻³ ir 2×10^{18} cm⁻³. Šios prielaidos atitiko tendencijas, stebimas kitų autorių darbuose [84]. Visais atvejais kaip ir eksperimente didinant optinio žadinimo intensyvumą apskaičiuotos sužadintų krūvininkų koncentracija kito tiesiškai. Didžiausia sužadintų krūvininkų koncentracijos vertė neatkaitintame ŽT GaAs siekė $1,9 \times 10^{15}$ cm⁻³. Ši koncentracija yra per maža tam, kad žadinant elektronus iš defektų į laidumo juostą būtų pasiekta sotis. Tačiau vien defektų koncentracijos mažėjimas didinant atkaitinimo temperatūrą neleidžia paaiškinti didžiausių fotolaidumo verčių gaunamų 420 °C temperatūroje atkaitinus ŽT GaAs. Reikia atsižvelgti ir į tai, kad dėl atkaitinimo pagerėja kristalo struktūros bei padidėja krūvininkų judris. Padarius prielaidą, kad po atkaitinimo elektronų judris padidėja 5 kartus pavyko sutapatinti teorines ir eksperimentines kreives (žr. 18 pav.). Panašus elektronų judrio padidėjimas atkaitintiems ŽT GaAs sluoksniams buvo stebimas ir D. C. Look darbe [105].

3.2 Pikosekundinio fotolaidumo tyrimas

Optinės ŽT GaAs savybės labai priklauso ne tik nuo As_{Ga} defektų koncentracijos, bet ir nuo defektų sukurtos juostos energetinės padėties bei jos pločio. Šių parametrų vertės yra apspręstos kristalo auginimo sąlygų ir gali svyruoti gan plačiose ribose. Priklausomai nuo naudotos matavimo metodikos, literatūroje pateikiama As_{Ga} defektų aktyvacijos energija kinta nuo 0,59 eV [155] iki 0,82 eV [156]. Tad norint iširti fotolaidžių antenų, aktyvuojamų didesnio bangos ilgio lazerių spinduliuote, veikimo sritį yra aktualu tiksliau nustatyti defektų juostos padėtį bei jos plotį. Tuo tikslu šiame darbe buvo išmatuotos ŽT GaAs atkaitinto 400 °C bei ŽT $In_{0,7}Ga_{0,3}As$ ($E_g = 0,97$ eV) kristalų spektrinės fotolaidumo priklausomybės praėjus mažiau negu 1 ps po optinio šių sluoksnių sužadavimo.

Derinamo bango ilgio THz TDS sistema

Pikosekundinio fotolaidumo matavimams naudota THz TDS sistema,



19 pav. THz impulsų detektoriaus spektrinio fotolaidumo matavimo schema.

pagrįsta koherentiniu THz impulso registravimo principu. Eksperimente THz emiterio funkciją atliko iš paviršiaus emituojantis p–tipo InAs kristalas (žr. 19

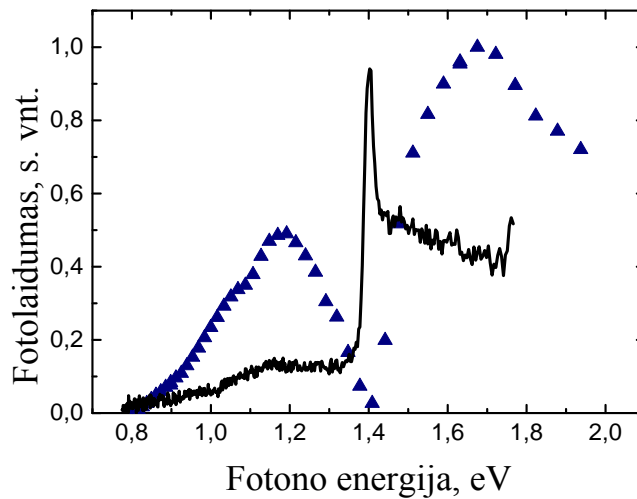
pav.). Viena osciliatoriuje generuojamos spinduliuotės dalis (380 mW) aktyvavo paviršinį THz impulsų šaltinį, o likęs pluoštelis buvo nukreiptas į optinį parametrinį stiprintuvą. Pastarajame pasirinkus norimą bangos ilgį iš stiprintuvo išėjęs 5 mW vidutinės galios lazerio pluoštelis naudotas aktyvuojant fotolaidų detektorius. Lazerio pluoštelis lęšiu buvo fokusuojamas į ~60 μm skersmens dėmelę. Tokia eksperimentinė schema jau buvo naudota tiriant GaAsBi pagrindu pagamintų fotolaidžių detektorių spektrines charakteristikas [157].

Rezultatai

Pikosekundinio fotolaidumo nustatymo eksperimente buvo išmatuota srovė tekanti fotolaidžiu detektoriumi, aktyvuojamu derinamo bangos ilgio lazerio spinduliuote. Detektoriuje sužadinti elektronai visais atvejais buvo greitinami vienodu THz impulso elektriniu lauku, tad užregistruotas signalas buvo proporcingas sužadinto detektoriaus fotolaidumui suintegruotam per THz impulso trukmę. Eksperimentiniai taškai visada buvo registruojami ties THz impulso smaile, kur detektoriumi tekanti srovė yra didžiausia; tokiu būdu buvo stengiamasi išvengti fotosužadintų krūvininkų rekombinacijos įtakos.

Palyginimui spektrinė tiriamųjų bandinių fotolaidumo priklausomybė buvo išmatuota ir fotolaidžių anteną kaupinant pastovia monochromatoriaus spinduliuote. Šiuo atveju prie antenos pridėjus pastovų elektrinį lauką buvo matuojama įtampa, krintanti ant nuosekliai prijungtos apkrovos varžos. Keičiant iš monochromatoriaus išėjusios spinduliuotės bangos ilgį buvo išmatuota fotolaidumo priklausomybė nuo bangos ilgio.

Abiem metodais išmatuotos ŽT GaAs detektoriaus fotolaidumo priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio pavaizduotos 20 pav. Užregistruotuose spektruose matyti, kad detektorius yra fotolaidus žadinant tiek didesnės negu draustinių tarpas energijos ($h\nu_0 > 1,42$ eV), tiek ir mažesnės energijos fotonais. Fotolaidumas stebimas ilgabangėje spektro srityje yra apspręstas elektronų šuolių iš defektų į laidumo juostą. Dvifotonės sugerties įtaka



20 pav. ŽT GaAs atkaitinto 400 °C temperatūroje fotolaidumo spektrai išmatuoti bandinį žadinant femtosekundinio lazerio impulsais (trikampiai) bei monochromatoriaus spinduliuote (kreivė.)

šiuo atveju turėtų būti ganėtinai maža. Remiantis [158], GaAs kristale 1 μm spinduliuotei dvifotonės sugerties koeficientas β yra lygus $\sim 20 \text{ cm/GW}$; didžiausia eksperimente naudotos optinės spinduliuotės intensyvumo vertės siekė apie $I_{\text{opt}} = 7 \text{ GW/cm}^2$, tad dvifotonės sugerties gylis atliekant pikosekundinio fotolaidumo matavimus buvo $L = (\beta \cdot I_{\text{opt}})^{-1} \approx 70 \mu\text{m}$. Tuo tarpu sugerties gylis dėl elektronų šuolių iš defektų į laidumo juostą 1 μm spinduliuotei yra žymiai trumpesnis ir apytikriai lygus 2,5 μm [148]. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad didinant fotono energiją defektų sąlygotas pikosekundinis fotolaidumas taip pat didėja, kol pasiekama maksimali vertė ties $h\nu_0 = 1,2 \text{ eV}$. Pastaroji yra tik apie du kartus mažesnė už vertę gaunamą ties centriniu Ti:Safyro lazeriuose generuojamu dažniu ($h\nu_0 = 1,5 \text{ eV}$). Toliau didinant fotono energiją ($>1,2 \text{ eV}$) yra stebimas pikosekundinio fotolaidumo sumažėjimas. Šioje srityje iš defektų žadinami elektronai įgyja perteklinę energiją, kurios užtenka tam, jog pastarieji būtų žadinami ne tik į Γ , bet ir į aukštesnius L ir X slėnius. Elektronų judris kristalinio GaAs L slėnyje tėra $\sim 500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ [159], o X slėnyje dar mažesnis. Tuo tarpu neatkaitinto ŽT GaAs Γ slėnyje esančių elektronų judrių vertės gali siekti net

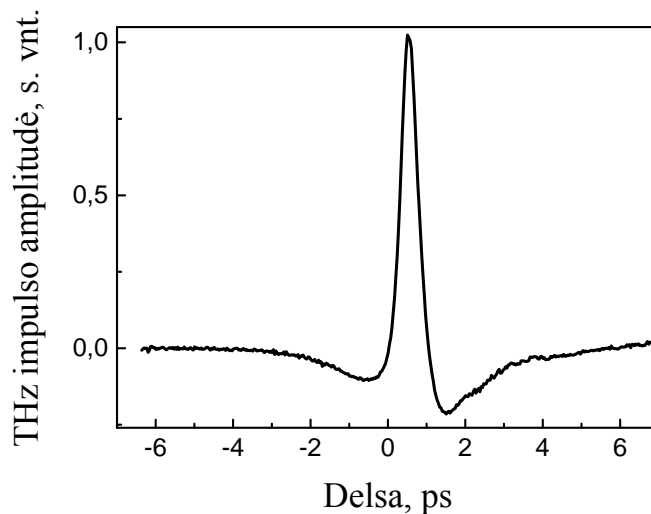
$\sim 1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ [160]. Tad elektronų judrio sumažėjimas dėl sužadavimo į aukštesnius slėnius lemia pikosekundinio fotolaidumo kritimą srityje nuo 1,2 eV iki 1,4 eV.

Didesnių energijų srityje ($>1,42 \text{ eV}$) atsiranda didelis skirtumas tarp registruojamo fotolaidumo impulsinio bei pastovaus kaupinimo matavimuose. Stebint pikosekundinį spektrą, matomas monotoniškas signalo augimas iki pasiekiamos fotonų vertės $\sim 1,7 \text{ eV}$. Yra žinoma, kad tose energijose prasideda elektronų sklaida į aukštesnius laidumo juostos slėnius [161]. Tuo tarpu bandinį žadinant netrūkia spinduliuote visoje srityje stebimas fotolaidumo mažėjimas. Esant fotonų energijoms artimoms draustinių energijų tarpui, fotolaidumo spektre atsiranda smailė. Šioje srityje GaAs sugerties koeficientas dar yra sąlyginai nedidelis, tad didžiausia optinės spinduliuotės dalis yra sugerama SI GaAs padėkle. Pastarajame sužadintų elektronų judris ir gyvavimo trukmės yra didesnės negu ŽT GaAs, o ir pats padėklas daug kartų storesnis, todėl eksperimentinėje kreivėje yra stebimas staigus fotolaidumo užaugimas. Didinant fotono energiją vis didesnė optinio pluoštelio dalis yra sugerama ŽT GaAs sluoksnyje. Pasiekus sugerties gylio vertes, palyginamas su ŽT GaAs sluoksnio storium ($\sim 1,4 \mu\text{m}$), fotosrovę pradeda riboti mažesnis ŽT GaAs elektronų judris, todėl fotolaidumas trumpabangėje srityje ima mažėti.

Apibendrinant galima teigti, kad spektrinė pikosekundinio fotolaidumo priklausomybė yra sudėtingesnė negu gaunama pastovaus kaupinimo atveju. Fotolaidumo priklausomybė nuo bangos ilgio užregistruota praėjus nedideliu laiku tarpui po sužadavimo išsaugo daugiau informacijos apie pradinį elektronų pasiskirstymą; todėl tokio matavimo rezultatai gali būti panaudoti norint nustatyti defektų juostos padėtį ir jos plotį tirtuose sluoksniuose. Išsamesni skaičiavimai, atlikti norint įvertinti šiuos parametrus, yra pateikti kitame skyrelyje.

3.3 Defektų juostos parametrų nustatymas

Šiame skyrelyje bus aptarti teoriniai skaičiavimai, kurių pagalba buvo įvertintos ŽT GaAs (400 °C) ir ŽT In_{0,7}Ga_{0,3}As sluoksnių defektų juostos padėtys bei jų pločiai. Eksperimente THz spinduliuotės šaltiniu buvo naudojamas p–tipo InAs kristalas, kurio paviršių apšvietus femtosekundiniu lazerio impulsu yra stebima intensyvesnė nei iš bet kurių kitų puslaidininkių THz emisija. Kristalo paviršiaus neteisinė poliarizacija laike atkartoja kristalą žadinančio impulso gaubtinę, tokiu būdu į aplinką išspinduliuojant trumpą ~200 fs trukmės THz impulsą. Bandant užregistruoti šį impulsą neišvengiama detektoriaus antenos sąlygotų iškraipymų, dėl kurių trukmė padidėja iki ~0,5 ps (žr. 21 pav.). Visgi šios



21 pav. Iš p-tipo InAs kristalo paviršiaus išspinduliuotas THz impulsas, kuris buvo užregistruotas ŽT GaAs fotolaidžiu detektoriumi aktyvuotu 780 nm bangos ilgio lazerio spinduliuote.

trukmės yra trumpesnės negu elektronų energijos relaksacijos laikas GaAs [162]; tad eksperimente THz impulso elektrinis laukas strobuoja detektoriaus fotolaidumą pradiniu laiko momentu po elektronų sužadavimo lazerio spinduliuote.

Atliekant teorinį modeliavimą detektoriaus fotolaidumas buvo skaičiuotas kaip sužadintų elektronų koncentracijos bei jų judrio sandauga. Eksperimente

antenos laidumas buvo strobuojamas THz impulso elektriniu lauku, kurio trukmė yra mažesnė negu elektronų energijos relaksacijos laikas. Ši sąlyga leido supaprastinti keliamą uždavinį, apsiribojant elektronų monoenergetiniu artiniu [163]; pagal kurią elektronų energija įgyta per optinį krūvininko sužadimą nekinta laike ir priklauso tik nuo žadinančios spinduliuotė bangos ilgio. Elektronų judris laidumo juostoje buvo apspręstas tik sužadavimo metu įgytos perteklinės energijos $\varepsilon_{ex} \approx 0,9 (h\nu - \varepsilon_g)$ ($h\nu$ – fotono energija; E_g – draustinių energijų tarpas). Judrio skaičiavimuose buvo atsižvelgta į kelis sklaidos mechanizmus. Aukštos kokybės kristalinio GaAs atveju dominuoja sklaida poliniais optiniais fononais. Visgi sluoksniuose (tokiuose kaip ŽT GaAs) pasižyminčiuose daugybe defektų, didesnę įtaką turi sklaida neutraliomis bei jonizuotomis priemaišomis [164]. Pasinaudojant [165] buvo apskaičiuota jonizuotų defektų sklaidos sąlygota judrio priklausomybė nuo perteklinės energijos:

$$\mu_{jon}(\varepsilon_{ex}) = \mu_0 \left(\frac{\varepsilon_{ex}}{kT_0} \right)^{1.5} \quad (13)$$

kur elektronų judris juostos apačioje μ_0 yra lygus $138 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Savo ruožtu sklaidos nejonizuotomis priemaišomis įtaka krūvininkų judriui buvo įvertinta pasiremiant [166]. Bendras krūvininkų judris buvo nustatytas pagal Mathiesen taisyklę:

$$\frac{1}{\mu(\varepsilon_{ex})} = \frac{1}{\mu_{neu}(\varepsilon_{ex})} + \frac{1}{\mu_{jon}(\varepsilon_{ex})}. \quad (14)$$

Aukščiau paminėtų sklaidos mechanizmų efektyvumas labai priklauso nuo jonizuotų bei nejonizuotų defektų koncentracijos. Pagal (14) formulę suskaičiuotas elektronų judris ŽT GaAs atkaitintame $400 \text{ }^\circ\text{C}$ ($N_{As}^0 \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) didinant perteklinę energiją išsotina ties $\mu > 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Elektronų perteklinei energijai pasiekus vertes atitinkančias aukštesnių GaAs slėnių padėtis buvo atsižvelgta į elektronų persiskirstymą į šoninius X ir L slėnius. Šiuo atveju slėnių

užpildymas buvo atvirkščiai proporcingas sklaidos į aukštesnius slėnius trukmėms $\tau_{\Gamma,L}$ bei $\tau_{\Gamma,X}$ [165]:

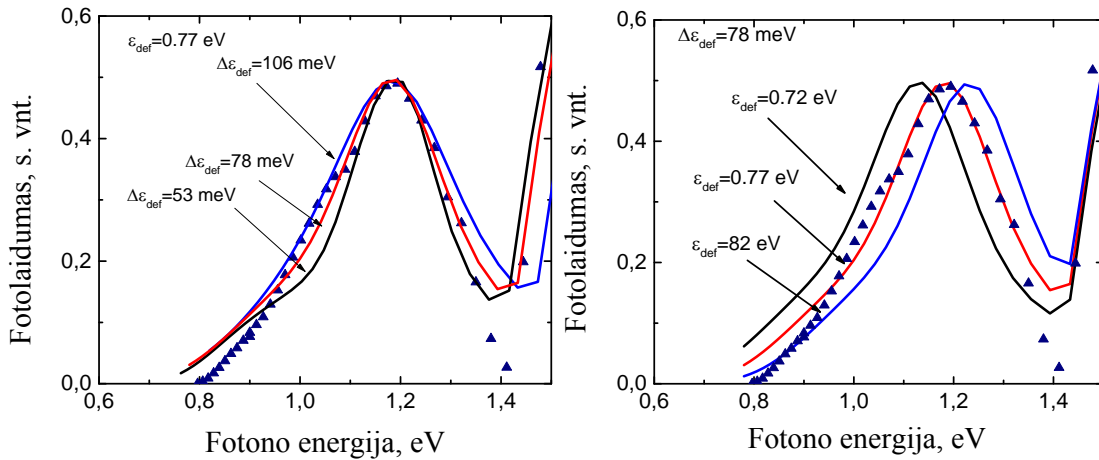
$$\frac{1}{\tau_{\Gamma,i}} = \frac{n_i \cdot D_i^2 \cdot m_i^{3/2}}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \hbar^3 \cdot \omega_0 \cdot \rho} \sqrt{\varepsilon_{ex} - \varepsilon_i}, \quad (15)$$

kur i žymi L ir X slėnių padėtis. n_i – ekvivalenčių slėnių skaičius; D_i – tarp slėninių šuolių deformacinis potencialas; m_i – elektronų būsenų tankio masė; $\hbar\omega_0$ – fonono energija; ρ – medžiagos tankis; ε_i – slėnio padėtis laidumo juostos apačios atžvilgiu. Sužadintų elektronų koncentracija skaičiavimuose buvo nustatyta iš GaAs sugerties kreivės [167].

Skaičiuojant fotolaidumą, atsirandantį dėl elektronų sužadinimo iš defektų į laidumo juostą, buvo laikoma kad būsenų tankio skirstinį defektų juostoje galima aprašyti Gauso funkcija:

$$N_{def}(\varepsilon) = N_0 \exp\left(-\frac{(\varepsilon_{def} - \varepsilon)^2}{2 \cdot \Delta\varepsilon_{def}^2}\right) \quad (16)$$

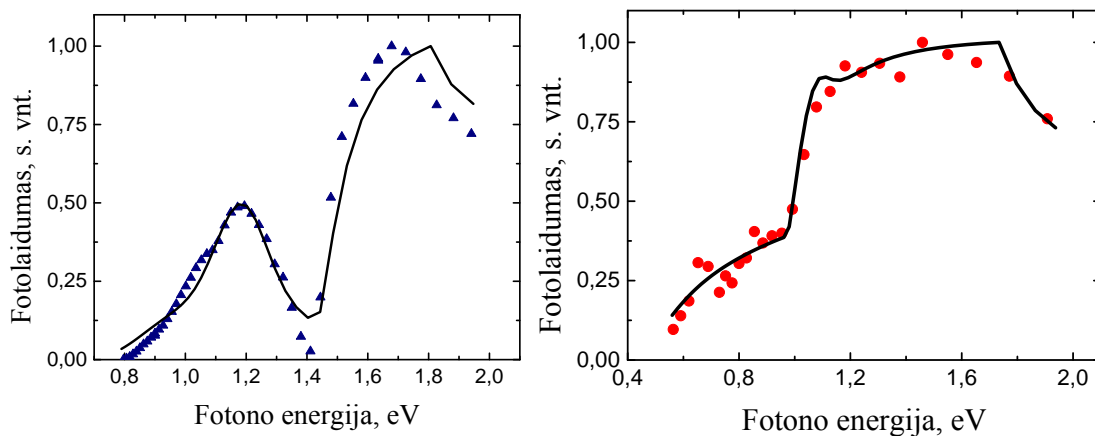
kur N_0 – defektų lygmenų tankis juostos centre; ε_{def} – defektų juostos padėtis; $\Delta\varepsilon_{def}$ – defektų juostos pusplotis. Bendras fotonų pagavimo skerspjūvis kristale buvo skaičiuojamas sumuojant defektų koncentracijos bei būsenų tankio laidumo juostoje sandaugą pagal visas galimas laidumo juostos energijos vertes $\varepsilon_{ex} = h\nu - \varepsilon$. Perteklinei energijai viršijus šoninių slėnių padėtis, buvo laikoma kad elektronai iš defektų yra žadinami tiesiai į X bei L slėnius. Šiuo atveju elektronų santykinis pasiskirstymas tarp slėnių proporcingas galimų būsenų skaičiui slėniuose. Aukščiau aprašyta suma buvo normuojama taip kad ties 1 μm pagavimo skerspjūvis būtų lygus 10^{-16} cm^2 [153]. Tokiu būdu apskaičiavus pagavimo skerspjūvio priklausomybę nuo bangos ilgio, ties išmatuoto fotolaidumo smaile (žr. 21 pav.) ŽT GaAs (400 °C) sugerties koeficientas buvo lygus $0,4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Ši



22 pav. Teorinių skaičiavimų (kreivės) bei matavimų (trikampiai) rezultatų palyginimas: skirtingam defektų juostos pločiui (kairė); skirtingai defektų juostos padėčiai (dešinė).

vertė atitinka kitų autorių atliktus ŽT GaAs optinės sugerties tyrimų rezultatus [148].

Fotolaidumo spektro dalies išmatuotos ilgųjų bangų srityje palyginimas su teorinio modeliavimo rezultatais pateiktas 22 pav. Skaičiavimai buvo atlikti skirtingoms defektų juostos padėties vertėms ε_{def} bei pločiams. Naudotos konstantų vertės paimtos iš šaltinio [168]. Paveikslėlyje 22 matyti, kad defektų sąlygota fotolaidumo kreivė jautresnė defektų juostos padėties ε_{def} pokyčiui, negu



23 pav. Išmatuoti pikosekundinio fotolaidumo spektrai (simboliai) bei teoriniai modeliavimo rezultatai (kreivės): ŽT GaAs (kairėje) ir ŽT InGaAs (dešinėje).

juostos pločio $\Delta\varepsilon_{def}$ kitimui. Geriausiai išmatuotus bei suskaičiuotus rezultatus pavyko sutapatinti parinkus vertes $\varepsilon_{def} = 0,77$ eV bei $\Delta\varepsilon_{def} = 78$ meV.

Paveikslėlyje 23 pavaizduotos kreivės atitinkančios išmatuotas bei apskaičiuotas ŽT GaAs bei ŽT InGaAs fotolaidumo priklausomybes nuo fotono energijos. Atsižvelgiant į ganėtinai grubų skaičiavimo modelį, ŽT GaAs atveju (žr. 23 pav. kairė) stebimas gan geras sutapimas tarp eksperimentinių ir teorinio modeliavimo rezultatų. Panašūs skaičiavimai buvo atlikti ir ŽT InGaAs sluoksniams (žr. 23 pav. dešinė). Gautas dar geresnis sutapimas tarp išmatuotų ir apskaičiuotų verčių negu ŽT GaAs kristalui. Skirtingai nei ŽT GaAs atveju, šiame spektre persikloja fotolaidumo mažėjimas dėl sugerties į šoninius slėnius su juosta – juosta šuolių sąlygotu fotolaidumo augimu. Bandant sutapatinti išmatuotas bei suskaičiuotas kreives gautos defektų juostos padėtis $\varepsilon_{def} = 0,4$ eV bei juostos pločio vertė $\Delta\varepsilon_{def} = 70$ meV artima, ganamai ŽT GaAs sluoksniams. Reikia atkreipti dėmesį, kad ŽT InGaAs sluoksnių stebimas fotolaidumas buvo užregistruotas dar ilgesnių bangų srityje negu ŽT GaAs atveju bei aprėpė technologiškai svarbią 1,55 μm sritį.

Pagrindinės skyriaus išvados

Nustatyta, kad ŽT GaAs žadinant 1 μm bangos ilgio spinduliuote fotolaidumo priklausomybė nuo optinės galios kinta tiesiškai. Tai rodo, kad šių medžiagų fotolaidumas yra apspręstas šuolių iš priemaišinės juostos į laidumo juostą, o ne dvifotonės sugerties. Optinio žadinimo THz zondavimo eksperimentai parode, kad elektronų gyvavimo trukmės ŽT GaAs yra labai trumpos ir nesiekia 1 ps. Savo ruožtu pikosekundinio fotolaidumo priklausomybė nuo bangos ilgio parodė, kad maksimali defektų sąlygotu fotolaidumo vertė yra tik ~ 2 kartus mažesnis, negu 800 nm spinduliuote juosta–juosta žadinant kristalą. Šios savybės atskleidžia, kad ŽT GaAs yra perspektyvi medžiaga ne tik fotolaidžių emiterių aktyvuojamų 1 μm bangos ilgio spinduliuote gamybai. Trumpos fotosužadintų

elektronų gyvavimo trukmės leidžia manyti, kad ŽT GaAs turi visas savybes reikalingas efektyvių THz maišiklių ir detektorių gamybai.

Fotolaidumo priklausomybės nuo bangos ilgio užregistruotos praėjus nedideliam laiko tarpui po sužadavimo išsaugo daugiau informacijos apie pradinį elektronų pasiskirstymą; todėl tokio matavimo rezultatai gali būti panaudoti norint nustatyti defektų juostos padėtį ir jos plotį tirtuose sluoksniuose. Teorinio modeliavimo metu įvertintos ŽT GaAs ir ŽT InGaAs pakeistinių arseno defektų juostų padėtys ir pločiai. ŽT GaAs atveju gautos vertės $\epsilon_{\text{def}} = 0,77$ eV bei $\Delta\epsilon_{\text{def}} = 78$ meV. Savo ruožtu ŽT InGaAs atveju atitinkamai $\epsilon_{\text{def}} = 0,4$ eV bei $\Delta\epsilon_{\text{def}} = 70$ meV.

4 THz optoelektronikos sistemos aktyvuojamos 1 μm bangos ilgio lazerio spinduliuote

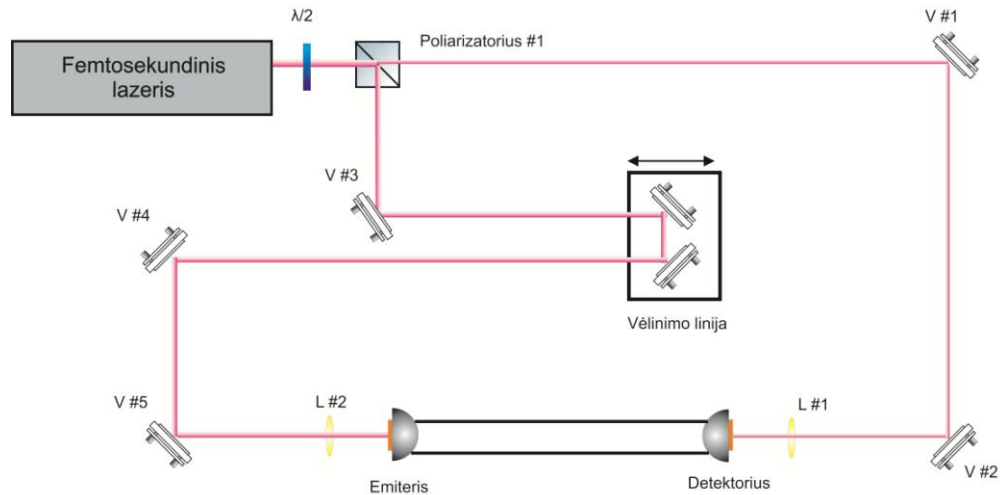
Šioje darbo dalyje kaip THz emiteriai, detektoriai bei THz maišikliai buvo išbandytos aukščiau tirtos ŽT GaAs fotolaidžios antenos. THz maišiklių tyrimuose taip pat pademonstruotos ir charakterizuotos THz pliūpsnių generavimo schemas, kuriose naudoti tiek kietakūnio femtosekundinio lazerio, tiek ir pikosekundinio šviesolaidinio lazerio impulsai.

4.1 ŽT GaAs fotolaidžios antenos, aktyvuojamos 1 μm femtosekundinio lazerio impulsais

Norint išbandyti ŽT GaAs fotolaidžių antenų veikimą aktyvuojant jas 1 μm bangos ilgio spinduliuote, buvo surinkta THz TDS schema. Šioje schemoje ŽT GaAs fotolaidžios antenos buvo išbandytos kaip THz emiteriai ir kaip detektoriai. ŽT GaAs detektoriai buvo palyginti su GaAsBi fotolaidžiomis antenomis, kurios

demonstruoja geriausiai rezultatus tarp komponentų, aktyvuojamų 1 μm bangos ilgio spinduliuotės impulsais.

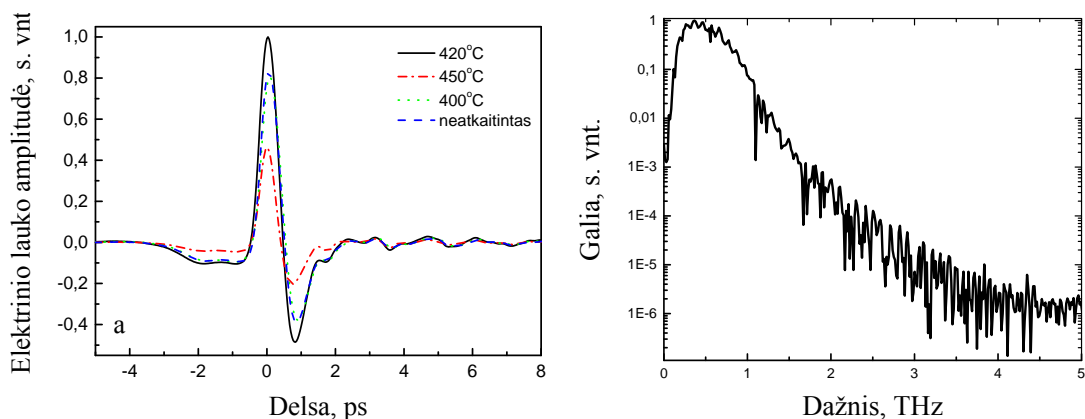
Charakterizuojant ŽT GaAs fotolaidžias antenas kaip THz emiterius ir detektorius buvo naudota THz TDS sistema aktyvuojama 1 μm bangos ilgio „Pharos oscillator“ osciliatoriumi (žr. 24 pav.). Schema yra analogiška spektrinio fotolaidumo schemai pateiktai 19 pav. Šiuo atveju tas pats lazerio impulsas



24 pav. THz TDS principinės schema.

poliarizatoriumi buvo padalintas į du panašios galios impulsus, naudotus apšviečiant fotolaidžius emiterį ir detektorį. THz impulsai buvo registruojami sinchroniniu stiprintuvu, o dažnis sinchronizuojamas optiniu malūnėliu karpant emiterį kaupinančio lazerio pluoštelį.

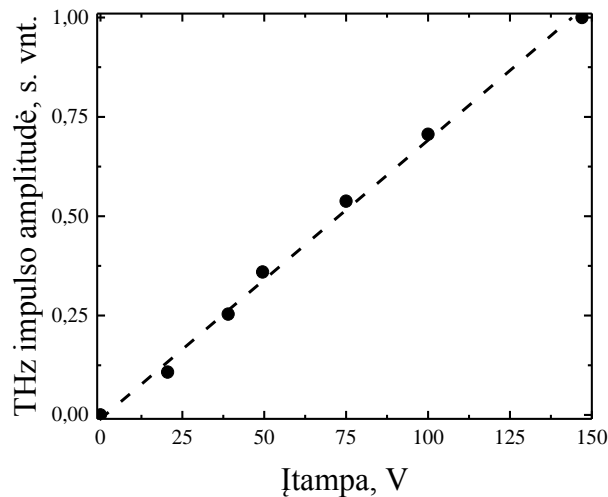
Be anksčiau nagrinėtų ŽT GaAs sluoksnių, papildomai buvo tirti 400 °C, 500 °C bei aukštesnėse temperatūrose atkaitinti bandiniai. Skirtingai nei anksčiau, šie bandiniai nebuvo auginti ant Bragg'o veidrodžio. Eksperimente ŽT GaAs fotolaidžios antenos buvo tiriamos kaip THz impulsų šaltiniai, o pastarųjų registravimui buvo naudojamas iš GaAsBi pagamintas fotolaidus detektorius. Eksperimentinės kreivės, atvaizduojančios išmatuotus rezultatus, yra pateiktos 25 pav. Fotolaidžios antenos pagamintos iš neatkaitinto bei atkaitinto 400 °C ŽT GaAs generavo panašių amplitudžių THz impulsus. Savo ruožtu emiteriai



25 pav. THz impulsai generuoti iš fotolaidžių antenų pagamintų iš ŽT GaAs atkaitinto įvairiose temperatūros bei užregistruoti GaAsBi fotolaidžiu detektoriumi (kairėje). Geriausio emiterio ŽT GaAs atkaitinto prie 420 °C galios spektras (dešinė).

pagaminti iš 420 °C temperatūroje atkaitintų sluoksnių generavo didžiausios amplitudės THz impulsus (žr. 25 pav.). Šie impulsai taip pat pasižymėjo didžiausiomis spektro pločio bei signalo ir triukšmo santykio vertėmis (žr. 25 pav. dešinė), kurios, atitinkamai, buvo lygios 4 THz ir 55 dB. Tokie rezultatai gerai derinasi su gautais praeitame skyrelyje, kur 420 °C atkaitintų sluoksnių THz spinduliuotės sugertis irgi buvo didžiausia. Fotolaidžios antenos pagamintos iš neatkaitinto bei atkaitinto 450 °C sluoksnių generavo mažesnės amplitudės THz impulsus. Tuo tarpu, THz impulsų emisijos iš 500 °C temperatūroje atkaitintos ŽT GaAs fotolaidžios antenos užregistruoti nepavyko.

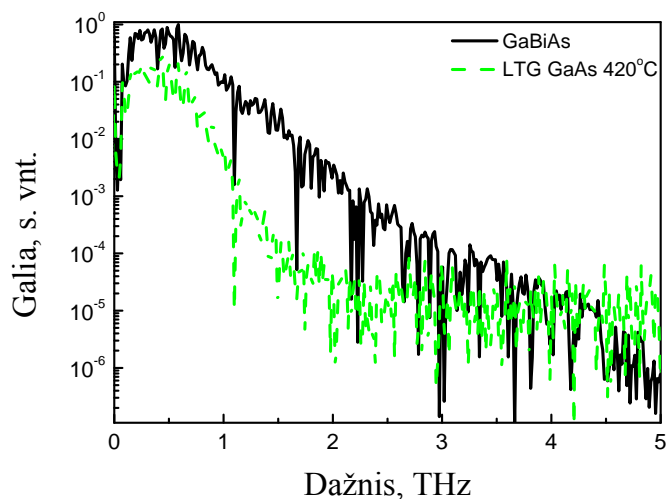
THz impulsų amplitudės priklausomybės nuo pridėtos įtampos tyrimas atskleidė unikalią fotolaidžių antenų pagamintų iš ŽT GaAs savybę. Išmatuota THz impulsų amplitudė tiesiškai didėjo didinant prie antenos prijungtą įtampą (žr. 26 pav.). Didžiausios pridėtos prie 10 μm tarpo elektrodų įtampos vertė buvo 150 V. Eksperimente gauta maksimali pridėto vidutinio elektrinio lauko vertė (>150 kV/cm) yra kelis kartus didesnė, nei pasiekama antenose, pagamintose iš ŽT GaAs sluoksnių atkaitintų aukštesnėse temperatūrose (~50 kV/cm) [169]. Toks elektrinio pramušimo slenksčio padidėjimas ŽT GaAs yra nulemtas vyraujančio šokavimo medžiagos laidumo (*angl. hopping conduction*), pasireiškiančio dėl



26 pav. Normuota THz amplitudės priklausomybė nuo įtampos sugeneruota iš 420 °C temperatūroje atkaitinto ŽT GaAs emiterio.

didelės defektų koncentracijos. Prie antenos prijungus įtampą, šokavimo srovė neleidžia priekatodinėje srityje kauptis elektronams, o prie anodo susidaryti aukštos įtampos sričiai, taip sukurdamą tolygesnį elektrinio lauko pasiskirstymą tarp kontaktų. Tokiu būdu griūtinio pramušimo srovės susiformuoja esant aukštesnėms vidutinėms elektrinio lauko vertėms.

Antroje šio eksperimento dalyje buvo palyginti fotolaidūs detektoriai pagaminti iš ŽT GaAs sluoksnių, pasižymėjusių didžiausiomis indukuoto fotolaidumo vertėmis (sluoksniai, atkaitinti 420 °C temperatūroje), su iš GaAsBi pagamintais fotolaidžiais detektoriais. THz spinduliuotės šaltiniu irgi buvo pasirinkta geriausiai emituojanti fotolaidi antena – 420 °C atkaitintas ŽT GaAs. Užregistruotų impulsų Furjė spektrai pateikti 27 pav. GaAsBi detektoriumi užregistruoto THz impulso spektras pasižymėjo signalo ir triukšmo santykiu siekiančiu 50 dB bei spektro pločiu didesniu negu 3 THz. Tuo tarpu ŽT GaAs detektoriumi užregistruotas Furjė spektras buvo bent du kartus siauresnis ir



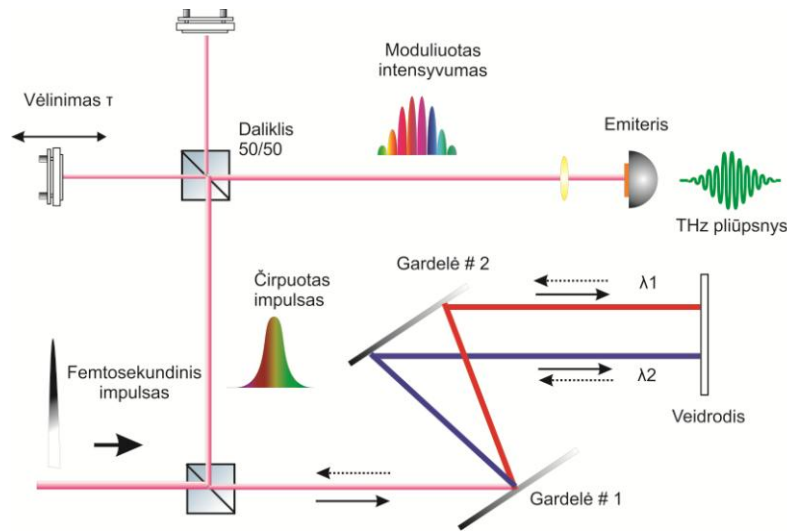
27 pav. GaAsBi bei ŽT GaAs (420 °C) fotolaidžiomis antenomomis užregistruotų THz impulsų Furjė spektrai. THz impulsų šaltinis ŽT GaAs fotolaidi antena.

pasirymėjo ~15 kartų mažesniu dinaminu diapazonu.

4.2 THz pliūpsnių generavimo principai

THz spinduliuotės generavimo maišant du čirpuotus lazerio impulsus principai pirmą kartą pademonstruoti 9-tajame dešimtmetyje A. S. Weling darbuose [145,146]. Skirtingai nei netrūkios spinduliuotės atveju, eksperimente buvo maišomi du faziškai moduluoti/čirpuoti lazerio impulsai. Šiais impulsais apšvietus THz maišiklį, autoriams pavyko sugeneruoti derinamo dažnio, siauro spektro pločio, kelių šimtų pikosekundžių trukmės THz pliūpsnius. Nors generuojami THz impulsai pasirymėjo didesniu spektro pločiu nei gaunami netrūkios generacijos atveju; tačiau ši sistema leido greitai ir paprastai keisti THz spinduliuotės dažnį. Taip pat tokioje sistemoje naudojant vieną lazerį potencialiai galima aprėpti visą THz TDS sistemose pasiekiamą spektro sritį.

Aukščiau minėtame eksperimente naudota schema (žr. 28 pav.) veikė tokiu principu:



28 pav. Principinė fotomaišymo su dviejų gardelių optiniu plėstuvu schema.

Iš pradžių dviejų lygiagrečių difrakcinių gardelių optiniame plėstuve buvo ištempiami femtosekundiniai lazerio impulsai (čirpuojami). Tiesinį lazerio spektrinių komponentių pasiskirstymą, o tuo pačiu ir išplitimą laike, sąlygojo grupinių greičių dispersija, susidariusi dėl kampinės dispersijos gardelėse [170]. Tuomet čirpuoti lazerio impulsai buvo nukreipiami į Maikelsono interferometrą, kur buvo padalinami į du vienodos galios bei poliarizacijos impulsus. Abiejuose interferometro galuose stovintys veidrodėliai atspindėdavo šiuos impulsus atgal pavėlintus vienas kito atžvilgiu per pasirinktą laiko trukmę τ . Tai buvo realizuota vieną iš veidrodėlių sumontavus ant motorizuotos žingsninės linijos. Tokiu būdu interferometro išėjime gauti du erdvėje persiklojantys čirpuoti impulsai vienas kito atžvilgiu pavėlinti per laiko trukmę τ . Tiesinis spektrinių komponentių pasiskirstymas impulse sąlygojo, kad impulsų persiklojimo srityje kiekviename taške momentinis svyravimo dažnis skyrėsi pastoviu dažniu f_0 . Pastarojo dydis buvo tiesiai proporcingas vėlinimo tarp impulsų trukmei τ bei optiniame plėstuve impulsams suteiktos fazinės moduliacijos dydžio. Dėl elektrinių laukų superpozicijos impulsų persiklojimo srities intensyvumas buvo moduluotas optinių mušimų dažniu f_0 . Parinkus tinkamas τ vertes šis dažnis patenka į THz

sritį. Apšvietus THz maišiklį tokio moduluoto intensyvumo impulsais buvo generuojami pasirinkto dažnio, siauro spektro pločio THz pliūpsniai.

Aukščiau aptartu būdu generuojamų THz pliūpsnių savybės yra apspręstos eksperimente naudotų optinio plėstuvo bei femtosekundinio impulso parametrų. Norint rasti ryšį tarp šių parametrų ir THz spinduliuotės savybių, reikia išsamiau panagrinėti kaip kinta lazerio impulsas sklisdamas per atskirus 28 pav. pavaizduotus komponentus. Tarkime, kad lazeris spinduliuoja spektriškai ribotus femtosekundinius impulsus. Labai trumpiems lazerio impulsams dažniausiai galioja sąlyga $\Delta\omega \ll \omega_0$, tad pasinaudojant lėtai kintančios gaubtinės aproksimacija gausinio pluoštelio atveju, elektrinio lauko kitimas laike užrašomas taip:

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma_0^2}\right) \cdot \exp(-i\omega_0 t - i\Phi). \quad (17)$$

E_0 – elektrinio lauko amplitudė; σ_0 – impulso plotis ties e^{-1} ; ω_0 – nešantysis dažnis. Tokius impulsus nukreipus į dviejų lygiagrečių gardelių optinį plėstuvą, pastarajame impulso spektrinės komponentės patiria vėlinimą, tarsi sklįstų terpe pasižyminčia dispersija. Kiekybiškai tokį procesą galima išreikšti Teiloro eilute skleidžiant dažninę impulso fazės priklausomybę:

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + \tau_0(\omega - \omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} + \beta(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (18)$$

kur τ_0 yra grupinis vėlinimas ω_0 atžvilgiu; $1/\mu$ – grupinio vėlinimo dispersija, kur μ – dažnių išbarstymo greitis; β – antros eilės grupinio vėlinimo dispersija; svarbu atkreipti dėmesį į tai, kad τ_0 , μ ir β yra gardelės ir lazerio pluoštelio apspręsti parametrai, priklausantys nuo atstumo tarp gardelių, jų periodo, lazerio spinduliuotės bangos ilgio bei kritimo kampo. Didelio impulso ištempimo atveju ($1/\mu \gg \sigma_0^2$) momentinis lazerio impulso svyravimo dažnis užrašomas tokiu pavidalu:

$$\omega(t) = \omega_0 + \mu \cdot t. \quad (19)$$

Tuomet optiniame plėstuve ištempito lazerio impulso elektrinį lauką galima užrašyti taip:

$$E_{\text{cirp}}(t) \approx E_0 \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_n} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma_n^2}\right) \times \exp\left(-i\omega_0(t + \tau_0) - i\frac{1}{2}\mu t^2 - i\Phi\right), \quad (20)$$

kur $\sigma_n \approx 2/\mu\sigma_0$ yra išplėsto lazerio impulso plotis ties e^{-1} ; Φ – fazė; užrašant, (19) bei (20) atsižvelgta tik į žemesnės negu antros eilės (18) Teiloro skleidimo eilute narius. Patekęs į Maikelsono interferometrą čirpuotas lazerio impulsas yra padalinamas į du tokios pat galios ir poliarizacijos impulsus. Skirtingi optiniai keliai interferometro šakose lemia, kad išėjime turime du persiklojančius impulsus pavėlintus vienas kito atžvilgiu per laiko trukmę τ . Bendras šių impulsų intensyvumas užrašomas taip:

$$I(t) = 1/2 \left(E_{\text{cirp}}\left(t + \frac{\tau}{2}\right) + E_{\text{cirp}}\left(t - \frac{\tau}{2}\right) \right)^2. \quad (21)$$

Į (21) įstačius (20) gauname:

$$I(t) = I^+(t) + I^-(t) + E_0^2 \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_n} \right)^2 \exp\left(-\frac{2t^2}{\sigma_n^2}\right) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_n^2}\right) \times \cos(2\pi f_0 t + \omega_0 \tau). \quad (22)$$

Iš gautos išraiškos (22) jau galima padaryti tam tikras išvadas apie generuojamų THz pliūpsnių savybes. Pirmieji du nariai $I^+(t)$ ir $I^-(t)$ (22) išraiškoje yra santykiečiai lėtai kintančios intensyvumo komponentės susijusios su $I(t)$ intensyvumo gaubtine ir šiuo atveju nėra aktualūs. Savo ruožtu paskutinis sumos narys aprašo intensyvumo moduliaciją optinių mušimų dažniu f_0 :

$$f_0 = \frac{\tau}{\pi\sigma_n\sigma_0} \cong \frac{\mu\tau}{2\pi}. \quad (23)$$

Kaip matyti iš formulės (23) generuojamos THz spinduliuotės dažnis yra tiesiogiai proporcingas gardelės sąlygotos grupinio vėlinimo dispersijos ir vėlinimo interferometre sandaugai. Atlikus išraiškos (22) Furjė transformaciją iš gauto galios spektro galime įvertinti generuojamo THz pliūpsnio spektro plotį:

$$\Delta f \cong \frac{\sqrt{2}\sigma_0\mu}{\pi} = \Delta f_{opt} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_n} \right). \quad (24)$$

Iš (24) matyti, kad generuojamo THz pliūpsnio spektro plotis nepriklauso nuo dažnio f_0 bei yra apspręstas lazerio impulso spektro pločio Δf_{opt} . Didinant femtosekundinio impulso ištempimą, THz pliūpsnio spektro plotis Δf turi proporcingai mažėti. Generuojamų dažnių f_0 sritis (22) išraiškoje yra apspręsta $\exp(-\tau^2/2\sigma_n^2)$ nario, kuris apibrėžia eksponentinį intensyvumo slopimą. Matyti, kad didinant τ intensyvumas sumažės e kartų pasiekus optinių mušimų dažnį f_0 lygų $\sqrt{2}/\sigma_0\pi$.

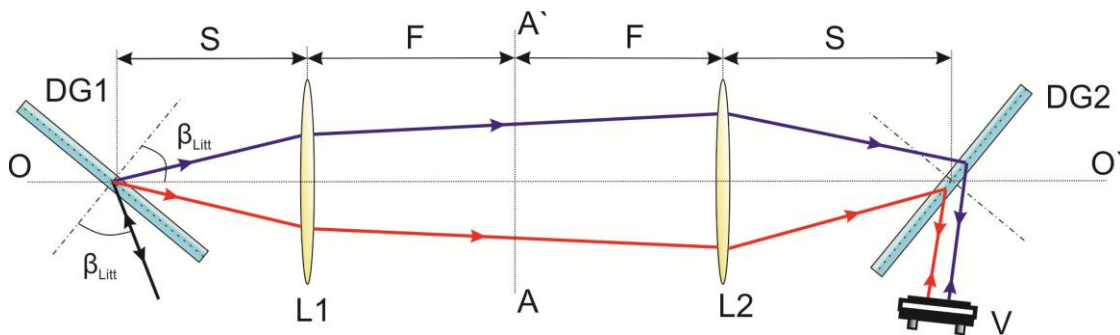
Aukščiau pateiktuose samprotavimuose nebuvo atsižvelgta į grupinio vėlinimo dispersijos (*angl. group delay dispersion*) aukštesnių narių įtaką generuojamo THz pliūpsnio savybėms. Teiloro eilutės skleidime esantis narys β (žr. formulė (18)) nulemia netiesinį čirpuoto impulso spektrinių komponenčių persiskirstymą laike. Tai yra nepageidaujamas reiškinys generuojant THz pliūpsnius. A. S. Weling savo darbe [146] pademonstravo, kad β narys apsprendžia ženklų THz spinduliuotės spektro pločio padidėjimą ir pastovų augimą didinant generuojamą THz dažnį f_0 . Netiesinis spektrinių komponenčių pasiskirstymas čirpuotame lazerio impulse atsakingas už žymiai spartesnę dviejų impulsų superpozicijos intensyvumo $I(t)$ kritimą. Vienas iš sprendimų kaip sumažinti žalingą aukštesnės eilės netiesiškumą įtaką THz pliūpsnių emisijai yra gardelių, turinčių mažesnę periodą, naudojimas [171]. Tokių gardelių β koeficiento vertės yra mažesnės, tad ir aukščiau aptarti efektai pasireiškia silpniau.

4.3 THz pliūpsnių generavimas ištemptais femtosekundiniais impulsais

Atliekant THz pliūpsnių tyrimus naudota schema ekvivalenti pateiktai 28 pav. Generuojami THz pliūpsniai registruoti koherentiškai su fotolaidžia antena pagaminta iš GaAsBi epitaksinių sluoksnių. Eksperimente buvo naudotas firmos

„Šviesos konversija“ pagamintas osciliatorius „Pharos oscillator“. THz pliūpsniai buvo generuojami aukščiau aprašytą būdu modifikuotais femtosekundinio lazerio impulsais žadinant THz maišiklį. Tuo tarpu GaAsBi detektorius buvo aktyvuojamas neištemptais lazerio impulsais.

Šiame darbe femtosekundinių impulsų ištempimui buvo naudojamas kitokios konfigūracijos, negu pavaizduotas 28 pav., optinis plėstuvas. Žemiau pateikta eksperimente naudoto optinio plėstuvo su invertuojančiu teleskopu principinė schema (žr. 29 pav.). Ši schema sudaryta iš dviejų identiško periodo $d^{-1} = 1700 \text{ mm}^{-1}$ pralaidumo gardelių DG1 bei DG2. Šias gardeles yra patogu naudoti, norint į tarpą tarp gardelių įmontuoti optinį teleskopą. Tokiu atveju pastarasis neuždengia į gardelę krintančio lazerio pluoštelio. Ši geometrija taip pat padidina lęšių L1 ir L2 eigą. Achromatiniai lęšiai L1 ir L2 yra vienodo židinio nuotolio ($F = 150 \text{ mm}$) ir schemoje sudaro invertuojantį teleskopą. Tokio teleskopo kampinis didinimas lygus 1, tad papildomos grupinio vėlinimo dispersijos jis nesuteikia. Visgi teleskopo sukurta inversija sąlygojo schemas simetriškumą, tad dešinę jos dalį buvo galima eliminuoti lęšių židinio plokštumoje (AA') pastačius nulinio



29 pav. Principinė dviejų difrakcinių gardelių su teleskopu optinio plėstuvo schema.

kampo veidrodį.

Lazerio impulsu apšvietus difrakcinę gardelę DG1 dėl patirtos kampinės dispersijos spektrinės impulso komponentės atsilenkia skirtingais kampais (žr. 29 pav.). Sklisdamos skirtingais optiniais keliais jos pasiekia gardelę DG2, kompensuojančią DG1 suteiktą kampinę dispersiją, tad difragavusios spektrinės

lazerio komponentės yra sukolimuojamos. Dėl optinių kelių skirtumo spektrinės impulso komponentės pasiskirsto laike, taip ištempdamos lazerio impulsą. Plėstuve suteiktos grupinio vėlinimo dispersijos dydis bei ženklas buvo pasirenkami keičiant atstumą S tarp teleskopo lęšio ir gardelės [172]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{16\pi^2 c}{\omega_0^3 d^2 \cos^2(\beta_{Litt})} (F - S). \quad (25)$$

Esant $S > F$ optinis plėstuvas pasižymi neigiama dispersija, o impulsui suteikiamas neigiamas čirpas. Priešinga situacija gaunama esant $S < F$, stebima teigiama dispersija bei suteikiamas teigiamas čirpas. Šiame eksperimente buvo dirbama teigiamos dispersijos srityje, t.y. $S < F$.

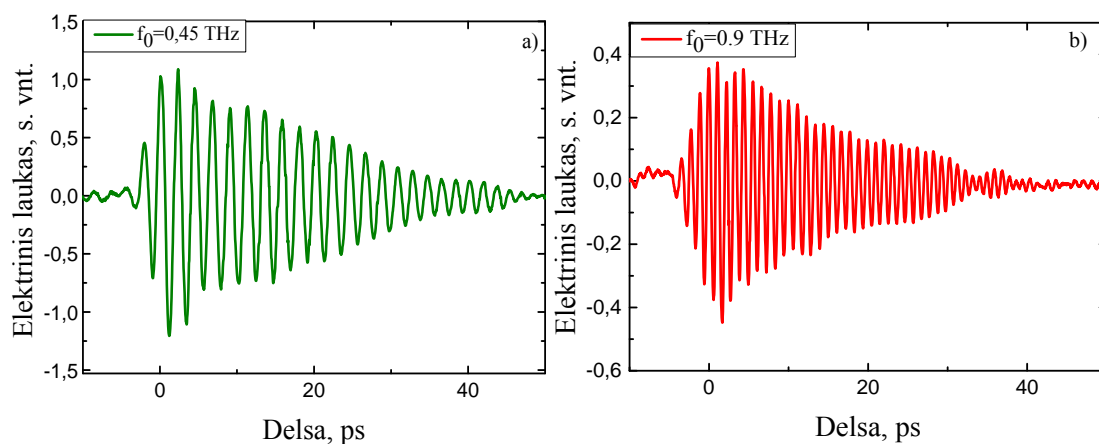
Atsižvelgus į baigtinius lazerio pluoštelio matmenis, optiniam plėstuvui bei sistemos justiravimui keliami papildomi reikalavimai. Norint išvengti astigmatinių pluoštelio aberacijų gardelė turi būti naudojama Littrow konfigūracijoje, kuomet kritimo ir pirmojo difrakcijos maksimumo kampai yra vienodi [173]; mūsų atveju Littrow kampas buvo lygus $\beta_{Litt} = 61,7^\circ$. Kitais atvejais stebimas astigmatines aberacijas galima sumažinti gerinant pluoštelio sukolimavimą. Dar vienas nepageidaujamas efektas, kuris pasireiškia optiniam plėstuvui su invertuojančiu teleskopu – tai šoninis spektrinių komponentių persiskirstymas (*angl. lateral walk-off*). Šis efektas atsiranda bandant į DG2 gardelę sufokusuoti lazerio impulso spektrines komponentes (žr. 29 pav.). Pastarosios persiskirsto skersai pluoštelio, todėl gali atsirasti impulso fronto pakreipimas (*angl. front-tilt*) [174]. Siekiant to išvengti, galima didinti į DG1 gardelę krintančio pluoštelio skersmenį bei gerinti pluoštelio sukolimavimą. Kitas būdas naudotas ir šiame darbe, susiveda į nulinio kampo veidrodėlio (žr. 29 pav. V), nukreipiančio lazerio pluoštelį atgal į plėstuvą panaudojimą. Tokiu būdu, pagal spindulių apgrąžos taisyklę šoninis spektrinių komponentių persiskirstymas bus kompensuotas, o pats impulsas dar labiau ištempiamas. Šiuo atveju nebelieka reikalavimo naudoti didelio skersmens gerai

sukolinuoto pluoštelio. Visgi didelis praėjimų net ir per skaidrintą gardelę skaičius, sąlygoja kad pluoštelis gali netekti iki pusės savo turėtos energijos.

Rezultatai

Šiame darbe pirmą kartą išbandyta THz pliūpsnių generavimo sistema aktyvuojama 1 μm bangos ilgio lazerio impulsais. Pirmoje eksperimento dalyje buvo išmatuotos ir įvertintos pagrindinės sistemos charakteristikos. Tuo tikslu anksčiau tirtos ŽT GaAs bei GaAsBi 24 fotolaidžios antenos naudotos kaip THz fotomaišytuvai. ŽT GaAs atveju THz pliūpsniai buvo generuojami fotolaidžią anteną apšvietus 70 mW vidutinės galios ~ 41 ps trukmės impulsais; taip pat prie antenos buvo prijungta 70 V pastovi įtampa. Savo ruožtu GaBiAs fotomaišytuvai buvo žadinami 24 mW optine galia prijungus 50 V įtampą. Kelių skirtingų dažnių THz pliūpsnių laikinės registruojamo lauko priklausomybės pavaizduotos 30 bei 31 paveiksliukuose.

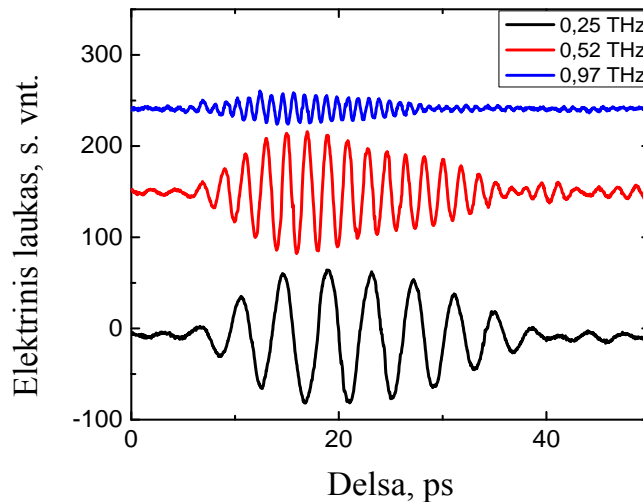
Matyti, kad GaAsBi fotolaidžiomis antenomis užregistruoti THz pliūpsniais nėra simetriškos Gauso formos. Tokia forma galėjo atsirasti dėl santykinai ilgų elektronų pagavimo trukmių ($t_{\text{gyv}} = 2,3$ ps) emiterio medžiagoje. Taip pat tokią impulsų formą galėjo nulemti iš atskirų Maikelsono interferometro



30 pav. GaAsBi fotomaišytuvu generuojamų THz pliūpsnių laikinės priklausomybės.

šakų sklindančių pluoštelių netikslus sukolimavimas. Tad srityje kur čirpuoti

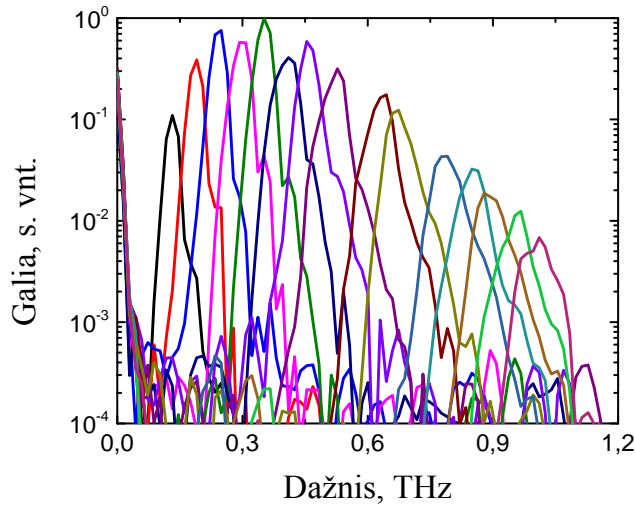
lazerio impulsai persikloja geriau yra stebimi didesnės amplitudės elektrinio lauko svyravimai. Kelių skirtingų dažnių THz pliūpsniai generuoti ŽT GaAs maišikliu pavaizduoti 31 pav. Šiuo atveju gauti labiau simetriškos formos impulsai. Išmatuotas sistemos generuojamų THz pliūpsnių perderinimo diapazonas abiem atvejais buvo panašus. Keičiant vėlinimą tarp čirpuotų lazerio



31 pav. THz pliūpsnių elektrinio lauko priklausomybė nuo delsos.

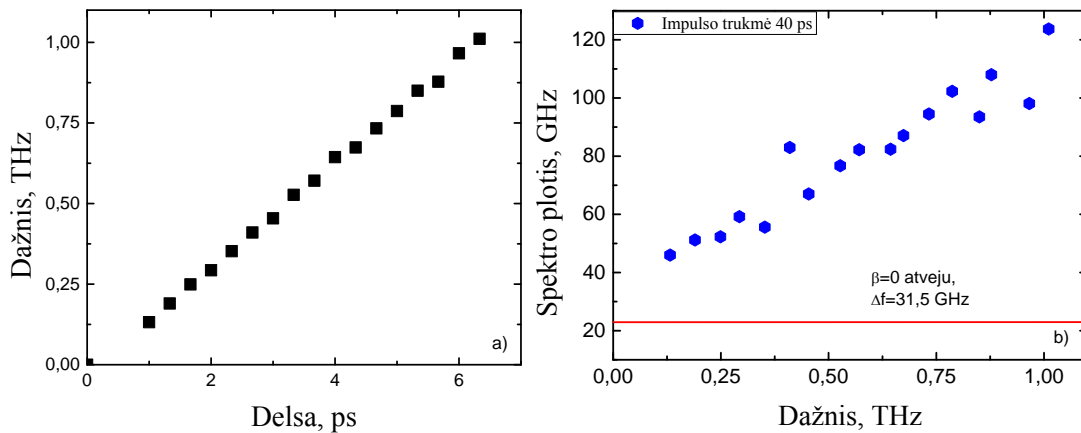
impulsų nuo 1 iki ~6,3 ps buvo užregistruoti pliūpsniai dažnių srityje nuo 0,13 THz iki 1 THz. Žinant generuojamų pliūpsnių dažnio priklausomybę nuo vėlinimo buvo nustatyta lazerio impulso čirpo vertė $\mu = 1,04 \text{ rad/ps}^2$. Panašus rezultatas gaunamas ir teoriškai apskaičiavus pagal (25) $\mu = 1,29 \text{ rad/ps}^2$. Šį nesutapimą galima paaiškinti papildomo čirpo susidarymu, kol sklisdamas optiniais komponentais lazerio pluoštelis pasiekia stendą. Išmatuoto ir apskaičiuoto čirpo dydis sutaptų, jei padidintume lazerio impulso trukmę iki 130 fs. Toks padidėjimas yra gana realus.

Atlikus ŽT GaAs fotomaišytuvu emituotų THz pliūpsnių laikinių kreivių Furjė transformaciją buvo nustatytos impulsų spektrinės priklausomybės (žr. 32 pav.). Iš paveikslėlio matyti, kad užregistruotų impulsų galios priklausomybė nuo dažnio pasiekia savo maksimalią vertę ties ~0,33 THz. Savo ruožtu registruojamų pliūpsnių signalo ir triukšmo santykis ties maksimalia verte siekia 40 dB. Spartus



32 pav. ŽT GaAs fotomaišytuvu emituoti skirtingo dažnio THz pliūpsnių galios spektrinės funkcijos.

užregistruotų impulsų galios slopinimas tikriausiai atsiranda dėl THz emiterio ir detektoriaus antenų rezonansinio atsako. Iš THz pliūpsnių galios spektrinio tankio buvo nustatyta generuojamo dažnio priklausomybė nuo vėlinimo τ bei spektro pločio priklausomybė nuo optinių mušimų dažnio f_0 (žr. 33 pav.). Kaip ir numatyta pagal (23) išraišką, buvo gauta tiesinė generuojamo dažnio priklausomybė nuo τ . Tuo tarpu paveikslėlyje 33 b pavaizduota spektro pločio priklausomybė nuo dažnio. Didinant dažnį f_0 nuo 0,13 iki ~ 1 THz, generuojamų



33 pav. Generuojamų THz pliūpsnių a) dažnio priklausomybė nuo vėlinimo tarp impulsų; b) spektro pločio priklausomybės nuo dažnio.

pliūpsnių spektro plotis tiesiškai didėjo nuo ~44 iki ~125 GHz. Grafike linija taip pat atidėtos spektro pločio vertės suskaičiuotos pagal (24) išraišką, gaunama laikant, kad trečios eilės dispersija nepasireiškia ($\beta = 0$). Skaičiavime neištempto lazerio impulso trukmė buvo lygi 130 fs. Skirtumas tarp eksperimentinių ir apskaičiuotų verčių rodo, kad kubinis trečios eilės dispersijos narys β turi svarų indėlį dviejų čirpuotų lazerio impulsų interferencijai, o kartu stebimiems THz pliūpsniams. Šis veiksnys nulemia netik stebimą spektro pločio padidėjimą bet ir optinių mušimų intensyvumo sumažėjimą. Mūsų plėstuvo atveju β parametras buvo suskaičiuotas (25) išraišką išdiferencijavus pagal optinį dažnį ω ($\beta = d(1/\mu)/d\omega$). Nustatyta β vertė yra lygi $1,52 \times 10^{-39}$ rad/ps³. Ji nedaug skiriasi nuo gautos aukščiau minėtame A. S. Weling eksperimente [146], kur buvo stebimas stiprus impulsų kryžminės koreliacijos intensyvumo mažėjimas didinant optinių mušimų dažnį f_0 . Tad galima daryti išvadą, kad spartus generuojamų pliūpsnių galios slopinimas (žr. 32 pav.) taip pat yra įtakotas ir dviejų čirpuotų impulsų interferencijos intensyvumo slopinimo dėl aukštesnės eilės dispersijos narių įtakos.

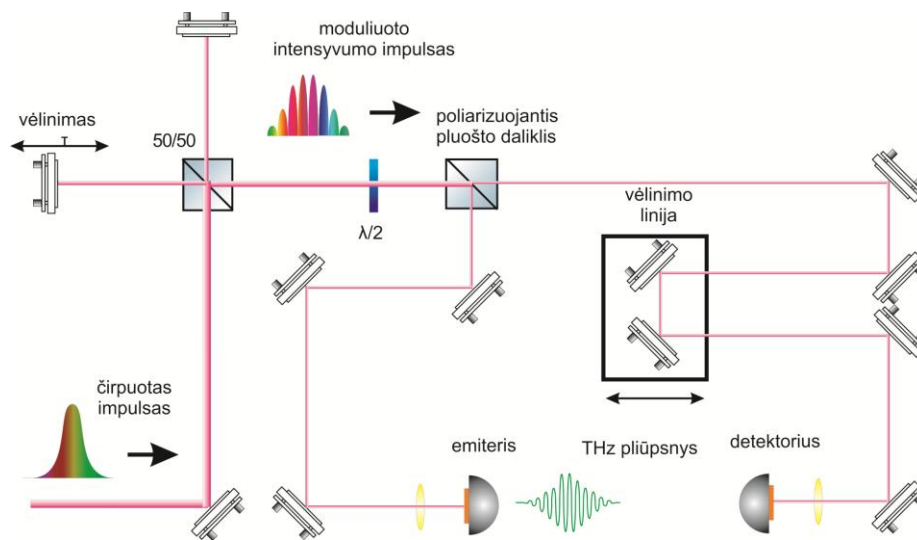
4.4 THz pliūpsnių generavimas šviesolaidinio pikosekundinio lazerio impulsais.

Praeitame skyrelyje buvo pademonstruota, kad maišant du čirpuotus lazerio impulsus galima generuoti siauro spektro pločio THz pliūpsnius. Vienas iš tokios sistemos privalumų yra galimybė gana paprastai parinkti generuojamų impulsų dažnį – tiesiog Maikelsono interferometre keičiant vėlinimą tarp dviejų lazerio impulso dalių. Visgi sistema nėra praktiška, nes ją sudaro gremėzdiškas lazerio impulsų optinis plėstuvas. Šis komponentas atsakingas ne tik už impulso ištempimą bet ir už žalingus efektus susidariusius dėl aukštesnės eilės dispersijos narių. Tad aukščiau pateiktos sistemos parametrai bei taikymo galimybės yra apribotos neefektyvaus ir didelių gabaritų optinio plėstuvo. Kompaktiškesnė

aukščiau pateiktos sistemos modifikacija buvo pasiūlyta J. Stigwall darbe [175]. Vietoj kietakūnio lazerio buvo naudotas šviesolaidinis erbio lazeris emituojantis 1,55 μm bangos ilgio spinduliuotę. Savo ruožtu optinių impulsų ištempimui vietoj laisvoje erdvėje veikiančių gardelių ar čirpuotų šviesolaidžių buvo panaudota kelių kilometrų ilgio vienmodžio šviesolaidžio gija. Impulso komponentų patiriama grupinių greičių dispersija šviesolaidinėje gijoje sąlygojo tiesinio impulso čirpo susidarymą. Autokoreliacijos eksperimento metu buvo stebėti $f_0 = 0,725$ THz dažnio optiniai mušimai. Efektyviai veikiančių fotomaišytuvų, aktyvuojamų 1,55 μm lazerio bangos ilgio spinduliuote, stoka lėmė, kad tokio tipo sistema nebuvo realizuota.

Šiame darbe pirmą kartą buvo pademonstruota šviesolaidiniu lazeriu aktyvuojama kompaktiška THz pliūpsnių emisijos sistema. Tiesiškai čirpuoti lazerio impulsai, emituojami tiesiai iš šviesolaidinio iterbio lazerio ($\lambda_0 = 1053$ nm), buvo naudoti aktyvuojant fotomaišytuvą. Tokia sistema yra kompaktiškesnė bei daug paprastesnė negu jos pirmtakas aprašytas praeitame skyrelyje.

Eksperimentinė THz pliūpsnių charakterizavimo schema aktyvuojama su pikosekundinio šviesolaidiniu lazerio impulsais pavaizduota 34 pav. Šios schemas



34 pav. Principinė THz pliūpsnių generavimo schema su pikosekundiniu šviesolaidiniu lazeriu. veikimo principas yra analogiškas kaip anksčiau aprašytos THz TDS sistemos.

Esminis skirtumas yra toks, jog šiuo atveju sistema yra aktyvuojama moduliuto intensyvumo pikosekundiniais impulsais sklindančiais iš Maikelsono interferometro. Tuomet lazerio pluoštelis poliarizuojančiu dalikliu yra padalinamas į dvi dalis. Viena dalis veidrodėliais yra nukreipiama į THz maišiklį, kuriame yra generuojami THz pliūpsniai. Kita dalis moduliuto intensyvumo pluoštelio per vėlinimo linija yra nukreipiama į detektorių. Apšviestus fotolaidų detektorių dažniu f_0 moduliuto intensyvumo impulsu, pastarojo fotolaidumas yra moduluojamas šiuo dažniu. Signalo įrašymas vyksta stumdant vėlinimo liniją, taip keičiant delną tarp detektorių žadinančio lazerio impulso ir THz pliūpsnio. Tokiu būdu srovė užregistruojama detektoriuje bus lygi fotolaidumo ir THz pliūpsnio elektrinio lauko konvoliucijai:

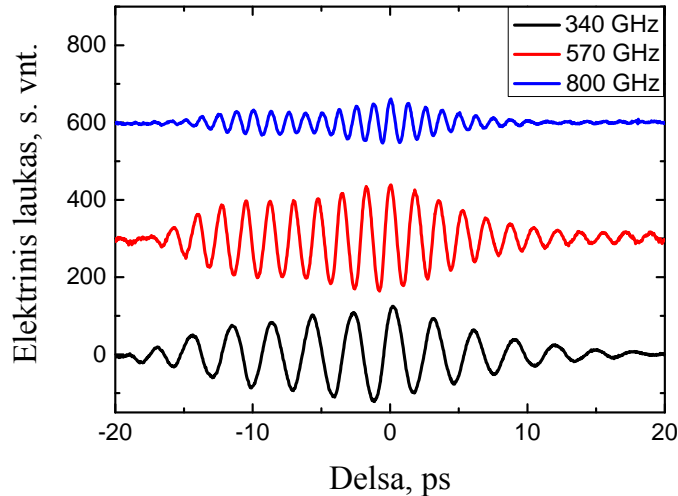
$$I(\tau) = e\mu \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot n(t - \tau) dt. \quad (26)$$

kur e – elektrono krūvis; μ – elektronų judrį; Tokiu būdu registravimo metodika sąlygoja, kad dviejų vienodų impulsų konvoliucijos atveju yra įrašoma dvigubai ilgesnė negu patys impulsai interferograma. Atlikus tokios interferogramos Furjė transformaciją, pagal konvoliucijos teoremą gauta spektrinė funkcija bus sudaryta iš THz pliūpsnio ir detektoriaus fotolaidumo spektrinių funkcijų sandaugos. Tad užregistruotos srovės spektras atvaizduos generuojamų THz pliūpsnių galios spektrinę priklausomybę.

Antroje eksperimento dalyje buvo išmatuotos generuojamų THz pliūpsnių galios priklausomybė nuo dažnio. Šiuo atveju matavimo schemeje fotolaidus detektorius buvo pakeistas nekoherentiniu galios matuokliu. Tam tikslui buvo panaudota Golay celė, kurios atsakas yra 10^5 V/W, o ekvivalentaus triukšmui signalo galia NEP (*angl. Noise equivalent power*) lygia $1,4 \times 10^{-12}$ W/Hz^{1/2} esant 20 Hz sinchronizavimo dažniui. Taip pat šis prietaisas pasižymi tiesiniu atsaku visoje generuojamų dažnių srityje.

Rezultatai

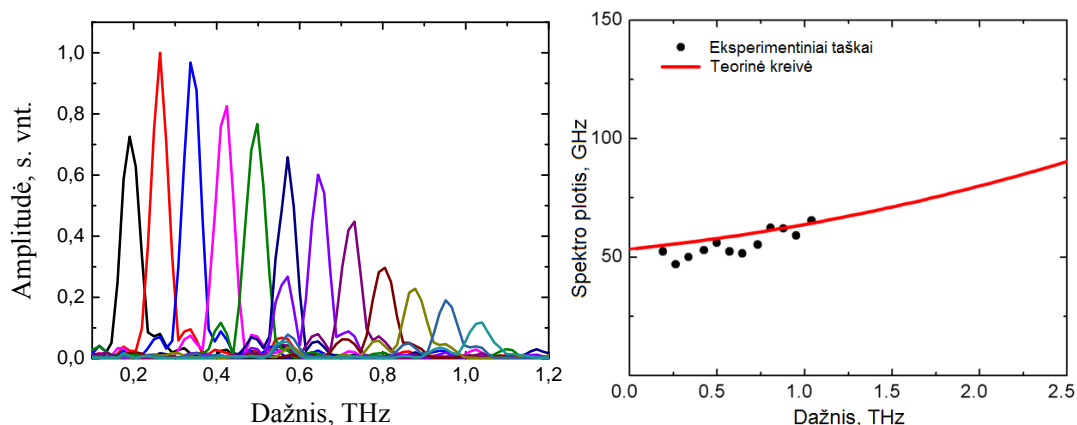
THz pliūpsnių sistema, aktyvuojama 1 μm šviesolaidinio lazerio impulsais,



35 pav. Įvairių dažnių THz pliūpsnių laikinės priklausomybės.

buvo charakterizuota naudojant dvi GaAsBi pagrindu pagamintas fotolaidžias antenas kaip THz spinduliuotės šaltinį ir detektorį. Paveikslėlyje 35 pavaizduotos THz pliūpsnių laikinės priklausomybės ties keliais skirtingais dažniais. Keičiant vėlinimą τ tarp interferometro šakų nuo 0,8 iki 4,5 ps buvo išmatuoti THz pliūpsniai, kurių dažnis kito nuo 0,19 iki 1 THz. Gauta tiesinė dažnio f_0 priklausomybė nuo vėlinimo τ , iš kurios buvo įvertintas lazerio impulso čirpo dydis $\mu = 1,37 \text{ rad/ps}^2$.

Paveikslėlyje 36 kairėje yra atidėtos generuojamų THz pliūpsnių amplitudės bei spektro pločio priklausomybės nuo dažnio. Eksperimente keičiant generuojamų THz impulsų dažnį nuo 0,19 THz iki 1 THz, stebėtas spektro pločio augimas nuo 50 iki 65 GHz (žr. 36 pav. dešinėje). Deja, didesnio dažnio laikinių priklausomybių koherentiškai užregistruoti nepavyko, dėl staigaus detektoriaus bei emiterio antenų stiprinimo mažėjimo aukštesnių dažnių srityje, bei dėl gan ilgų krūvininkų gyvavimo trukmių detektoriuje ($\sim 1,3 \text{ ps}$).



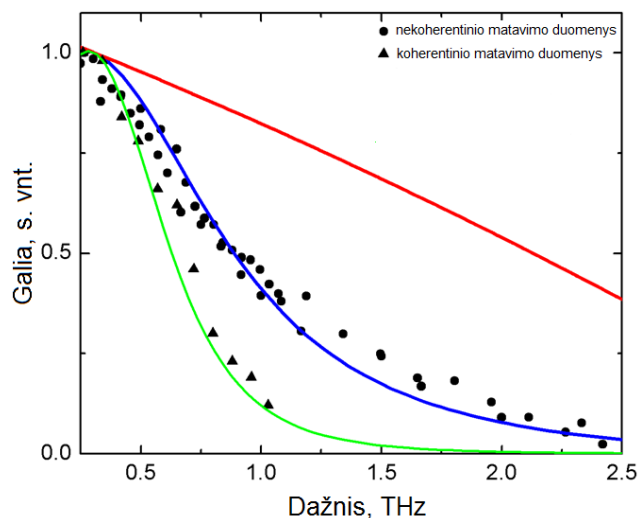
36 pav. Įvairių dažnių THz pliūpsnių Furjė spektrai (kairė) bei spektro pločio priklausomybės nuo dažnio (dešinė).

Golay cele išmatavus THz pliūpsnių galios priklausomybę nuo dažnio, buvo nustatyta, kad pasiekus 1,1 THz dažnių ribą generuojama galia sumažėja e kartų (žr. 37 pav.). Ši vertė yra didesnė negu gaunama koherentinio registravimo atveju ($\sim 0,7$ THz). Tai rodo, kad tokios sistemos veikimas yra apribotas neefektyvaus THz detektoriaus bei netinkamo jo antenos dizaino. Išmatuota vidutinė THz pliūpsnių galia ties 0,3 THz siekė 9 nW. Tad optinės į THz spinduliuotę vertimo koeficientas buvo lygus $-0,46 \times 10^{-6}$. Užregistruota galios vertė yra apie 10 kartų mažesnė negu gauta darbe [176]. Toks skirtumas gali būti nulemtas kelių priežasčių: apšviečiamas antenos tarpas mūsų eksperimente yra 10 kartų didesnis, kitoks kaupinančio lazerio bangos ilgis bei sistemos optimizavimo stoka.

Norint paaiškinti mažesnes generuojamų THz pliūpsnių spektro pločio vertes reikia atsižvelgti į lazerio čirpo susidarymo ypatumus šviesolaidyje. Skirtingi grupinio vėlinimo dispersijos mechanizmai dviejų gardelių optiniame plėstuve ir 20 m šviesolaidinėje gijoje, nulemia kiek kitokias čirpuotų lazerio impulsų savybes. Grupinių greičiu dispersija pasireiškianti kvarco skaiduloje sąlygoja tiesinį spektrinių komponentių persiskirstymą lazerio impulse. Visgi trečios eilės dispersija bei fazės savimoduliacija įveda čirpo netiesiškumą.

Praeitame skyrelyje buvo aprašyta, kaip trečios eilės dispersija nuslopina dviejų optinių impulsų interferenciją bei padidina generuojamų pliūpsnių spektro plotį. Šio metodo pranašumas generuojant čirpuotus lazerio impulsus išryškėja atkreipus dėmesį į tai, kad šviesolaidinėje gijoje trečios eilės dispersiją galima kompensuoti priešingo ženklo netiesišku – fazės savimoduliacija [177]; šitaip pagerinat generuojamų THz pliūpsnių charakteristikas. Visgi šiame darbe naudotame lazeryje buvo tik pademonstruota tokia galimybė, tačiau sistema nebuvo pilnai optimizuota.

Norint skaitmeniškai įvertinti THz pliūpsnių charakteristikas, lazerio impulso patirta dispersija šviesolaidyje buvo nustatyta išsprendus netiesinę Schrödinger'io tipo lygtį [147]. Tokiu būdu sumodeliuoti lazerio impulsų spektrai



37 pav. THz pliūpsnių galios spektrinė priklausomybė išmatuota koherentiniu detektoriumi (trikampiai) ir Golay cele (apskritimai). Teorinio modeliavimo rezultatai atvaizduoti vientisomis kreivėmis.

bei trukmės gerai sutapo su išmatuotais. Toliau buvo atlikti analogiški praeitame skyrelyje aprašytiems čirpuotų impulsų intensyvumo moduliacijos skaičiavimai. Gauti rezultatai buvo palyginti su eksperimentiškai nustatytais spektro pločio (žr. 36 pav. dešinė) bei THz pliūpsnių galios matavimų vertėmis (žr. 37 pav.). Teoriškai apskaičiuotos spektro pločio vertės lėtai didėjo didinant THz pliūpsnių

dažnį ir ties 1 THz tesiekė 65 GHz. Minėti rezultatai sutapo su spektro pločio vertėmis nustatytomis iš interferogramų Furjė spektrų (žr. 36 pav. dešinė). Palyginti su rezultatais gautais praeitame skyrelyje, šiuo atveju stebimi mažesnio spektro pločio THz pliūpsniai. Tai gali būti paaiškinta mažesne trečios eilės dispersija šviesolaidyje bei dalinės jos kompensacijos dėl fazės savimoduliacijos efekto. Taip pat teorinio modeliavimo rezultatai leido nustatyti čirpuotų lazerio impulsų intensyvumo autokoreliacijos kitimą didinant dažnį f_0 . Gautas ganėtinai lėtas slopimas, kur intensyvumas e kartų sumažėja tik ties 2,5 THz (žr. 37 pav. raudona kreivė). Šis rezultatas atitiktų fotolaidaus emiterio, kurio antena pasižymi pastoviu stiprinimu visoje generuojamų dažnių srityje.

Paveikslėlyje 37 yra pateikti fotolaidžios antenos spektrai gauti iš koherentinių (0,7 THz) bei nekoherentinių (1,1 THz) matavimų ir suskaičiuoti iš intensyvumo autokoreliacijos (2,5 THz). Norint paaiškinti tokius rezultatus reikėtų atsižvelgti į žemiau pateiktus argumentus. Golay cele užregistruotas spektras susideda fotolaidžios antenos stiprinimo priklausomybės nuo dažnio padaugintos iš dviejų čirpuotų lazerio impulsų autokoreliacijos spektro. Skaičiuojant fotolaidžios antenos dažninę priklausomybę, pastaroji buvo aproksimuota rezonansine slopstančio harmoninio osciliatoriaus kreive. Savo ruožtu dviejų čirpuotų impulsų intensyvumo autokoreliacijos priklausomybė nuo dažnio buvo apspręsta impulso parametrų ir ji yra ganėtinai plokščia (žr. 37 pav. raudona kreivė). Tad išmatuotas su Golay cele fotolaidaus maišytuvo spektras buvo aproksimuotas intensyvumo kitimo kreive padauginta iš rezonansinės osciliatoriaus kreivės. Geriausias sutapimas tarp teorinių skaičiavimų ir eksperimentinių verčių buvo gautas (mėlyna kreivė) parinkus osciliatoriaus centrinį dažnį $\nu_0 = 0,3$ THz bei Lorentzo funkcijos plotį $\Gamma = 1,1$ THz. Koherentinio registravimo atveju, išmatuotas spektras papildomai yra įtakotas ir detektoriaus antenos atsako funkcijos. Skaičiavimuose laikyta, kad emiterio ir detektoriaus antenos yra vienodos. Tokiu būdu gautos teorinės vertės (žalia kreivė) gan gerai atitinka matavimo rezultatus (trikampiukai). Iš pateiktų 37 pav.

rezultatų akivaizdu, kad sistemos generuojamų dažnių sritis yra apribota antenos atsako.

Pagrindinės skyriaus išvados

Ištyrus eilę iš ŽT GaAs sluoksnių, atkaitintų įvairiose temperatūrose, pagamintų optoelektroninių komponentų buvo nustatyta, kad efektyviausiai THz spinduliuotę emituoja iš 420 °C temperatūroje atkaitintų sluoksnių pagaminti emiteriai. Kita vertus, ŽT GaAs fotolaidžios antenos buvo prastesni THz detektoriai negu iš GaAsBi pagamintos fotolaidžios antenos.

Išbandyta THz pliūpsnių generavimo sistema, kurioje čirpuoti impulsai buvo gaunami dviejų difrakcinių gardelių optiniu plėstuvu ištempiant femtosekundinio Yb:KGW lazerio impulsus. Fotolaidžios antenos pagamintos iš ŽT GaAs ir GaAsBi sluoksnių buvo naudotos kaip THz maišytuvai. Maksimalus generuojamų THz pliūpsnių dažnis siekė 1 THz, o pliūpsnio spektro plotis >100 GHz. Taip pat pirmą kartą buvo pademonstruota THz pliūpsnių generavimo sistema aktyvuojama čirpuotais pikosekundinio skaidulinio lazerio impulsais. Ši sistema yra pranašesnė už sistemą, naudojančią ištemptus femtosekundinio lazerio impulsus, nes yra kompaktiškesnė. Taip pat tokioje sistemoje yra mažesnė trečios eilės dispersija, kurią galima papildomai sumažinti pasinaudojant fazės savimoduliacijos efektu. Tai lėmė didesnę tokios sistemos generuojamų dažnių sritį, kuri siekė ~2,5 THz bei mažesnę generuojamų impulsų spektro plotį (65 GHz ties 1 THz).

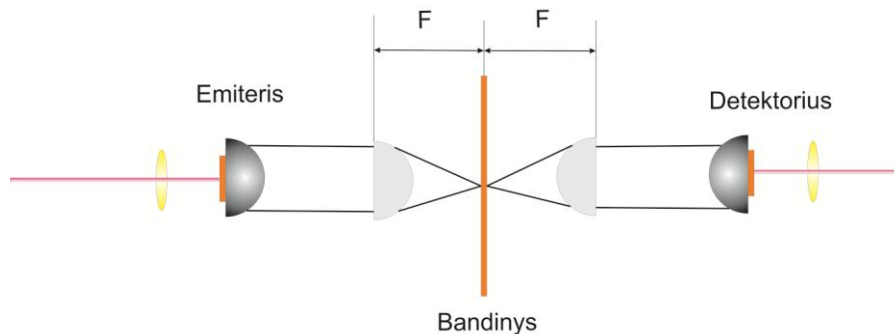
5 THz vaizdinimas

Vienas pačių svarbiausių ir intensyviai tyrinėjamų TDS sistemų taikymų yra objektų vaizdų THz dažnių diapazone kūrimas. Tokiose sistemose dažniausiai vaizdo nustatymui naudojama impulso lėkio trukmės metodika (*angl. time of*

flight). Pastaroji metodika leidžia įvertinti įvairių tiriamojo objekto dalių storį, sugerties koeficientą ir lūžio rodiklį. THz TDS sistema pasižymi labai dideliu universalumu, tačiau tai nėra pats praktiškiausias pasirinkimas, jei norima atlikti vieną konkrečią užduotį – nustatyti THz vaizdą. Dėl savo spartos ir kompaktiškumo, tokiam taikymui yra daug perspektyvesnės fotomaišymo būdu THz spinduliuotę generuojančios sistemos. Šitame darbe pademonstruota THz pliūpsnių generavimo schema yra potencialus kandidatas užimti šią nišą. Didelio patrauklumo pateiktai schemai suteikia lengvas generuojamo dažnio perderinimas bei naudojamas santykinai nebrangus šviesolaidinis lazeris. Galimybė sukonstruoti sistemą sudarytą tik iš šviesolaidinių komponentų, atskleidžia didelį potencialą taikymams srityse, kur reikalinga kompaktiška nešiojama sistema, veikianti lauko sąlygomis.

5.1 Koherentinis vaizdinimas

Šiame eksperimente buvo naudota koherentinio vaizdinimo schema veikianti pralaidumo konfigūracijoje. Ji gaunama į THz pliūpsnių charakterizavimo stendą (žr. 34 pav.) papildomai įterpiant du tefloninius lęšius ($F = 15 \text{ mm}$) (žr. 38 pav.). Vienas iš lęšių THz spinduliuotę sufokusuodavo į tiriamąjį bandinį; kitas buvo naudojamas THz pluoštelį sukollimuoti prieš jam patenkant į



38 pav. THz vaizdinimo schema su dviem vienodo židinio nuotolio lęšiais ($F = 15 \text{ mm}$).

detektorių. THz vaizdas tokioje schemoje gaunamas nuosekliai išmatuojant

bandinio pralaidumą kiekviename taške. Tuo tikslu tiriamasis bandinys yra montuojamas ant XY motorizuoto poslinkio staliuko, judančio lęšių židinio plokštumoje. Skirtingai negu trumpų impulsų atveju, šioje scheme pasirinkus norimą THz pliūpsnių dažnį nereikėjo matuoti visos laikinės priklausomybės. Vėlinimo linija buvo nustatoma ties didžiausios amplitudės osciliacijos šlaitu į poziciją kai detektorius registruoja nulinį signalą. Matavimo eigoje stumdant bandinį, skirtingo lūžio rodiklio sritys sąlygodavo atitinkamą THz pliūpsnio vėlinimą pusiausvyros padėties atžvilgiu. Kintant THz pliūpsnio vėlinimui fotolaidžiame detektoriuje buvo užregistruojama vis kita minėto šlaito sritis. Tokiu metodu galima išmatuoti bandinius, kurių lūžio rodiklis nuo vidutinės vertės n svyruoja ribose:

$$\Delta n = \pm \frac{\pi c}{2\omega_{THz}L}, \quad (27)$$

kur ω_{THz} – THz dažnis; L – bandinio storis. Reikia atkreipti dėmesį, kad šis apribojimas galioja tik minėto eksperimento atveju. Dėl generuojamų THz pliūpsnių nesimetriškumo, lėkio trukmės metodu matuojami bandinio parametrai iš principo yra apriboti tik sugerties bandinyje. Savo ruožtu fotomaišytuvuose emituojančiuose netrūkią THz spinduliuotę, galioja apribojimas panašus į aprašytą pagal (27) formulę. Eksperimento eigoje generuojamos THz spinduliuotės pluoštelio skersmuo buvo išmatuotas peilio metodu [178].

THz vaizdinimas buvo atliktas naudojant ŽT GaAs fotolaidų emiterį, kuris buvo kaupinamas 70 mW optine galia, prijungus 70 V įtampą. Signalas buvo registruojamas 25 mW vidutinės galios lazerio pluošteliu apšvietus GaAsBi detektorių. Vaizdinimo eksperimentas buvo atliktas parinkus THz pliūpsnių dažnį lygų $f_0 = 0,75$ THz. Peilio metodu buvo išmatuotas THz pluoštelio skersmuo, kuris siekė ~ 1 mm. Tokia sistema buvo tirti 10 ir 20 litų kupiūrų vandens ženklai (žr. 39 pav.). Bendru atveju vandens ženklai yra gaunami kaitaliojant popieriaus storį arba tankį. Šios popieriaus savybės sąlygojo papildomą THz spinduliuotės užvėlinimą, kuris ir buvo užregistruotas. XY poslinkio staliuko žingsnis buvo



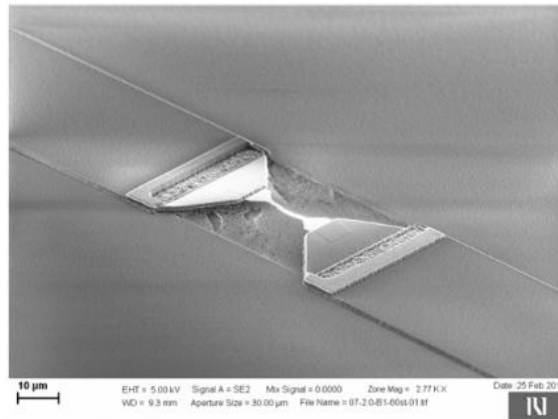
39 pav. Piniginių kupiūrų vandens ženklų matavimai.

pasirinktas 0,5 mm. Dešimties litų kupiūros matavimuose buvo užregistruota 40×20 taškų, tuo tarpu dvidešimt litų kupiūros atveju 40×40 taškų. Vieno taško įrašymo trukmė buvo apspręsta sinchroninio stiprintuvo integravimo konstantos $t = 30$ ms. Kita vertus, XY poslinkio staliuko žingsnis bei jo stabilizavimas truko apie 1 s. Tad 10 litų vandens ženklų kupiūros matavimas tęsėsi ~15 min. o dvidešimties atitinkamai 30 min. Iš gautų matavimų matyti pakankamai aiškios abiejų vandens ženklų figūros.

5.2 Nekoherentinis vaizdinimas

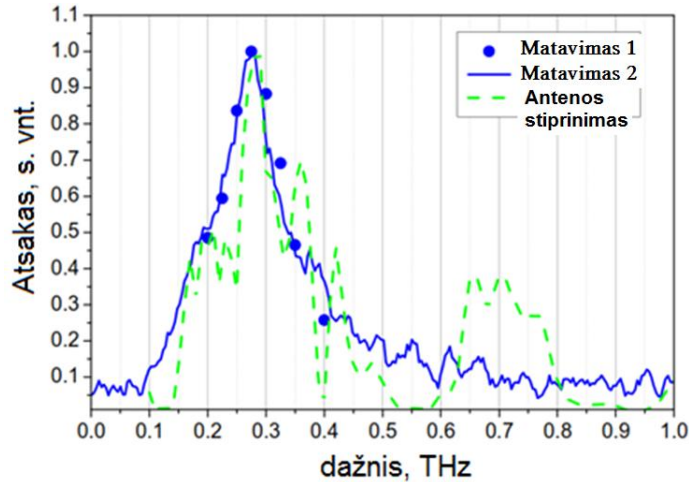
Aukščiau aprašyta vaizdinimo sistema yra labiau tinkama eksperimentams laboratorinėmis sąlygomis. Didžiausias apribojimas šiuo atveju yra pati registravimo metodika, kuri reikalauja išlaikyti fiksuotą atstumą tarp emiterio ir detektoriaus. Toks ribojimas labai suvaržo prietaiso panaudojimą dirbant lauko sąlygomis. Be THz vaizdinimo, greitą THz pliūpsnių sistemos dažnių perderinimą galima panaudoti ir nekoherentinių detektorių dažninio atsako matavimuose. Abi šios galimybės buvo pademonstruotos šiame darbe.

Norint pademonstruoti nekoherentinių detektorių charakterizavimo galimybes dažnių srityje nuo 0,1 THz iki 1 THz buvo iširtas dviguba dipoline antena kaupinamo titano mikrobolometro dažninis atsakas [179]. Ant silicio nitrido membranos užgarinus aktyvųjį titano sluoksnį buvo pagamintas $12 \times 0.5 \mu\text{m}$ išmatavimų kambario temperatūroje veikiantis THz spinduliuotės jutiklis (žr. 40 pav.) [180]. Detektoriaus charakterizavimo schema buvo naudota tokia pati kaip ir



40 pav. Titano mikrobolometras.

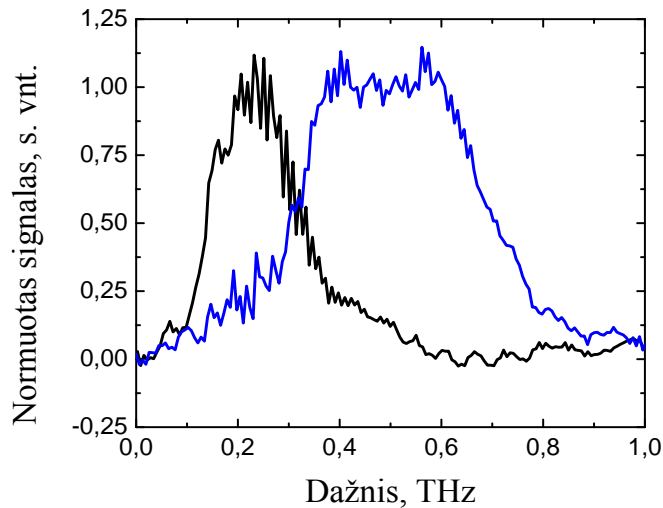
koherentinio registravimo eksperimente, tik fotolaidi antena buvo pakeista mikrobolometru. Tirtoji struktūra neturėjo THz spinduliuotę fokusuojančios optikos, todėl buvo naudotas papildomas tefloninis lęšis. Pastarasis buvo naudojamas sufokusuoti THz spinduliuotę į detektorių. Registruojamo signalo priklausomybė nuo dažnio buvo matuojama motorizuota linija nuosekliai keičiant vėlinimą tarp čirpuotų impulsų Maikelsono interferometre. Norint įvertinti dažninę detektoriaus atsako priklausomybę, užregistruotas signalas buvo padalinamas iš THz fotomaišytuvo atsako funkcijos. Ši funkcija buvo išmatuota atliekant tokį patį eksperimentą su Golay cele – detektoriumi pasižyminčiu pastoviu atsaku visoje tiriamoje dažnių srityje. Iš THz pliūpsnių matavimų nustatyta titano mikrobolometro atsako priklausomybė nuo dažnio atidėta 41 pav. (mėlyna kreivė). Paveikslėlyje mėlyni taškai atitinka vertes nustatytas naudojant THz TDS sistemą kartu su selektyviais THz filtrais; savo ruožtu žalia kreivė



41 pav. Dažninis atsakas dviguba dipoline antena kaupinamo mikrobolometro išmatuoto naudojant THz TDS sistema ir įvairius THz filtrus (taškai) bei THz pliūpsnių generavimo sistema (mėlyna kreivė).

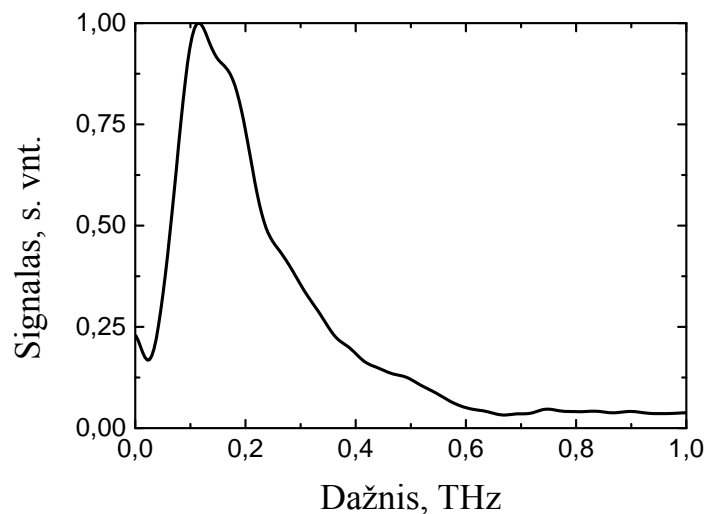
atidėti autorių atlikti skaičiavimai [181]. Iš gautų rezultatų matyti, kad trimis skirtingais būdais įvertintos tirta mikrobolometro dažninės priklausomybės gerai sutampa.

Norint atlikti THz vaizdinimo eksperimentus buvo testuojami keli skirtingi spartaus atsako nekoherentiniai detektoriai. Pirmiausiai buvo išmėginti analogiški aukščiau tirtam firmos „Luvitera“ vieno vaizdo elemento mikrobolometrai su



42 pav. Užregistruoti signalai dviejų mikrobolometrų su skirtingomis antenomis.

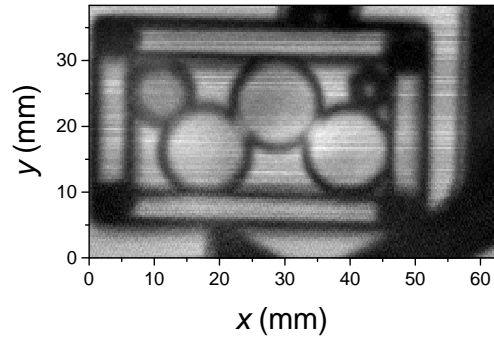
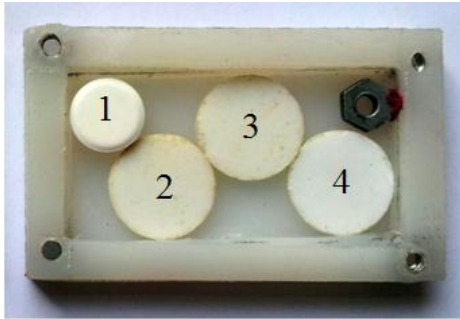
skirtingomis antenomomis. Vienas detektorius buvo su dvigubo dipolio antena, kuri pasižymėjo atsaku lygiu $R_u \geq 300 \text{ V/W}$ bei ekvivalenčia triukšmui signalo galia $\text{NEP} \leq 14 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Šios antenos rezonansinio dažnio vertės – 0,3 THz. Mikrobolometro su logperiodine antena šios charakteristikos atitinkamai buvo lygios $R_u \geq 50 \text{ V/W}$ bei $\text{NEP} \leq 60 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Detektorių atsako trukmės buvo 1 ms. Išmatuotos registruojamo signalo priklausomybės nuo dažnio pavaizduotos 42 pav. Matyti, kad tirti mikrobolometrai aprėpia dažnių sritį nuo 100 iki 700 GHz. Taip pat buvo įsigytas firmos „ACST“ Schottky diodas su plačiatarpe antena, kurios ekvivalenti triukšmui signalo galia ties 300 GHz yra $20 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, o atsakas $R = 100 \text{ V/W}$ (žr. 43 pav.). Su šio tipo detektoriumi sistema pademonstravo siauresnę dažnių veikimo sritį, tačiau užregistruoto signalo triukšmų lygis buvo 10 dB mažesnis. O bendras signalo ir triukšmo santykis ties didžiausia signalo dalimi buvo 20 dB. Tokio rezultato užtenka norint atlikti THz vaizdinimo eksperimentus. Tad šis detektorius buvo pasirinktas objektų paslėptų vizualiai neskaidriame įpakavime matavimui (žr. 44 pav.).



43 pav. Signalas užregistruotas su Schottky diodu.

Eksperimente buvo tirtos keturios skirtingos sudėties tabletės ir metalinė veržlė. Pirmoji tabletė buvo iš laktozės monohidrato, pasižyminčio sugerties linija

ties $f_0 = 0,54$ THz. Likę trys tabletės buvo pagamintos iš medžiagų, kurių sugerties THz spektrai primena įvairių sprogstamųjų medžiagų charakteringuosius sugerties spektrus ir yra naudojamos kaip tų medžiagų simulatoriai, skirti paieškų sistemų testiniams bandymams. Tablečių sudėtis buvo tokia: 2) vyno rūgštis (10 % politetrafluoroeteno (PTFE) matricoje); 3) vyno rūgštis + sacharozė (5 % + 5 %



44 pav. Vaistų tabletės ir veržlė polietileniame įpakavime a) neuždengtos dėžutės vaizdas; b) uždengtos dėžutės vaizdas apšvietus $f_0 = 200$ GHz dažnio impulsais. Kreivė registruota su Schottky diodu.

PTFE matricoje) bei 4) politetrafluoroetenas PTFE (100 %) – atraminė medžiaga (teflonas). Buvo atlikti šių sprogmenų simulatorių vaizdų matavimai juos uždarius į vizualiai neskaidrią polietileno dėžutę (žr. 44 pav.). Eksperimento metu parinktas THz pliūpsnių dažnis buvo 200 GHz. Naudojant didesnės eigos, greitesnį XY poslinkio staliuką vaizdo sudarymui prireikė 5 minučių. Vaizdinimo trukmė buvo ribojama postūmio stalelio judėjimo greičio x–y plokštumoje ir sinchroninio stiprintuvo darbo spartos. Atliktas matavimas pavaizduotas 44 pav. (dešinėje). Aiškiai galima atskirti visų objektų profilius, o metalinę veržlę nuo tablečių. Tačiau žemas pasirinktas THz pliūpsnių dažnis neleido identifikuotų šių tablečių. Didesnių dažnių srityje šio eksperimento pakartoti nepavyko, dėl per žemo Schottky diodu registruojamo signalo ir triukšmo santykio.

Pagrindinės skyriaus išvados

Pademonstruota, kad THz pliūpsnių generavimo sistema kaupinama skaidulinio pikosekundinio lazerio impulsais gali būti naudojama charakterizuojant nekoherentinius detektorius bei THz vaizdinimo eksperimentuose dažnių diapazone nuo 0,1 iki 1 THz.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Nustatyta, kad detektorių, pagamintų iš vidutinėse temperatūrose atkaitintų ŽT GaAs ar ŽT $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ epitaksinių sluoksnių, pikosekundinio fotosužadavimo spektruose egzistuoja elektronų šuolių iš gilių defektų lygių sąlygota sugertis ilgesniuose už medžiagos sugerties kraštą bangos ilgiuose.
2. Iš pikosekundinio fotolaidumo spektro nustatytos arseno pakeistinių atomų juostos ŽT GaAs ir $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ epitaksiniuose sluoksniuose energijos padėtys (ϵ_{def}) ir pločiai ($\Delta\epsilon_{\text{def}}$). ŽT GaAs šie parametrai buvo lygūs $\epsilon_{\text{def}} = 0,77$ eV ir $\Delta\epsilon_{\text{def}} = 78$ meV, o ŽT $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ atveju bei $\epsilon_{\text{def}} = 0,4$ eV ir $\Delta\epsilon_{\text{def}} = 70$ meV.
3. 420 °C temperatūroje atkaitinti ŽT GaAs epitaksiniai sluoksniai pasižymi didžiausiu fotolaidumu juos apšviečiant 1 μm bangos ilgio lazerio spinduliuote. Šie sluoksniai taip pat pasižymi krūvininkų gyvavimo trukmėmis trumpesnėmis negu 1 ps, todėl yra tinkamiausi THz komponentų: emiterių, detektorių ir maišiklių, aktyvuojamų 1 μm bangos ilgio spinduliuote, gamybai.
4. ŽT GaAs antenose atkaitintose žemesnėje negu 450 °C temperatūroje, vidutinės elektrinio pramušimo lauko vertės siekia 150 kV/cm. Didesnės nei kituose GaAs kristaluose pramušimo laukų vertės atsiranda dėl dominuojančio šokavimo laidumo, kuris apsprendžia tolygesnį elektrinio lauko pasiskirstymą išilgai tarpkontaktinio tarpo.
5. Pademonstruota THz pliūpsnių generavimo sistema, žadinama femtosekundiniais kietakūnio Yb:KGW lazerio impulsais, naudojanti išorinį dviejų gardelių plėstuvą bei iš ŽT GaAs pagamintą fotolaidų optinių signalų maišytuvą; šia sistema buvo generuoti iki 1 THz centrinio dažnio, iki 40 ps trukmės ir 40–120 GHz spektrinio pločio THz pliūpsniai.
6. Sukurta THz pliūpsnių generavimo sistema, kaupinama skaidulinio pikosekundinio lazerio spinduliuote. Naudojanti GaAsBi fotomaišiklį, šia

sistema buvo generuoti THz impulsai, kurių dažnis siekė 2,5 THz, o spektro plotis kito nežymiai ir ties 1 THz buvo lygu 65 GHz.

7. Nustatyta, kad spinduliuotės pliūpsnius generuojanti sistema kartu su koherentiniu ir nekoherentiniu signalo detektavimu yra tinkama THz vaizdų sudarymui: dažnių diapazone nuo 0,1 THz iki 1 THz gauti įvairių objektų vaizdai.

Literatūros sąrašas

-
- [1] J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis, and E. R. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **85**(4), 519 (2004).
- [2] B. B. Hu and M. C. Nuss, *Optics Letters* **20**(16), 1716 (1995).
- [3] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, *Optics Express* **11**(20), 2549 (2003).
- [4] C. Jagadish, H. H. Tan, A. Krotkus, S. Marcinkevicius, K. P. Korona, and M. Kaminska, *Appl. Phys. Lett.* **68**(16), 2225 (1996).
- [5] P. Polynkin, A. Polynkin, M. Mansuripur, J. Moloney, and N. Peyghambarian, *Optics Letters* **30**(20), 2745 (2005).
- [6] D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **26**(3), 101 (1975).
- [7] G. Mourou and W. Knox, *Appl. Phys. Lett.* **36**(8), 623 (1980).
- [8] T. D., “Chi H. Lee ed. *Picosecond Optoelectronic Devices*, Academic Press” *Laser Part. Beams*, **4**(02), 219 (1986).
- [9] J. A. Valdmanis and G. Mourou, *Picosecond Optoelectronic Devices*, 249 (1984).
- [10] R. L. Fork, *Appl. Phys. Lett.* **38**(9), 671 (1981).
- [11] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **45**(3), 284 (1984).
- [12] C. Fattinger and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **54**(6), 490 (1989).
- [13] M. van Exter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **55**(4), p. 337 (1989).
- [14] D. Dragoman and M. Dragoman, *Progress in Quantum Electronics*, **28**(1), 1 (2004).
- [15] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and design*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, 2005).
- [16] J. Požela and A. Reklaitis, *Solid State Communications* **27**(11), 1073 (1978).

-
- [17] B. Hu, E. de Souza, W. Knox, J. Cunningham, M. Nuss, A. Kuznetsov, and S. Chuang, *Physical Review Letters* **74**(9), 1689 (1995).
- [18] T. Elsaesser, J. Shah, L. Rota, and P. Lugli, *Physical Review Letters* **66**(13), 1757 (1991).
- [19] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. Nuss, and W. Knox, *Phys. Rev. B* **61**(24), 16642 (2000).
- [20] J.-H. Son, T. B. Norris, and J. F. Whitaker, *Journal of the Optical Society of America B* **11**(12), 2519 (1994).
- [21] A. Gürtler, C. Winnewisser, H. Helm, and P. Uhd Jepsen, *Journal of the Optical Society of America A* **17**(1), 74 (2000).
- [22] K. J. Siebert, A. Lisauskas, T. Löffler, and H. G. Roskos, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**(3), 1038 (2004).
- [23] P. U. Jepsen, R. H. Jacobsen, and S. R. Keiding, *Journal of the Optical Society of America B* **13**(11), 2424 (1996).
- [24] L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux, and J.-L. Coutaz, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **7**(4), 615 (2001).
- [25] Z. Piao, M. Tani, and K. Sakai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**(1), 96 (2000).
- [26] D. Krökel, D. Grischkowsky, and M. B. Ketchen, *Appl. Phys. Lett.* **54**(11), 1046 (1989).
- [27] J. T. Darrow, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and J. D. Morse, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**(6), 1607 (1992).
- [28] Lei Hou, Wei Shi, and Suguo Chen, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **19**(1), 8401305 (2013).
- [29] C. Sturzenegger, H. Vetsch, and F. Kneubühl, *Infrared Physics* **19**(3), 277 (1979).
- [30] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. S. Ward, J. J. Gill, H. H. S. Javadi, F. Maiwald, and I. Mehdi, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **52**(5), 1538 (2004).

-
- [31] A. Maestrini, J. Ward, J. Gill, H. Javadi, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, F. Maiwald, N. R. Erickson, and I. Mehdi, *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* **14**(6), 253 (2004).
- [32] Y. L. Ivanov, *Opt Quant Electron* **23**(2), S253 (1991).
- [33] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Science* **264**(5158), 5536 (1994).
- [34] E. R. Brown, *International Journal of High Speed Electronics and Systems* **13**(2), 497 (2003).
- [35] S. M. Duffy, S. Verghese, and K. A. McIntosh, *Sensing with Terahertz Radiation* 193 (2003).
- [36] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, I. V. Bradley, M. J. Evans, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **41**(5), 717 (2005).
- [37] S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang, and A. C. Gossard, *Journal of Applied Physics* **109**(6), 061301 (2011).
- [38] G. C. Loata, T. Löffler, and H. G. Roskos, *Appl. Phys. Lett.* **90**(5), 052101, (2007).
- [39] J. E. Pedersen, V. G. Lyssenko, J. M. Hvam, P. U. Jepsen, S. R. Keiding, C. B. Sofensen, and P. E. Lindelof, *Appl. Phys. Lett.* **62**(11), 1265 (1993).
- [40] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **5**(1), 4 (1964).
- [41] H. W. Mocker and R. J. Collins, *Appl. Phys. Lett.* **7**(10), 270 (1965).
- [42] A. J. DeMaria, *Appl. Phys. Lett.* **8**(7), 174 (1966).
- [43] U. Keller, *Nature* **424**(6950), 831 (2003).
- [44] P. F. Moulton, *Journal of the Optical Society of America B* **3**(1), 125 (1986).
- [45] F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, *Comptes Rendus Physique* **8**(2), 153 (2007).
- [46] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *Optics Letters* **16**(1), 42 (1991).

-
- [47] G. Paunescu, J. Hein, and R. Sauerbrey, *Appl Phys B* **79**(5), 555 (2004).
- [48] S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, *Electronics Letters* **21**(17), 737 (1985).
- [49] S. B. Poole, J. E. Townsend, D. N. Payne, M. E. Fermann, G. J. Cowle, R. I. Laming, and P. R. Morkel, *Journal of Lightwave Technology* **7**(8), 1242 (1989).
- [50] D. S. Funk, J. G. Eden, and J. W. Carlson, *Electronics Letters* **30**(22), 1859 (1994).
- [51] J. Schneider, *Electronics Letters* **31**(15), 1250 (1995).
- [52] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, *Electronics Letters* **23**(19), 1026 (1987).
- [53] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *Optics Letters*, vol. **12**(11), 888 (1987).
- [54] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers* (J. Wiley, New York, 1994).
- [55] I. N. Duling, *Compact Sources of Ultra-short Pulses* (Cambridge Studies in modern optics, Cambridge University Press, 1995).
- [56] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, A. J. Schmidt, and L. Turi, *Optics Letters* **16**(4), 244 (1991).
- [57] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, *Optics Letters*, **16**(7), 502 (1991).
- [58] M. Zirngibl, L. W. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. B. Hansan, *Electronics Letters*, **27**(19), 1734 (1991).
- [59] E. E. A. de Souza, C. . Soccolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, M. N. Islam, J. R. Simpson, and D. J. DiGiovanni, *Electronics Letters*, **29**(5), 447 (1993).
- [60] M. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Revised and Expanded Ed., 18p (Optical Science and Engineering, May 2001).
- [61] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, and E. P. Ippen, *Optics Letters*, vol. **21**(21), 1759 (1996).

-
- [62] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.* **62**(5), 435 (1993).
- [63] Z. G. Lu, J. R. Liu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, *Optics Express* **16**(14), 10835 (2008).
- [64] M. G. Thompson, A. R. Rae, Mo Xia, R. V. Penty, and I. H. White, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **15**(3), 661 (2009).
- [65] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**(8), 1063 (1997).
- [66] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, *Appl. Phys. Lett.* **80**(21), 3892 (2002).
- [67] P. Klopp, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, *Appl. Phys. Lett.* **98**(7), 071103 (2011).
- [68] *Advances in semiconductor lasers*, Jagadish, (2012, pp.294).
- [69] H. Haus, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11**(9), 736 (1975).
- [70] K. G. Wilcox, F. Rutz, R. Wilk, H. D. Foreman, J. S. Roberts, J. Sigmund, H. L. Hartnagel, M. Koch, and A. C. Tropper, *Electronics Letters* **42**(20), 1159 (2006).
- [71] K. G. Wilcox, A. Chung, A. H. Quarterman, Z. Mihoubi, I. Farrer, H. E. Beere, D. A. Ritchie, V. Apostolopoulos, and A. C. Tropper, *Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELs)*, Feb. (2011).
- [72] Z. Mihoubi, K. G. Wilcox, S. Elsmere, A. Quarterman, R. Rungsawang, I. Farrer, H. E. Beere, D. A. Ritchie, A. Tropper, and V. Apostolopoulos, *Optics Letters* **33**(18), 2125 (2008).
- [73] A. Krotkus, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**(27), 273001 (2010).
- [74] M. Tani, K.-S. Lee, and X.-C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **77**(9), 1396 (2000).
- [75] T. Kataoka, K. Kajikawa, J. Kitagawa, Y. Kadoya, and Y. Takemura, *Appl. Phys. Lett.* **97**(20), 201110 (2010).

-
- [76] J.-M. Ramer, F. Ospald, G. von Freymann, and R. Beigang, *Appl. Phys. Lett.* **103**(2), 021119 (2013).
- [77] A. Bičiūnas, A. Geižutis, and A. Krotkus, *Electronics Letters* **47**(2), 130 (2011).
- [78] D. C. Look, *Journal of The Electrochemical Society* **141**(3), 747 (1994).
- [79] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B.-Y. Tsaur, and A. R. Calawa, *Appl. Phys. Lett.* **54**(19), 1881 (1989).
- [80] Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. W. Smith, and A. R. Calawa, *Appl. Phys. Lett.* **58**(19), 2153 (1991).
- [81] Z. Liliental-Weber, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **241**, 101 (1992).
- [82] K. M. Yu, M. Kaminska, and Z. Liliental-Weber, *Journal of Applied Physics*, **72**(7), 2850 (1992).
- [83] D. C. Look, *Thin Solid Films* **231**(1–2), 61 (1993).
- [84] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewski, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber, and E. R. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **65**(23), 3002 (1994).
- [85] D. Look, Z.-Q. Fang, J. Szelove, and C. Stutz, *Physical Review Letters* **70**(4), 465 (1993).
- [86] M. Stellmacher, R. Bisaro, P. Galtier, J. Nagle, K. Khirouni, and J. C. Bourgoin, *Semiconductor Science and Technology* **16**(6), 440 (2001).
- [87] T. Wosiński, *Applied Physics A Solids and Surfaces* **36**(4), 213 (1985).
- [88] J. Lagowski, D. G. Lin, T.-P. Chen, M. Skowronski, and H. C. Gatos, *Appl. Phys. Lett.* **47**(9), 929 (1985).
- [89] M. Kaminska and E. R. Weber, *Materials Science Forum* **83–87**, 1033 (1992).
- [90] H. von Bardeleben, M. Manasreh, D. Look, K. Evans, and C. Stutz, *Phys. Rev. B* **45**(7), 3372 (1992).

-
- [91] M. Luysberg, H. Sohn, A. Prasad, P. Specht, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, J. Gebauer, and R. Krause-Rehberg, *Journal of Applied Physics* **83**(1), 561 (1998).
- [92] S. Zhang and J. Northrup, *Physical Review Letters* **67**(17), 2339 (1991).
- [93] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewski, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber, and E. R. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **65**(23), 3002 (1994).
- [94] D. E. Bliss, W. Walukiewicz, J. W. Ager, E. E. Haller, K. T. Chan, and S. Tanigawa, *Journal of Applied Physics* **71**(4), 1699 (1992).
- [95] G. Kowalski, I. Frymark, A. Krotkus, K. Bertulis, and M. Kaminska, *Materials Science and Engineering: B* **91–92**, 449 (2002).
- [96] A. Krotkus, K. Bertulis, L. Dapkus, U. Olin, and S. Marcinkevičius, *Appl. Phys. Lett.* **75**(21), 3336 (1999).
- [97] K. Bertulis, J.-L. Coutaz, S. Marcinkevičius, A. Wolos, M. Kaminska, J.-F. Roux, A. Krotkus, J. Siegert, and K. Korona, *IEE Proceedings - Optoelectronics*, **149**(3), 111 (2002).
- [98] M. R. Melloch, N. Otsuka, J. M. Woodall, A. C. Warren, and J. L. Freeouf, *Appl. Phys. Lett.* **57**(15), 1531 (1990).
- [99] K. Mahalingam, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**(4), 2328 (1991).
- [100] Z. Liliental-Weber, K. M. Yu, J. Washburn, and D. C. Look, *JEM* **22**(12), 1395 (1993).
- [101] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, and D. Westwood, *Appl. Phys. Lett.* **64**(26), 3614 (1994).
- [102] H. S. Loka, S. D. Benjamin, and P. W. E. Smith, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(8), 1426 (1998).
- [103] F. W. Smith, A. R. Calawa, C.-L. Chen, M. J. Manfra, and L. J. Mahoney, *IEEE Electron Device Letters* **9**(2), 77 (1988).
- [104] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, M. J. Evans, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous, *Appl. Phys. Lett.* **83**(20), 4199 (2003).

-
- [105] D. C. Look, D. C. Walters, G. D. Robinson, J. R. Szelove, M. G. Mier, and C. E. Stutz, *Journal of Applied Physics* **74**(1), 306 (1993).
- [106] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, and A. R. Calawa, *Appl. Phys. Lett.* **59**(25), 3276 (1991).
- [107] K. A. McIntosh, K. B. Nichols, S. Verghese, and E. R. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **70**(3), 354 (1997).
- [108] D. Look, D. Walters, M. Manasreh, J. Szelove, C. Stutz, and K. Evans, *Phys. Rev. B* **42**(6), 3578 (1990).
- [109] P. W. E. Smith, S. D. Benjamin, and H. S. Loka, *Appl. Phys. Lett.* **71**(9), 1156 (1997).
- [110] S. D. Benjamin, H. S. Loka, A. Othonos, and P. W. E. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **68**(18), 2544 (1996).
- [111] H. S. Loka, S. D. Benjamin, and P. W. E. Smith, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(8), 1426 (1998).
- [112] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller, *Appl. Phys. Lett.* **69**(17), 2566 (1996).
- [113] R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, V. Sirutkaitis, R. Butkus, and A. Piskarskas, *Appl. Phys. Lett.* **83**(25), 5304 (2003).
- [114] A. J. Lochtefeld, M. R. Melloch, J. C. P. Chang, and E. S. Harmon, *Appl. Phys. Lett.* **69**(10), 1465 (1996).
- [115] B. Globisch, R. J. B. Dietz, D. Stanze, T. Göbel, and M. Schell, *Appl. Phys. Lett.* **104**(17), 172103 (2014).
- [116] Z. Liliental-Weber, X. W. Lin, J. Washburn, and W. Schaff, *Appl. Phys. Lett.*, **66**(16), 2086 (1995).
- [117] I. S. Gregory, C. Tey, A. Cullis, M. Evans, H. Beere, and I. Farrer, “*Phys. Rev. B* **73**(19) (2006).
- [118] K. Oe and H. Okamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(Part 2,11A), L1283 (1998).
- [119] K. Oe, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**(Part 1,5A), 2801–2806 (2002).

-
- [120] M. Yoshimoto, S. Murata, A. Chayahara, Y. Horino, J. Saraie, and K. Oe, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**(Part 2,10B), L1235 (2003).
- [121] S.Tixier, M.Adamcyk, T.Tiedje, S.Francoeur, A.Mascarenhas, P.Wei, F.Schiettekatte, *Appl. Phys. Lett.* **82**(14), 2245 (2003).
- [122] R. Butkutė, V. Pačebutas, A. Krotkus, N. Knaub, and K. Volz, *Lith. J. Phys.* **54**(2), 125 (2014).
- [123] X. Lu, D. A. Beaton, R. B. Lewis, T. Tiedje, and Y. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **95**(4), 041903 (2009).
- [124] M. Masnadi-Shirazi, R. B. Lewis, V. Bahrami-Yekta, T. Tiedje, M. Chicoine, and P. Servati, *Journal of Applied Physics*, **116**(22), 223506 (2014).
- [125] V. Pačebutas, K. Bertulis, G. Aleksejenko, and A. Krotkus, *J Mater Sci: Mater Electron* **20**(S1), 363 (2008).
- [126] R. N. Kini, A. J. Ptak, B. Fluegel, R. France, R. C. Reedy, and A. Mascarenhas, *Phys. Rev. B*, **83**, 7 (2011).
- [127] K. Bertulis, A. Krotkus, G. Aleksejenko, V. Pačebutas, R. Adomavičius, G. Molis, and S. Marcinkevičius, *Appl. Phys. Lett.* **88**(20), 201112 (2006).
- [128] D. G. Cooke, F. A. Hegmann, E. C. Young, and T. Tiedje, *Appl. Phys. Lett.* **89**(12), 122103 (2006).
- [129] R. N. Kini, L. Bhusal, A. J. Ptak, R. France, and A. Mascarenhas, *Journal of Applied Physics* **106**(4), 043705 (2009).
- [130] K. Radhanpura, S. Hargreaves, R. A. Lewis, and M. Henini, *Appl. Phys. Lett.* **94**(25), 251115 (2009).
- [131] V. Pačebutas, A. Bičiūnas, K. Bertulis, and A. Krotkus, *Electronics Letters* **44**(19), 1154 (2008).
- [132] V. Pačebutas, A. Bičiūnas, S. Balakauskas, A. Krotkus, G. Andriukaitis, D. Lorenc, A. Pugžlys, and A. Baltuška, *Appl. Phys. Lett.* **97**(3), 031111 (2010).
- [133] S. Gupta, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**(10), 2464 (1992).

-
- [134] Y. Chen, S. S. Prabhu, S. E. Ralph, and D. T. McInturff, *Appl. Phys. Lett.* **72**(4), 439 (1998).
- [135] J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, and J. Decobert, *Appl. Phys. Lett.*, **83**(26), 5551 (2003).
- [136] N. Chimot, J. Mangeney, P. Crozat, J. Lourtioz, K. Blary, J. Lampin, G. Mouret, D. Bigourd, and E. Fertein, *Optics Express*, **14**(5), 1856 (2006).
- [137] S. Marcinkevicius, C. Carmody, A. Gaarder, H. H. Tan, and C. Jagadish, 2003 International Symposium on Compound Semiconductors, 2003.
- [138] R. Takahashi, Y. Kawamura, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* **68**(2), 153 (1996).
- [139] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell, *Optics Express* **16**(13), 9565 (2008).
- [140] B. Sartorius, M. Schlak, D. Stanze, H. Roehle, H. Künzel, D. Schmidt, H.-G. Bach, R. Kunkel, and M. Schell, *Optics Express* **17**(17), 15001 (2009).
- [141] F. Ospald, D. Maryenko, K. von Klitzing, D. C. Driscoll, M. P. Hanson, H. Lu, A. C. Gossard, and J. H. Smet, *Appl. Phys. Lett.* **92**(13), 131117 (2008).
- [142] D. C. Driscoll, M. Hanson, C. Kadow, and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **78**(12), 1703 (2001).
- [143] J. Sigmund, C. Sydlo, H. L. Hartnagel, N. Benker, H. Fuess, F. Rutz, T. Kleine-Ostmann, and M. Koch, *Appl. Phys. Lett.* **87**(25), 252103 (2005).
- [144] U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Böttger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, H. Niemann, and B. Güttler, *Applied Physics B* **87**(1), 13 (2006).
- [145] A. S. Weling, B. B. Hu, N. M. Froberg, and D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **64**(2), 137 (1994).
- [146] A. S. Weling and D. H. Auston, *Journal of the Optical Society of America B* **13**(12), 2783 (1996).

-
- [147] G. P. Agrawal, applications of nonlinear fiber optics, academic press, San Diego, 2001.
- [148] S. U. Dankowski, D. Streb, M. Ruff, P. Kiesel, M. Kneissl, B. Knüpfer, G. H. Döhler, U. D. Keil, C. B. Sofenson, and A. K. Verma, Appl. Phys. Lett. **68**(1), 37, (1996).
- [149] F. Gao, G. L. Carr, C. D. Porter, D. B. Tanner, G. P. Williams, C. J. Hirschmugl, B. Dutta, X. D. Wu, and S. Etemad, Phys. Rev. B **54**(1), 700 (1996).
- [150] A. Urbanowicz, R. Adomavičius, A. Krotkus, and V. L. Malevich, Semiconductor Science and Technology, **20**(10), 1010 (2005).
- [151] R. Adomavičius, R. Šustavičiūtė, and A. Krotkus, Narrow Gap Semiconductors 2007, 41 (2008).
- [152] J.-M. Rämer, F. Ospald, G. von Freymann, and R. Beigang, Appl. Phys. Lett. **103**(2), 021119 (2013).
- [153] G. Vincent, Journal of Applied Physics **53**(5), 3643 (1982).
- [154] A. Krotkus, K. Bertulis, J.-L. Coutaz, S. Marcinkevičius, A. Wolos, M. Kaminska, J.-F. Roux, J. Siegert, and K. Korona, IEE Proceedings - Optoelectronics **149**(3), 111 (2002).
- [155] H. Shen, F. C. Rong, R. Lux, J. Pamulapati, M. Taysing-Lara, M. Dutta, E. H. Poindexter, L. Calderon, and Y. Lu, Appl. Phys. Lett. **61**(13), 1585 (1992).
- [156] J. Lagowski, Appl. Phys. Lett. **40**(4), 342 (1982).
- [157] A. Arlauskas, P. Svidovsky, K. Bertulis, R. Adomavičius, and A. Krotkus, Applied Physics Express **5**(2), 022601 (2012).
- [158] W. C. Hurlbut, Y.-S. Lee, K. L. Vodopyanov, P. S. Kuo, and M. M. Fejer, Optics Letters **32**(6), 668 (2007).
- [159] M. C. Nuss, D. H. Auston, and F. Capasso, Physical Review Letters **58**(22), 2355 (1987).
- [160] H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, S. Schnüll, and I. Wilke, Journal of Applied Physics **90**(3), 1303 (2001).

-
- [161] G. Molis, A. Krotkus, and V. Vaičaitis, *Appl. Phys. Lett.* **94**(9), 091104 (2009).
- [162] G. H. Glover, *Journal of Applied Physics* **44**(3), 1295 (1973).
- [163] P. A. Rolland, E. Constant, E. Salmer, and R. Fauquembergue, *Electronics Letters* **15**(13), 373 (1979).
- [164] D. H. Auston, *Ultrafast Optoelectronics*, in *Ultrashort Laser Pulses—Generation and Applications*, edited by W. Kaiser, (Topics in Applied Physics Vol. 60 ~Springer, Berlin, 1993) p. 183.
- [165] S. S. Li, Ed., *Semiconductor Physical Electronics* (Plenum Press, New York and London, 2006), pp. 191 - 201.
- [166] C. Erginsoy, “Neutral Impurity Scattering in Semiconductors,” *Phys. Rev.* **79**(6), 1013 (1950).
- [167] A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publisher, Vilnius, 1994), pp. 159.
- [168] H. L. Hartnagel, R. Katilius, and A. Matulionis, *Microwave Noise in Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 2001), p. 146.
- [169] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, and D. Westwood, *Journal of Applied Physics* **79**(7), 3622 (1996).
- [170] O. E. Martinez, J. P. Gordon, and R. L. Fork, *Journal of the Optical Society of America A* **1**(10), 1003 (1984).
- [171] S. Kamada, S. Murata, and T. Aoki, *Applied Physics Express* **6**(3), 032701 (2013).
- [172] O. Svelto, *Principles of lasers fourth edition*, (Academic Plenum/Press Springer 1998), p. 529.
- [173] O. E. Martinez, *Journal of the Optical Society of America B* **3**(7), 929 (1986).
- [174] O. Martinez, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**(1), 59 (1987).
- [175] J. Stigwall and A. Wiberg, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**(12), 931 (2007).

-
- [176] E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis, *Appl. Phys. Lett.* **66**(3), 285 (1995).
- [177] A. Rühl, *The normal Dispersion Regime in Passively Mode-Locked fiber Oscillators*, (Cuvillier Verlag, Göttingen, 2008).
- [178] Zhiping Jiang and Xi-Cheng Zhang, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **47**(12), 2644 (1999).
- [179] J. Trontelj, G. Valušis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, A. Sešek, and A. Švigelj, “A high performance room temperature THz sensor,” *Terahertz Emitters, Receivers, and Applications V*, Sep. 2014.
- [180] J. Trontelj and A. Sešek, *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology V*, Oct. 2012.
- [181] I. Kasalynas, A. Svirgelj, J. Adamonis, V. Kornijcuk, R. Adomavicius, A. Krotkus, G. Valusis, A. Seseck, L. Pavlovic, and J. Trontelj, 2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Sep. 2013.