

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

ANDRIUS ARLAUSKAS

PUSLAIDININKINIŲ MEDŽIAGŲ IR JŲ DARINIŲ
TYRIMAS TERAHERCINĖS SPINDULIUOTĖS
SUŽADINIMO IR PIKOSEKUNDINIO
FOTOLAIDUMO SPEKTROSKOPIJOS METODAIS

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius, 2015 metai

Disertacija rengta 2011 – 2015 metais Fizinių ir technologijos mokslų centro, Puslaidininkų fizikos institute, ultrasparčiosios optoelektronikos laboratorijoje.

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

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

Turinys

Įvadas	6
Darbo tikslas	7
Darbo uždaviniai.....	8
Darbo naujumas	8
Publikacijų sąrašas.....	9
Darbai nepatekę į disertaciją.....	9
Konferencijų pranešimai.....	10
Autoriaus indėlis.....	10
Ginamieji teiginiai	11
1. Literatūros apžvalga.....	12
1.1 THz spinduliuotė ir jos taikymai	12
1.1.1 Truputis istorijos	14
1.1.2 THz spinduliuotės taikymai	18
1.2 THz impulsų laikinės srities spektroskopija.....	21
1.2.1 THz impulsų detekcija	22
1.2.2 Fourier analizė	27
1.2.3 Sugerties koeficientas ir lūžio rodiklis	30
1.3 THz impulsų emisija nuo puslaidininkių paviršių	31
1.3.1 Paviršinis elektrinis laukas puslaidininkiuose	35
1.3.2 Foto-Demberio efektas	39
1.3.3 Optinis lyginimas	43
1.3.4 Elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas	49
1.3.5 Anizotropinis fotolaidumas	51
2. Eksperimentinė įranga ir metodikos.....	54
2.1 „Pharos“ lazerinė sistema	54
2.2 „Orpheus“ optinis parametrinis stiprintuvas	55
2.3 Fotolaidus THz spinduliuotės detektorius	57
2.4 THz sužadavimo spektroskopijos eksperimento schema ir metodika.....	59
2.5 Pikosekundinio fotolaidumo spektroskopija	62

2.6 Optinio žadinimo ir generacinio zondavimo sistema	64
3. THz emisijos žadinimo spektroskopija.....	66
3.1 Dvinariai puslaidininkiai	66
3.1.1 Bandiniai	66
3.1.2 InAs	67
3.1.3 InSb	69
3.1.4 InN	71
3.1.5 GaAs	72
3.2 THz impulsų generacija nuo InAs nanovielelių matricos	74
3.2.1 Bandiniai ir jų auginimo technologija	75
3.2.2 Eksperimento rezultatai	76
3.3 THz impulsų generacijos mechanizmai kristaliniame telūre.....	82
3.3.1 Bandiniai	83
3.3.2 Eksperimento rezultatai	84
4. Pikosekundinio fotolaidumo spektroskopija.....	92
4.1 ŽT-GaAs ir ŽT-InGaAs.....	92
4.1.1 Bandiniai	93
4.1.2 Eksperimento rezultatai	93
4.1.3 Teorinis modelis	95
4.2 GaAsBi	99
4.2.1 Bandiniai	100
4.2.2 Eksperimento rezultatai	100
Išvados	103
I priedas	104
Literatūra	106

Disertacijoje naudoti sutrumpinimai

THz – terahercinė spinduliuotė.

TDS – laikinės srities spektroskopija (angl. *time domain spectroscopy*).

FIR – tolimoji infraraudonoji spinduliuotė.

GHz – gigahercai.

RD-SOS – jonais bombarduotas silicis augintas ant safyro padėklo

OR – optinis lyginimas (angl. *optical rectification*).

EFIOR – elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas (angl. *electric field induced optical rectification*).

Yb:KGW – iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframas.

OPS – optinis parametrinis stiprintuvas.

BBO – beta bario borato kristalas (BaB_2O_4).

NV – nanovielelės.

NIL – nanoįspaudimo litografija.

MPE – molekulių pluoštelių epitaksija (angl. *molecular beam epitaxy* (MBE)).

SI – pusiau izoliuojantis (angl. *semi insulating*).

Įvadas

Daugumos įvairių krūvininkų dinamikos procesų, vykstančių puslaidininkiuose, trukmė yra tokia pati kaip ir terahercinio (THz) impulso – vieno ciklo, kelių pikosekundžių trukmės elektromagnetinio svyravimo. Todėl nenuostabu, kad šie procesai vykstantys medžiagoje įtakoja ir pačią THz dažnio spinduliuotę. Kadangi tiek THz impulsų generacija, tiek detekcija vyksta puslaidininkiuose, šių impulsų tyrimai suteikia informacijos ir apie įvairius procesus, vykstančius šiose medžiagose.

Apšvietus puslaidininkio paviršių trumpais femtosekundiniais optiniais impulsais atspindžio kampu sugeneruojamas kelių pikosekundžių trukmės elektromagnetinis impulsas, kurio spektras apima sritį nuo kelių šimtų gigahercų (GHz) iki kelių terahercų. Šios spinduliuotės prigimtis yra įvairi ir priklauso tiek nuo pačio puslaidininkio, tiek nuo žadinančio impulso parametrų. Kai žadinama tokio bangos ilgio spinduliuote, kuriai puslaidininkis yra skaidrus, THz impulsai dažniausiai generuojami dėl netiesinių optinių efektų. Rezonansinio žadinimo atveju įsijungia ir kiti mechanizmai, tokie kaip plazmonų osciliacijos, koherentiniai fononai ir kt. Tačiau dažniausiai už tai yra atsakingi į laidumo juostą sužadinti krūvininkai, kurie dėl tam tikrų priežasčių ima judėti skirtingais greičiais. Atsiskiriant teigiamam ir neigiamam krūviams ima tekėti srovė, o šio proceso eigoje yra sukuriamas trumpas elektromagnetinis impulsas. Šis krūvininkų atsiskyrimo mechanizmas yra esminis procesas, kurį stengiamasi suprasti ir įvaldyti. Jo priežastys yra įvairios, o kartais jų yra net ne viena, tačiau svarbiausia yra tai, kad pačiame impulse atsispindi informacija apie generacijos mechanizmą. Todėl THz impulsų tyrimai ne tik leidžia nagrinėti įvairius procesus vykstančius puslaidininkyje po sužadavimo bei jų pagalba nustatyti daug svarbių medžiagos parametrų, bet ir identifikuoti šių impulsų generacijos mechanizmą šiose medžiagose.

Iš kitos pusės, tyrinėjant THz spinduliuotę, ji turi būti ir užregistruojama. Laikinės srities spektroskopijos (TDS) sistemose dažniausiai yra naudojami fotolaidūs detektoriai, kurie yra gaminami iš puslaidininkinių medžiagų. Kadangi THz impulso trukmė dažnai neviršija kelių pikosekundžių, optiškai sužadinti detektoriaus elektronai su šiuo impulsu sąveikauja labai trumpai. Būtent tai leidžia nagrinėti tokius procesus, kaip krūvininkų sklaida į šoninius slėnius, nustatyti jų gyvavimo trukmę, judrio priklausomybę nuo perteklinės energijos, defektų sąlygotas būsenas draudžiamųjų energijų tarpe. Visi šie veiksniai nulemia registruojamo signalo dydį bei formą.

Aukščiau minėti procesai tiek THz impulsų generacijos, tiek detekcijos atveju priklauso nuo krūvininkų perteklinės energijos. Šiame darbe yra pristatomos dvi metodikos: THz impulsų sužadinimo spektroskopija, kuri tiria THz impulsų generacijos efektyvumą priklausomai nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio bei pikosekundinio fotolaidumo spektroskopija, kuri leidžia nustatyti užregistruoto THz impulso amplitudės priklausomybę nuo detektorių žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Siekiant pademonstruoti šių metodikų galimybes iširtos tokios gerai žinomos medžiagos kaip GaAs, InAs ir kiti III-V grupės puslaidininkiai. Kitos medžiagos, kaip telūras ir InAs nanovielutės, kuriose THz generacijos mechanizmai nėra gerai žinomi, buvo panagrinėtos detaliau.

Darbo tikslas

- Išvystyti THz impulsų sužadinimo bei pikosekundinio fotolaidumo spektroskopijos metodikas ir jas pritaikyti puslaidininkinių bei jų darinių tyrimams.

Darbo uždaviniai

- Išmatuoti III-V grupės puslaidininkių THz impulsų sužadinimo spektrus ir iš jų nustatyti puslaidininkių šoninio slėnio padėtis. Šias vertes palyginti su jau žinomais dydžiais.
- Pasinaudojus terahercinių impulsų sužadinimo spektroskopijos metodika iširti bei pasiūlyti teorinį modelį, aiškinantį THz generacijos mechanizmus InAs nanovielelėse bei kristaliniame telūre.
- Išmatuoti žemoje temperatūroje augintų puslaidininkių pikosekundinio fotolaidumo spektrus. Juos aprašyti teoriniu modeliu, kuris leistų įvertinti gilių defektinių lygmenų padėtis.

Darbo naujumas

- Išmatuoti ir išnagrinėti tolygūs III-V grupės puslaidininkių THz impulsų sužadinimo spektrai. Matavimai atlikti plačiame žadinančios šviesos bangų ilgių intervale (640 – 2600 nm).
- Pirmą kartą generuoti THz impulsai nuo InAs nanovielelių, kurios buvo augintos be katalizatoriaus. Pasiūlytas modelis, aiškinantis generacijos mechanizmus.
- Detaliai išnagrinėti THz impulsų generacijos mechanizmai telūre. Pirmą kartą išmatuotos THz impulso amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo orientacijos ties įvairiomis žadinančio fotono energijomis.
- Pademonstruota pikosekundinio fotolaidumo spektro matavimo metodika bei jos teikiamos galimybės.

Publikacijų sąrašas

1. Andrius Arlauskas, Arūnas Krotkus, THz excitation spectra of AlInBiV semiconductors, *Semicond. Sci. Technol.* **27** (2012) 115015.
2. Andrius Arlauskas, Polina Svidovsky, Klemensas Bertulis, Ramūnas Adomavičius, Arūnas Krotkus, GaAsBi Photoconductive Terahertz Detector Sensitivity at Long Excitation Wavelengths, *Appl. Phys. Express* **5** (2012) 022601.
3. Andrius Arlauskas, Julian Treu, Kai Saller, Ieva Beleckaitė, Gregor Koblmüller, Arūnas Krotkus, Strong Terahertz Emission and Its Origin from Catalyst-Free InAs Nanowire Arrays, *Nano Lett.* **14** (2014) 1508.
4. A. Bičiūnas, A. Arlauskas, J. Adamonis, P. Cicėnas, A. Krotkus, Physical mechanisms of terahertz pulse emission from photoexcited surfaces of tellurium crystals, *J. Appl. Phys.* **116** (2014) 093102.
5. J. Adamonis, A. Arlauskas, A. Krotkus, Spectral measurements of picosecond photoconductivity in terahertz detectors made from low temperature grown GaAs and GaInAs, *Phys. Status Solidi A*, 212 (2015) 2080.

Darbai nepatekę į disertaciją

1. A. Koroliov, A. Arlauskas, S. Balakauskas, M. Šoliūnas, A. Maneikis, A. Krotkus, A. Šetkus V. Tamošiūnas, Study of Terahertz Emission from Surfaces of Cu(InGa)Se₂ Layers, *Acta Phys. Pol. A*, **124** (2013), 846
2. Renata Butkutė, Vaidas Pačebutas, Bronislovas Čechavičius, Ramūnas Nedzinskas, Algirdas Selskis, Andrius Arlauskas, Arūnas Krotkus, Photoluminescence at up to 2.4μm wavelengths from GaInAsBi/AlInAs quantum wells, *J. Cryst. Growth*, **391** (2014) 116.

3. A. Atrashchenko, A. Arlauskas, R. Adomavičius, A. Korotchenkov, V. P. Ulin, P. Belov, A. Krotkus, V. P. Evtikhiev, Giant enhancement of terahertz emission from nanoporous GaP, *Appl. Phys. Lett.* **105** (2014) 191905

Konferencijų pranešimai

1. 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 (2012), Prague.
2. Andrius Arlauskas, Anton Koroliov, Saulius Balakauskas, Martynas Šoliūnas, Rasa Suzanovičienė, Andrius Maneikis, Arūnas Šetkus, Arūnas Krotkus, Vincas Tamošiūnas, Terahercų dažnio spinduliuotės emisijos iš Cu(In,Ga)(S,Se)_2 sluoksnių tyrimai, Lietuvos nacionalinė fizikų konferencija 2013, Vilnius.
3. A. Arlauskas, Semiconductors characterization by THz excitation spectroscopy, Jaszowiec 2013 (2013), Poland, Wisla.
4. Andrius Arlauskas, THz emission from InAs nanowire arrays, FTMC mokslinė konferencija (2014), Lietuva, Vilnius.

Autoriaus indėlis

Eksperimentinių stendų surinkimas bei didžioji dalis eksperimentų buvo atlikti autoriaus. Išskirti reiktų 3.2 skyriuje 3.8 pav. ir 3.3 skyriuje 3.13 ir 3.18 pav., kurie buvo gauti kitų straipsnio, kuriame yra publikuoti minėti rezultatai, bendraautorių. Autorius didžiąja dalimi prisidėjo prie eksperimentinių rezultatų apdorojimo bei jų paruošimo publikacijoms. Tiriama bandiniai, išskyrus InAs nanovieleles, buvo taip pat paruošti šio darbo

autoriaus. 4 skyriuje pateikti teorinio modeliavimo rezultatai didžiąja dalimi buvo atlikti J. Adamonio.

Ginamieji teiginiai

1. THz emisijos sužadavimo spektroskopija yra tinkama (ir tiksli) metodika puslaidininkų šoninio laidumo juostos slėnio padėties nustatymui.
2. Foto-Demberio efektas yra dominuojantis THz impulsų generacijos mechanizmas be katalizatoriaus augintose InAs nanovielelėse; jo efektyvumas priklauso nuo vielelės storio ir ilgio.
3. Kristaliniame telūre, kai žadinančio impulso kvanto energija yra mažesnė nei 0,9 eV, THz impulsai yra generuojami dėl antros eilės netiesinio efekto, o energijai viršijus 0,9 eV, įsijungia papildomas mechanizmas – foto-Demberio efektas, kuris dar trumpesnėse bangose pradeda dominuoti.
4. Pikosekundinio fotolaidumo spektrai yra informatyvesni nei įprasto fotolaidumo ir atskleidžia medžiagos gilius lygmenis formuojančių defektų juostos padėtį bei plotį. Taip pat šie spektrai leidžia įvertinti laidumo juostos šoninio slėnio energiją.

1 skyrius

Literatūros apžvalga

1.1 THz spinduliuotė ir jos taikymai

Šviesa – tai vienas iš pagrindinių informacijos šaltinių, kurios pagalba žmogus pažįsta šį pasaulį. Ilgą savo, kaip rūšies, egzistavimo laiką jis apsiribojo labai siauru elektromagnetinių bangų diapazonu – matoma sritimi. Ir išgyvenimui to pakako su kaupu. Galbūt pakaktų ir dabar, tačiau visatoje (galbūt tai universalus dėsnis) visi stengiasi užimti mažiausios energijos būseną. Todėl ir žmogus norėdamas palengvinti savo gyvenimą, dėmesį nukreipė į plika akimi nematomus „objektus“, o juos pažinęs panaudojo savo reikmėms tenkinti.

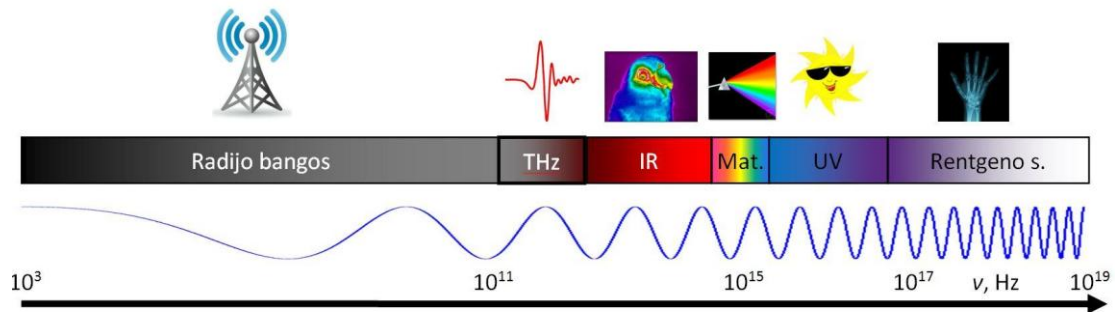
Patys pirmieji buvo pastebėti infraraudonieji spinduliai [1], vėliau atrastas ir ultravioletinis diapazonas [2]. Įkvėptas Maxwell'o darbų [3] apie elektromagnetinę spinduliuotę Hertz'as pirmą kartą eksperimentiškai pademonstravo ir radijo bangų egzistavimą [4]. Galiausiai buvo aptikti Röntgen'o bei gama spinduliai.

Radijo bangos, kaip taisyklė, generuojamos laidininkuose, kai juose sukuriama laike kintanti srovė, kuri savo ruožtu kuria tokio pačio dažnio elektromagnetinę spinduliuotę, kuri antenos pagalba yra paleidžiama į laisvą erdvę. Ši, dažniausiai harmoninė, srovės kitimą užtikrina spartūs puslaidininkiniai (tranzistoriai, įvairūs diodai) ar vakuuminiai (vakuuminės lempos, klistronai, magnetronai, ir kt.) prietaisai.

Infraraudonoji ir didesnio dažnio spinduliuotė gimsta branduoliuose, atomuose, molekulėse ar jų junginiuose (kristaluose) kai elektronai ar kitos elementarios dalelės pereina iš vieno energetinio lygmens į kitą. Šiuo būdu

šviesos kvanto energija gali kisti nuo kelių meV rotaciniuose molekulių lygmenyse iki TeV elementarių dalelių virsmuose.

Terahercinė spinduliuotė yra įsispraudusi tarp radijo ir infraraudonųjų bangų. Jos dažnis yra 10^{12} Hz eilės dydis, kas ir davė šiai sričiai tokį pavadinimą (1 THz = 10^{12} Hz). Nors griežto sutarimo, kur ši sritis prasideda ir kur baigiasi nėra, tačiau dažniausiai laikoma, kad šis diapazonas yra nuo 0,1 iki 10 THz, o bangos ilgis kinta nuo 30 μm iki 3 mm (1.1 pav.). Ir visgi, kokios priežastys lėmė, kad ši sritis buvo atskirta tiek nuo infraraudonosios, tiek nuo radijo bangų?

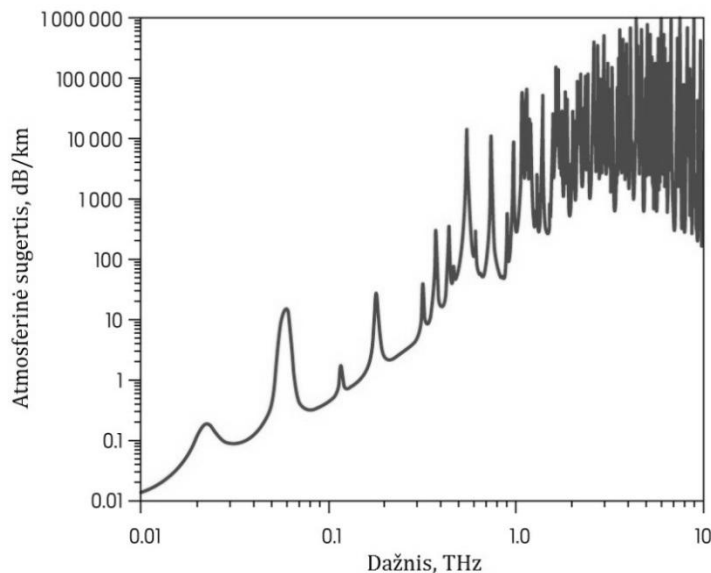


1.1 pav. Elektromagnetinių bangų spektras ir THz diapazonas.

THz spinduliuotė, kaip elektromagnetinių bangų sritis, pradėta tyrinėti vėliausiai. Taip nutiko dėl kelių priežasčių. Visų pirma, šiame intervale stipriai pasireiškia atmosferoje esančių, pagrinde vandens, molekulių sugertis (1.2 pav.). Intervale nuo 1 iki 10 THz vidutinis slopinimo koeficientas yra apie 20-30 dB/m, o vietomis net iki kelių šimtų dB/m! Tai reiškia, kad už 1 m signalo dydis gali sumažėti net penkiomis ir daugiau eilių. Todėl tokios spinduliuotės tyrimai, net ir laboratorinėmis sąlygomis pasidaro labai komplikuoti. Kita didelė problema yra grynai inžinerinė ar net fundamentinė. Tai efektyvių šaltinių ir detektorių trūkumas.

Šaltinių, galinčių spinduliuoti pakankamo intensyvumo signalus, ilgą laiką buvo labai nedaug. Ir tam yra keletas priežasčių. Kaip jau buvo minėta, elektromagnetinės bangos kuriamos dviem būdais: realizuojant optinius šuolius atomuose ir sukuriant laike kintančias sroves. Realizuojant pirmąjį būdą susiduriama su fundamentine problema. 1 THz kvanto energija yra lygi 4.1

meV. Palyginus tai su kambario temperatūros termine energija (25,6 meV) matyti, kad pastaroji yra bent keletą kartų didesnė, todėl dauguma šuolių yra nespinduliniai ir prietaisai veikiantys šiuo būdu kambario temperatūroje yra labai neefektyvūs. Iš kitos pusės, THz spinduliuotę galima kurti ir pasinaudojant srovės efektu, kaip tai daroma radijo bangų atveju. Tačiau ir čia yra bėdų. Norint pasiekti THz dažnius būtinas labai spartus srovės kitimas, o tai riboja tiek pats krūvininkų judėjimo greitis medžiagoje, tiek ir sunkiai išvengiama kiekvieno prietaiso RC pastovioji. Dėl šių priežasčių didesni, nei kelių šimtų GHz dažniai ilgą laiką buvo sunkiai pasiekiami.



1.2 pav. Atmosferos sugerties stipris THz diapazone, jūros lygyje [5].

Efektyvių šaltinių bei detektorių trūkumas buvo pagrindinis faktorius ribojantis tyrimus bei taikymus šioje srityje. Tad trumpai žvilgtelėkime, kaip buvo sprendžiamos šios problemos ir kaip vystėsi ši sritis istorijos eigoje.

1.1.1 Truputis istorijos

Nors dažnai THz eros pradžia siejama su fotolaidžių antenų atsiradimu, tačiau iš tikrųjų tyrimai šioje srityje prasidėjo gerokai anksčiau. Šios srities pionieriumi galime laikyti vokiečių mokslininką Heinrich'ą

Rubens'ą (1865-1922), kuris plačiojoje visuomenėje, matyt, geriau yra žinomas kaip Rubenso vamzdžio (angl. „Ruben's tube“ arba „flame tube“) išradėjas, o ne kaip pirmasis THz spinduliuotės tyrinėtojas. Savo laiku jis buvo pagrindinis ir praktiškai vienintelis šios srities mokslininkas. Tuo metu, kaip THz spinduliuotės šaltinį, jis naudojo gyvsidabrio garų lempą, kuri liko populiari net iki šių dienų. Spinduliuotė buvo registruojama termoporomis ar bolometru. Rubensas atrado ir intensyviai tyrinėjo likutinius spindulius (Reststrahlen), kas vėliau jam pasitarnavo spektroskopiniuose matavimuose. Taip pat jis įnešė labai svarų indėlį ir į kvantų mokslą išmatavęs juodo kūno spinduliavimą – jo spektrinį pasiskirstymą tolimajame infraraudonosios srities (FIR) diapazone. Pats Max'as Planck'as yra pasakęs: „Be Rubenso pagalbos spinduliavimo dėsnis, o tuo pačiu ir visa kvantinė teorija, būtų suformuluota visiškai kitaip ir galbūt net ne Vokietijoje.“ Galiausiai savo gyvenimo pabaigoje (1921 m) Rubensas vainikavo savo darbus, pirmasis išmatavęs atmosferos sugerties kreivę THz diapazone nuo 160 iki 400 μm [6].

Po Rubenso mirties ilgą laiką rimtesnių tyrimų ir išradimų nebuvo atlikta. Ir tik 5-ame dešimtmetyje ši sritis sulaukė didesnio mokslininkų susidomėjimo, pagrinde detektorių srityje. Buvo sukurta Golay celė [7], kuri ne tik pasižymėjo dideliu jautriu bet ir galėjo dirbti kambario temperatūroje. Taip pat atsirado ir pirmieji šaldomi bolometrai [8], kurie veikė panaudojant superlaidžią medžiagos fazę. Po antrojo pasaulinio karo, išstobulėjus elektronikai, atsiranda pirmi bandymai registruoti signalą ne nuolatinėje veikoje, o karpant jį tam tikru dažniu ir vėliau stiprinant, kas praktiškai yra sinchroninio stiprintuvo atsiradimas [9].

Šeštajame dešimtmetyje vis dar dominavo gardeliniai spektrometrai, gyvsidabrio garų lempa praktiškai buvo nepakeičiamas šaltinis, o Golay celė – dominuojantis detektorius. Matyt vienas iš svarbiausių atradimų šiame dešimtmetyje – Fourier spektrometras, kuris teoriškai leido užfiksuoti visą spektrą iškart ir tuo pačiu neprarasti krintančio signalo galios, kadangi plyšio plotis neribojo spektrometro skyros. Tačiau problema šiuo atveju visgi buvo ta, kad realiai išmatuojama yra interferograma, o spektras apskaičiuojamas atlikus

jos Fourier transformaciją. Todėl kompiuterių nebuvimas gerokai komplikavo praktinį šios metodikos pritaikymą. Ir nors pati metodika praktiškai buvo pademonstruota 1958 metais [10], tačiau plačiai pradėta taikyti gerokai vėliau. Verta paminėti ir pirmą fotolaidų detektorių, kuris gebėjo registruoti nuo 50 iki 120 μm bangos ilgio spinduliuotę [11]. Tai buvo stibiu legiruotas germanio detektorius, kuriame optiškai buvo žadinami elektronai iš priemaišinio lygmens į laidumo juostą, taip keičiant šios medžiagos laidumą.

Susidomėjimas FIR sritimi labai stipriai išaugo septintajame dešimtmetyje. Tai galima matyti ir iš publikacijų skaičiaus moksliniuose žurnaluose. Jei iki tol per dešimtmetį buvo išspausdinama ne daugiau nei keli šimtai publikacijų, tai šiame laikotarpyje jų jau buvo kiek daugiau nei tūkstantis. Tai davė ir savų rezultatų. Nors detektorių šiame diapazone jau būtų įvairių, bet praktikoje Golay'iaus detektorius liko be konkurencijos. Ir visgi po truputi jį pradėjo keisti pigesnis ir patogesnis piroelektrinis detektorius, kuris laikinai sugeneruoja potencialų skirtumą pasikeitus jo temperatūrai. Pirmą kartą jis buvo pasiūlytas 1938 metais [12]. Taipogi dienos šviesą išvydo pirmas nuolatinės veikos lazeris [13], kurio aktyvioji medžiaga buvo vanduo. Jis turėjo kelias aktyvias linijas netoli 1 THz. Na ir vienas iš svarbiausių įvykių – laikinės srities spektroskopijos atsiradimas (TDS) nors dar tik mikrobangų diapazone [14].

Aštuntajame dešimtmetyje terahercinę spinduliuotę pradėta taikyti kosminiuose tyrimuose. Matyt svarbiausias įvykis – 1974 metais paleista skraidanti Kuiper'io observatorija (1.3 pav.), kuri „atvėrė akis“ visame infraraudonajame ir THz diapazonuose (nuo 1 iki 500 μm) ir taip davė stiprų postūmį vėlesniems tyrimams THz srityje. Pagrindinė šios observatorijos tyrimų sritis buvo žvaigždžių formavimasis ir tam reikalingos sąlygos.

Negalima nepaminėti, kad 1971 buvo sukurta pirma TDS sistema THz diapazone [15]. Šioje sistemoje buvo naudojamas Nd legiruotas stiklo lazeris, kuris dirbo modų sinchronizacijos režimu ir gebėjo pasiekti 2 ps trukmės impulsus, jų pagalba pavyko gauti beveik 0,5 THz pločio spektrą. Šioje

sistemoje THz impulsų generacijai buvo panaudotas LiNbO_3 kristalas, o registruojama Michelson'o interferometru su šaldomu n-InSb bolometru*.

Besivystant kompiuterinėms technologijoms devintame dešimtmetyje smarkiai išpopuliarėjo Fourier spektrometrija tiek infraraudonajame, tiek THz diapazone. Augantis susidomėjimas spektriniais matavimais FIR ir THz diapazonuose astronomijos moksle, stimuliuo daug naujų atradimų. 1984 metais buvo pademonstruotas p-Ge lazeris, kurio bangos ilgis galėjo būti keičiamas 1-4 THz intervale ir kuris buvo kaupinamas elektriškai, tačiau efektyviam šio prietaiso veikimui buvo reikalingos skysto helio temperatūros [16]. Galiausiai laisvųjų elektronų lazeris pasiekė ir THz diapazoną [17], kartu pradėti naudoti ir sinchrotronai [18].



1.3 pav. NASA Kuiper'o observatorija (Kuiper Airborne Observatory) [19]

Pasirodžius pirmiems didelės galios femtosekundiniams (fs) lazeriams atsirado galimybė sugeneruoti trumpus, plataus spektro THz impulsus. Ir čia geriausiai yra žinomas Auston'o jungiklis [20, 21], kuris ir davė naują pradžią šiai tyrimų sričiai. Panašių darbų pasirodė ir su elektrooptiniais kristalais [22], nors šių impulsų galia buvo mažesnė.

* Nors šis darbas yra laikomas pirmąją TDS sistema THz srityje, iš tikrųjų tai nevisai tiesa. Nes detektuojama buvo Michelson'o interferometru, kuris užregistruoja interferogramą, o ne tikrąją impulso formą.

1.1.2 THz spinduliuotės taikymai

Kaip jau buvo minėta, THz spinduliuotė yra tarpe tarp radijo ir infraraudonųjų bangų. Tad galima įtarti, kad THz pasižymi abiejų pastarųjų sričių savybėmis. Iš tikrųjų taip ir yra.

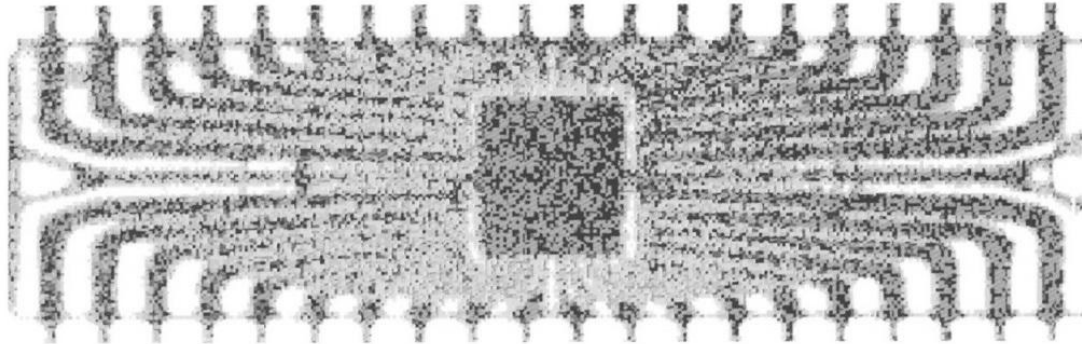
Atstumai tarp žemės atmosferą sudarančių molekulių energetinių lygmenų dažnai yra didesni nei radijo bangų kvanto energija. Todėl radijo bangų atmosferos molekulės sugerti negali ir erdve jos praktiškai sklinda be nuostolių (jei nepaisysim sklaidos ir interferencijos efektų). Tuo tarpu infraraudonosios ar matomos spektro dalies privalumas yra mažas bangos ilgis, kuris leidžia aiškiai išskirti daugumą šio pasaulio objektų. Be to, pastaroji spinduliuotė geba atpažinti medžiagas, kadangi kiekviena pasižymi unikaliu sugerties spektru šioje srityje. THz spinduliuotė yra tarp radijo bangų ir optinio diapazono, todėl natūralu, kad ji pasižymi šių dviejų spinduliuočių savybėmis. Būtent tai ir daro juos patrauklius įvairių sričių taikymuose.

Vienas iš populiariausių THz spinduliuotės taikymų yra objektų skenavimas. Santykinai mažas bangos ilgis (0,03 – 3 mm), daugumos medžiagų skaidrumas šiame diapazone bei nejonizacinis jos pobūdis daro šią spinduliuotę patrauklesne už Rentgen'o spindulius.

Vienas iš pirmųjų bandymų panaudoti THz spinduliuotę objektų vaizdinimui buvo 1995 m [23] (1.4 pav.). Tuo metu pademonstruota tik tokia galimybė, kuri tapo viena iš populiariausių THz spinduliuotės taikymo sričių. Ilgainiui buvo pasiūlyta daug įvairių vaizdinimo būdų: artimuoju lauku, kas leidžia padidinti skyrą nemažinant bangos ilgio [24], THz tomografija, kuri geba atkurti trimatį objekto vaizdą [25], tamsiuoju lauku [26] ir dauguma kitų.

Medicinoje didelis privalumas yra tai, kad ši spinduliuotė yra visiškai nepavojinga žmogaus sveikatai. Nors didelis vandens kiekis žmogaus audiniuose (t.y. didelė sugertis) neleidžia pilnai pakeisti rentgeno spindulių, tačiau visgi egzistuoja keletas pritaikymo galimybių. Vienas iš jų – tai karieso pažeistų dantų aptikimas dar ankstyvoje fazėje [27] arba vėžio audinių

identifikavimas paviršiniuose žmogaus kūno sluoksniuose, kur vandens kiekis yra nedidelis [28].



1.4 pav. Plastikiniame korpuse patalpinto integrinio grandyno THz vaizdas. Skenuota buvo THz-TDS sistema, kur THz šaltinis ir detektorius buvo fotolaidžios antenos žadinamos Ti:safyro lazeriu (800 nm).

Nemažai potencialių taikymo galimybių yra ir saugumo srityje. Dauguma sprogstamųjų ir narkotinių medžiagų turi būdingas sugerties linijas THz srityje, kas leidžia šią savybę panaudoti šių medžiagų aptikimui, net jei jos yra paslėptos ir plika akimi nematomos [29,30].

Meno kūriniai, tokie kaip paveikslai ir freskos dažnai po dažų sluoksniu slepia senus kūrinius ar tų pačių kūrinių eskizus. THz skenavimas padeda juos pamatyti nepažeidžiant šių darbų [31].

Terminiškai sužadinti atomai ir molekulės, esančios tolimų planetų atmosferose, reliktiniai fotonai, galaktikų dujos ir dulkės, 10-100 K kūnai, – visi jie spinduliuoja THz diapazone. Būtina pabrėžti, kad dauguma fotonų – kai kuriose galaktikose net iki 95 % [32] – yra išspinduliuojama būtent šiame diapazone. Todėl astronominiai tyrimai tolimajame infraraudonajame ir THz diapazonuose visada buvo ir yra aktualūs. Visgi dėl stiprios atmosferos molekulių sugerties beveik visi spektriniai matavimai turi būti atliekami bent jau keliasdešimties kilometrų aukštyje. Tam dažnai pasitarnauja lėktuvai, oro balionai, o tinkamiausi tam yra kosminiai palydovai. Čia yra pageidaujami tiek vieno dažnio detektoriai, tiek plataus spektro spektrometrai. Juose dažniausiai naudojami dviejų tipų detektoriai: bolometrai ir germanio fotolaidūs

detektoriai, kurie dirba skysto helio temperatūrose ir labiausiai apriboja misijos trukmę. Daug kosminių misijų jau buvo realizuota iki šiol, keletas jų veikia šiandien ir matyt dar daugiau jų sulauksime ateityje [33], todėl tyrimai šioje srityje dar bus ilgą laiką aktualūs.

Augantis skaitmeninių duomenų kiekis neišvengiamai reikalauja ir didesnės perdavimo spartos. Jau kiek daugiau nei 12 metų eksponentiniu greičiu auganti bevielio interneto sparta – duomenų perdavimo greitis padidėja 2 kartus kas 18 mėn. [34] – leidžia daryti prielaidą, kad ši tendencija išsilaikys ir toliau. Spartus bevielis duomenų perdavimo būdas atitinkamai reikalauja ir didesnio nešlio dažnio. Šiuo metu jau yra kuriama 60 GHz dažniu veikianti technologija, kuri turėtų veikti 4.6 Gbit/s sparta [35]. Tačiau smarkiai didėjantys nuostoliai didėjant dažniui, intensyvių šaltinių trūkumas ir kitos problemos vis dar neleidžia THz diapazono spinduliuotės pritaikyti duomenų perdavimui, nors bandymų ir darbų šioje srityje yra.

Atmosferoje egzistuoja trys dažnių juostos – langai – kuriuose sugertis yra minimali: 75-110 GHz, 110-150 GHz ir 220-270 GHz [36]. Mažiausiais nuostoliais pasižymi pirmoji juosta, o toliau didėjant juostos numeriui nuostoliai didėja (1.2 pav.). Šiuo metu jau yra vystomas duomenų perdavimas 100 ir 300 GHz dažnio spinduliuote. Pirmuoju atveju, panaudojus tiek optinius tiek elektroninius THz spinduliuotės generacijos būdus, jau yra gautas 10 Gbit/s perdavimo greitis laboratorinėmis sąlygomis daugiau nei 100 m atstumu [37]. Taip pat ši technologija buvo realizuota lauko sąlygomis 2008 metų Pekino olimpinių žaidynių metu perduodant aukštos kokybės (HD) video signalą jau 1 km atstumu [38]. Visgi reikia pastebėti, kad tai kryptinis perdavimo būdas, t.y. spindulio kelyje neturi būti kliūčių. Vystoma ir 300 GHz dažniu paremta technologija, kuri laboratorinėmis sąlygomis jau geba pasiekti iki 100 Gbit/s duomenų perdavimo spartą [39].

Tyrimai THz srityje prasidėjo palyginti neseniai, todėl dauguma taikymo sričių dar nėra pilnai išvystytos ir platesniam naudojimui kol kas nėra tinkamos. Tačiau jau ir dabar egzistuoja nemažai gamintojų, siūlančių įvairius THz prietaisus. Visgi didžioji dalis jų produkcijos skirta moksliniams

tyrimams. Perspektyvoje tikimasi, atradus efektyvesnius šaltinius ir jautresnius registravimo būdus, šią taikymų sritį išplėsti ir už mokslinės laboratorijos ribų, nors kai kurie šiuo klausimu nėra tokie optimistiški [5].

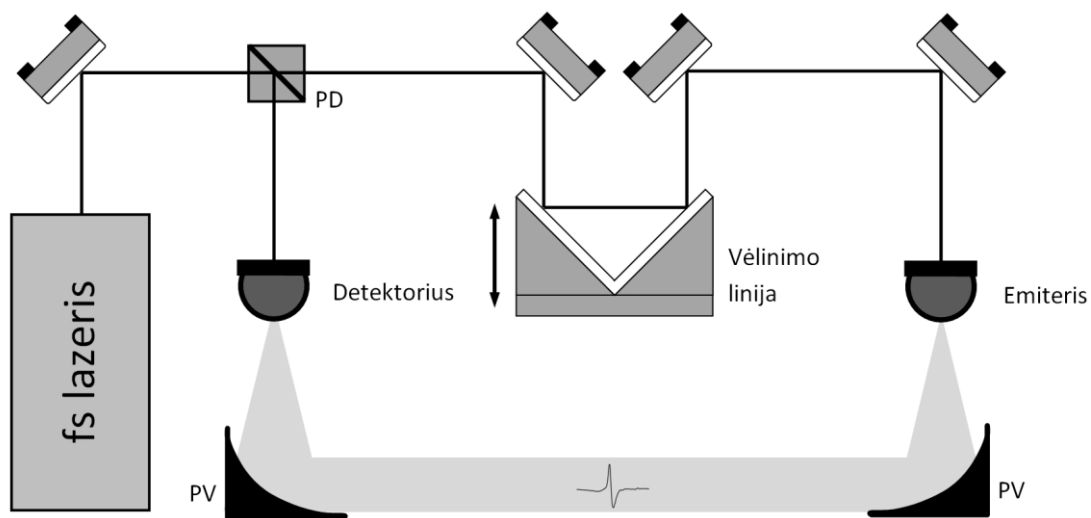
1.2 THz impulsų laikinės srities spektroskopija

Vieno dažnio elektromagnetinė spinduliuotė pilnai charakterizuojama dviem dydžiais: amplitude ir faze. Registravimo sistema, kuri leidžia užregistruoti abu šiuos dydžius, vadinama koherentine ir turi keletą esminių privalumų prieš nekoherentinius registravimo būdus, kurie užfiksuoja tik elektromagnetinės bangos amplitudinę vertę. Kadangi THz spinduliuotės periodas yra santykinai didelis, tai sudaro sąlygas užregistruoti ne vien jos amplitudę bet ir fazę. Pati populiariausia THz diapazono koherentinė registravimo metodika yra laikinės srities spektroskopija (THz-TDS, nuo angliško pavadinimo „*time domain spectroscopy*“), kurią detaliau ir panagrinėsime šiame skyrelyje.

THz laikinės srities spektroskopijos principinė schema pavaizduota 1.5 pav. Iš femtosekundinio lazerio išėjęs spindulys yra dalinamas į dvi dalis. Viena dalis per vėlinimo liniją keliauja į emiterį, kita – į detektorių. Iš emiterio išspinduliuotas THz impulsas parabolinių veidrodžių pagalba ar tiesiogiai yra nukreipiamas į THz detektorių, kuriame yra užregistruojama momentinė THz impulso elektrinio lauko vertė. Keičiant vėlinimo linijos padėtį yra nuskenuojamas visas THz impulsas – elektrinio lauko priklausomybė nuo laiko.

THz-TDS sistemose gali būti naudojami kelių rūšių šaltiniai. Šiuo metu pačios populiariausios ir efektyviausios yra fotolaidžios antenos [40, 41], kurios yra daromos iš trumpa gyvavimo trukme pasižyminčių medžiagų (LT-GaAs[42], GaBiAs [43], RD-SOS [44] ir kt.) ant kurių dažniausiai yra suformuojama dipolinė antena [45]. Apšvietus tokią struktūrą femtosekundiniu lazerio impulsu joje sukurti elektronai, dėl pridėtos išorinės įtampos, pradeda judėti – ima tekėti srovė. Per mažiau nei kelias pikosekundes krūvininkai

rekombinuoja arba/ir yra sugaudomi į gilius defektinius lygmenis, esančius draudžiamųjų energijų tarpe, todėl srovės stipris pradeda mažėti. Tokiu būdu yra sukuriamas srovės impulsas, kurio trukmė yra kelios pikosekundės, o šio kuriama elektromagnetinės spinduliuotės yra THz diapazone. Žinoma, šis šaltinis yra nevienintelis. Neretai yra naudojami paviršiniai emiteriai (plačiau 1.3 skyriuje), taip pat taikomos įvairios metodikos su netiesiniais kristalais [22, 46] ar ore sukurta plazma [47].



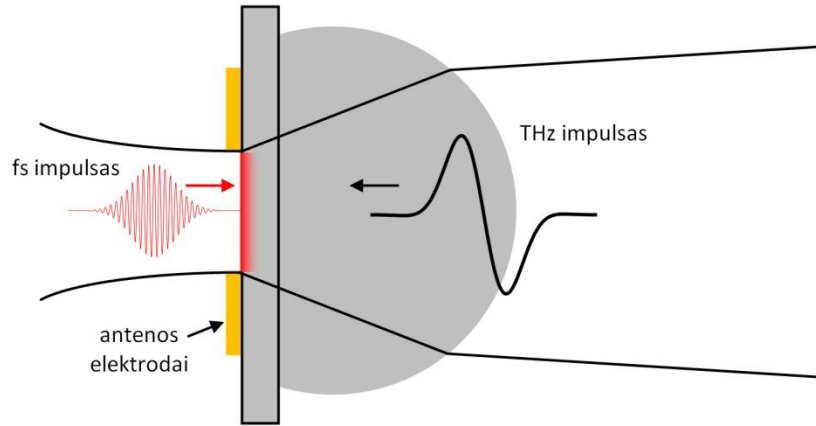
1.5 pav. Principinė laikinės srities spektroskopijos schema. PV – parabolinis veidrodys, PD – pluošto daliklis

1.2.1 THz impulsų detekcija

Signalų registravimas – TDS sistemos pagrindas. Šiose sistemose dažniausiai yra naudojami dviejų tipų detektoriai: elektrooptiniai ir fotolaidūs. Pastaruosius panagrinėsime detaliau.

Fotolaidūs detektoriai, kaip ir fotolaidūs emiteriai, yra gaminami iš puslaidininkių, dažniausiai pasižyminčių trumpa krūvininkų gyvavimo trukme. Prie vienos šio detektoriaus pusės yra pridedamas silicio lęšis (1.6 pav.), kuris sufokusuoja iš emiterio ateinančią THz spinduliuotę į maždaug kelių dešimčių mikrometrų dėmelę. Ant kitos puslaidininkio pusės yra užgarinama kelių dešimčių mikrometrų dydžio dipolinė antena, kuri sukcentruoja THz

spinduliuotės elektrinį lauką aplink metalinius dipolinės antenos elektrodus [48].



1.6 pav. Fotolaidaus detektoriaus schema.

Iš kitos pusės detektorius yra žadinamas femtosekundiniais lazerio impulsais (1.6 pav.), kurių trukmė yra τ_c . Šie, pasiekę puslaidininkio paviršius, jame sukuria laisvus elektronus, kurių gyvavimo trukmė yra τ_e . Iš priešingos pusės ateinantis THz impulsas savo elektriniu lauku veikia detektoriaus elektronus (skylių indėlio nepaisysime dėl jų gerokai mažesnio judrio) ir tokiu būdu sukuria srovę:

$$j(t, \tau) = \int I(t - t', \tau_c) en(t') v(t', \tau) dt', \quad (1.2.1)$$

čia $I(t, \tau_c)$ – lazerio impulso intensyvumo skirstinys, kurio trukmė yra τ_c , τ – vėlinimas tarp optinio ir THz impulsų, kuris yra keičiamas vėlinimo linijos pagalba, $n(t)$ – elektronų koncentracija, kai elektronus sužadina momentinis, delta funkcijos ($\delta(t)$) tipo impulsas. Šis dydis randamas sprendžiant lygtį:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau_e} + \delta(t), \quad (1.2.2)$$

$$\text{sprendinys } n(t) = \begin{cases} e^{-t/\tau_e}, & \text{kai } t > 0 \\ 0, & \text{kai } t < 0 \end{cases}$$

tuomet tarp krūvininkų greitis $v(t, \tau)$ randamas iš kinetinės lygties:

$$\frac{dv(t, \tau)}{dt} = -\frac{v(t, \tau)}{\tau_p} + \frac{e}{m^*} E_{\text{THz}}(t + \tau), \quad (1.2.3)$$

čia m^* – elektronų efektinė masė, $E_{\text{THz}}(t)$ – THz impulso elektrinis laukas. Kadangi srovės kitimas yra labai spartus, elektroniniai prietaisai (dažniausiai tam yra naudojami sinchroniniai stiprintuvai) registruoja suvidurkintą srovės vertę:

$$\overline{j(\tau)} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} j(t, \tau) dt \quad (1.2.4)$$

čia T – lazerio impulsų pasikartojimo periodas. Galiausiai visas THz impulsas užregistruojamas keičiant vėlinimą τ ir registruojant srovę sinchroniniu stiprintuvu. Toliau panagrinėsime šiuos sprendinius tik kokybiškai, o detalus šių lygčių sprendinys pateiktas [41] darbe.

Detektoriai yra skirstomi pagal krūvininkų gyvavimo trukmę į tiesioginio detektavimo ir integruojančius. Pirmieji pasižymi mažomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis, kurios idealiu atveju yra daug mažesnės už THz impulso trukmę. Šiuo atveju lazerio impulso sukurti krūvininkai gyvuoja labai trumpai, todėl tokiu atveju srovė teka tik žadinimo metu ir yra proporcinga THz impulso elektriniam laukui, kuris tuo laiko momentu yra foto-sužadintoje srityje (1.7a pav.):

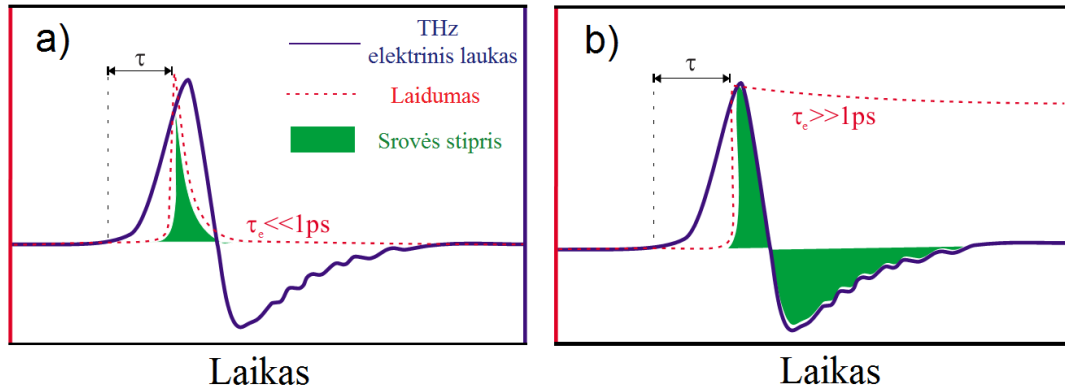
$$E_{\text{THz}}(\tau) \propto I(\tau). \quad (1.2.5)$$

Tuo tarpu integruojančių detektorių [49] krūvininkų gyvavimo trukmė yra gerokai ilgesnė už THz impulso (1.7b pav.) ir todėl registruojama srovė yra:

$$I(\tau) \propto \int_{\tau}^{\infty} E_{\text{THz}}(t) dt. \quad (1.2.6)$$

Tokiu atveju THz impulsas gaunamas diferencijuojant užregistruotą srovę:

$$E_{\text{THz}}(t) \propto \frac{dI(\tau)}{d\tau}. \quad (1.2.7)$$



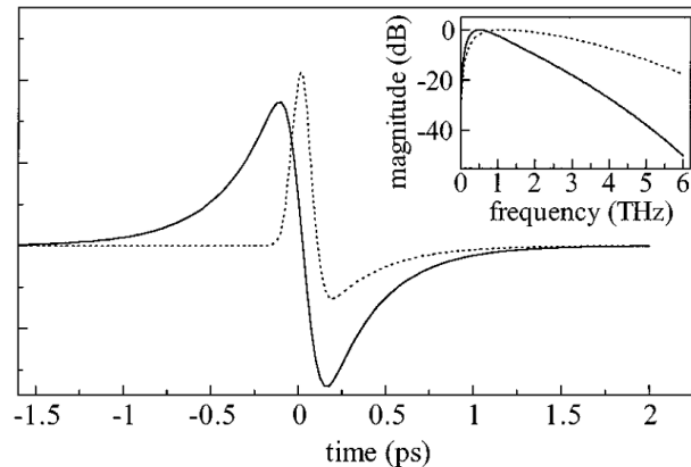
1.7 pav. Fotolaidaus detektoriaus laidumo, srovės bei registruojamo THz impulso priklausomybė nuo laiko, kai krūvininkų gyvavimo trukmė yra $\tau_c \ll 1 \text{ ps}$ (a) ir $\tau_c \gg 1 \text{ ps}$ (b).

Dažnai yra manoma, kad norint turėti platų detektoriaus spektrą, yra reikalinga trumpa detektoriaus krūvininkų gyvavimo trukmė. Kaip matyti iš pastarosios išraiškos, tas visai nėra būtina. Spektro plotį šiuo atveju riboja lazerio impulso trukmė, kuri apsprendžia laidumo priekinį frontą (1.7b pav.). Visgi tokių medžiagų tamsinė varža visada yra mažesnė, o tai sąlygoja ir didesnę jų šiluminį (Johnson–Nyquist) triukšmą [50], todėl tokio tipo detektoriai nėra labai populiarūs.

Žinoma realiu atveju baigtinė krūvininkų gyvavimo trukmė iškraipo užregistruotą THz impulsą ir todėl srovė yra lygi THz impulso elektrinio lauko ir krūvininkų tankio sąsūkai:

$$I(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{THz}}(t) n(t - \tau) dt. \quad (1.2.8)$$

TDS sistemose dažniausiai yra naudojamos medžiagos, kurių krūvininkų gyvavimo trukmė nors ir mažesnė (dažnai $< 1 \text{ ps}$), tačiau visgi yra panašios eilės kaip ir THz impulsas. Todėl, norint rasti tikslią THz impulso formą, būtina spręsti pastarąją lygtį. Taip pat reikia žinoti ir tikslią $n(t)$ priklausomybę, kurią įvertinti dėl labai trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės dažnai yra sudėtinga. Dėl šių priežasčių tariama, kad registravimas yra tiesioginis, t.y. $I(\tau) \propto E_{\text{THz}}(\tau)$. Tokia prielaida neišvengiamai įneša ir savų trūkumų. Pakinta užregistruoto THz impulso forma, o jo spektras tampa siauresnis lyginant su emiterio išspinduliuotu (1.8 pav.) [41].



1.8 pav. Fotolaidžios antenos išspinduliuotas (taškuota linija) ir detektoriuje užregistruotas (ištisinė linija) THz impulsas. Detektoriaus krūvininkų gyvavimo trukmė yra 300 fs, lazerio impulso trukmė 120 fs, impulso relaksacijos trukmė 30 fs. Intarpe pavaizduotas tų pačių impulsų spektras. [41]

Tad registruojant THz impulsus minėtu būdu pagrindiniai dydžiai ribojantys užregistruoto impulso spektrą yra trys: (I) lazerio impulso plotis, (II) krūvininkų gyvavimo trukmė ir (III) medžiagos, iš kurios gaminamas detektorius, sugertis THz diapazone. Pastaroji dažnai susijusi su optiniais fononais.

Kitas labai plačiai naudojamas detektavimo būdas – tai elektrooptinis detektavimas [51]. Čia yra naudojamas elektrooptinis kristalas, kuris pasižymi Pockels'o efektu, t.y. medžiagos lūžio rodiklis tiesiškai priklauso nuo išorinio elektrinio lauko stiprio. Svarbu yra tai, kad šis pokytis atsiranda pridėto išorinio lauko kryptimi – lūžio rodiklis tampa anizotropinis dydis, o tokia savybe pasižyminčios medžiagos vadinamos dvilūžėmis.

Šiuo atveju THz ir optinio impulso pluoštai suvedami lygiagrečiai ir yra paleidžiami į elektrooptinį kristalą. Kadangi THz spinduliuotė yra gerokai didesnio bangos ilgio nei optinis impulsas, pastarasis jaus THz impulso elektrinį lauką kaip pastovų dydį. Tokiu būdu elektrinio lauko indukuotas dvilūžiškumas pakeičia optinio impulso poliarizaciją iš tiesinės į šiek tiek eliptinę. Vėliau, praėjus pro $\lambda/4$ plokštelę, optinio impulso poliarizacija dar kartą pakeičiama, šiuo atveju į beveik apskritiminę. Galiausiai Wollaston'o

prizmė padalina optinį spindulį į du pluoštus su vienas kitam statmenomis poliarizacijomis, kurių intensyvumų skirtumas (I_s) užregistruojamas balansiniu detektoriumi ir yra lygus [52,53]:

$$I_s(\tau) = \frac{I_0 \omega L}{c} n_o^3 r_{41} E_{\text{THz}}(\tau), \quad (1.2.9)$$

čia I_0 – lazerio spindulio intensyvumas, ω – optinio spindulio kampinis dažnis, L – kristalo, kuriuo sklinda impulsai, ilgis, n_o – optinio dažnio lūžio rodiklis, r_{41} – elektrooptinis koeficientas, E_{THz} – THz impulso momentinis elektrinis laukas, τ – delsa tarp optinio ir THz impulsų.

Priklausomai nuo THz impulso elektrinio lauko stiprio kinta optinio spindulio poliarizacija – jos eliptiškumas, o tuo pačiu ir skirtuminis balansinio detektoriaus signalas. Keičiant vėlinimą tarp optinio ir THz impulsų, yra prazonduojamas visas THz impulsas.

Kaip ir fotolaidžios antenos atveju, taip ir šiuo atveju egzistuoja THz spektro plotį ribojantys faktoriai, kurie yra trys: (I) lazerio impulso trukmė, (II) fononinė sugertis THz diapazone ir (III) optinio ir THz impulsų sklidimo greičių nesutapimas. Nors ploninant elektrooptinį kristalą pastarąją problemą galima suvesti iki minimumo, tačiau mažėjantis signalo dydis dėl mažėjančios impulsų sąveikos ilgio neleidžia pilnai šios problemos eliminuoti [54].

1.2.2 Fourier analizė

TDS būdu išmatavus THz signalą yra gaunamas jo elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas laike. Atliekant spektroskopinius matavimus daug svarbesnę informaciją teikia elektrinio lauko amplitudės pasiskirstymas pagal dažnį, kuris gaunamas atliekant išmatuoto signalo Fourier transformaciją:

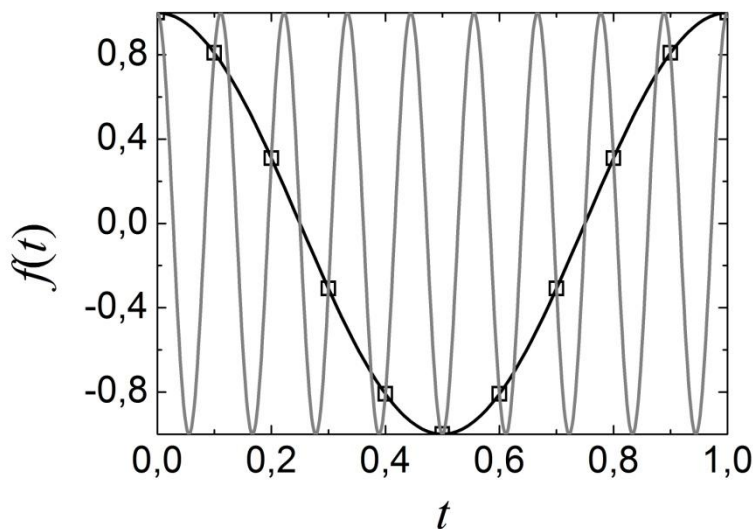
$$E_{\text{THz}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{THz}}(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.2.10)$$

Ekspimento metu yra gaunamos ne tolydžios, o diskretinės funkcinės priklausomybės, todėl integravimas yra keičiamas sumavimu:

$$E_{\text{THz}}(\omega) = \sum_{k=0}^{N-1} E_{\text{THz}}(k) e^{-i\omega k \Delta t}, \quad (1.2.11)$$

čia Δt – skenuojamo signalo žingsnio dydis, o N – taškų skaičius.

Funkcijos diskretizavimas ir baigtinis jos ilgis ($N\Delta t$) sąlygoja keletą reiškinių, kurie įneša netikslumus į išmatuotą signalo spektrą. Juos trumpai aptarsime.



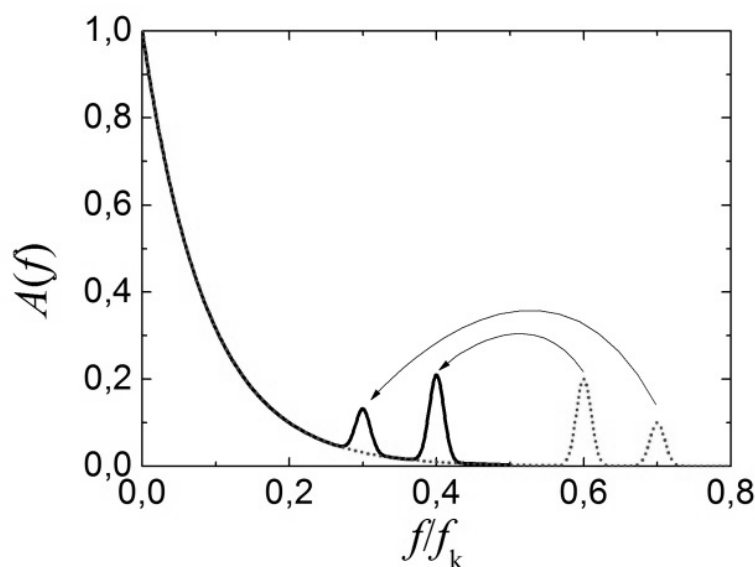
1.9 pav. Eksperimentiniai taškai ir juos atitinkančios harmoninės funkcijos. Čia $f_k = 10$, pateiktus taškus atitinka tiek $0,1f_k$ dažnio funkcija (juoda), tiek $0,9f_k$ (pilka).

Vienas iš jų vadinamas spektrų sanklota (angl. *aliasing*). Tarkim, kad mūsų matuojama funkcija yra f dažnio harmoninė funkcija, o jos taškų tankis yra $f_k = 1/\Delta t$. Ši f dažnio signalą atitinka ne tik f dažnio harmoninė funkcija, bet ir be galo daug kitų dažnių (1.9 pav.), kurie visi gali būti nusakyti išraiška:

$$f_a = |f - n f_k| \quad (1.2.12)$$

čia n – bet koks sveikas skaičius. Todėl kiekvieno diskretinio signalo spektrinis pasiskirstymas yra periodinė funkcija, kurios periodas yra f_k . Tačiau ir šiame periode ne visi dažniai yra vienareikšmiai. Pagal 1.2.12 išraišką matyti, kad spektro dalis nuo 0 iki $f_k/2$ yra veidrodinis atspindys spektro dalies nuo $f_k/2$ iki

f_k . Todėl prasmę turi tik žemesnieji dažniai ir todėl galutiniame rezultate turėtų būti vaizduojami tik jie. Jei matuojamo signalo spektro plotis yra mažesnis už $f_k/2$, tokiu atveju jokių problemų nėra. Priešingu atveju, kai spektras yra platesnis, visi dažniai esantys už $f_k/2$ klaidingai yra „atspindimi“ į mažesnių dažnių sritį ir taip gaunamas realybės neatitinkantis spektras (1.10 pav.). Norint šito išvengti, taškų tankis turi būti didesnis už matuojamo signalo spektro plotį (ΔF): $f_k/2 > \Delta F$. Paprastai TDS sistemose dažnis neviršija 6 THz, kas atitinka 80 fs žingsnio dydį.



1.10 pav. Tikras (taškuota linija) ir išmatuotas (išsistinė linija) signalo spektras. Per mažas taškų tankis sąlygoja tai, kad visi dažniai esantys už $f_k/2$, yra klaidingai atvaizduojami mažesnių dažnių srityje.

Spektroskopinių matavimų tikslumą nusako skiriamoji geba arba minimalus išskiriamas atstumas tarp dviejų dažnių. Teorinė signalo spektro skiriamosios gebos riba susijusi su signalo laikinės srities ilgiu ($T = N\Delta t$) ir yra lygi:

$$\Delta f = \frac{1}{T}. \quad (1.2.13)$$

Pavyzdžiui, atlikus Fourier transformaciją 60 ps ilgio signalui, spektro skiriamoji geba bus apie 16,7 GHz. Vibracinių linijų plotis dažnai yra gerokai didesnis ir siekia kelis šimtus GHz, todėl šiom linijom tokios skenavimo

trukmės pakanka. Visgi norint korektiškai išmatuoti rotacines linijas, reikalinga didesnė skiriamoji geba ir ilgesnis skenuojamo signalo ilgis.

1.2.3 Sugerties koeficientas ir lūžio rodiklis

Spektriniai matavimai gali būti atliekami keliose konfigūracijose: atspindžio [55], pralaidumo [56] ir rečiau – visiško vidaus atspindžio [57]. Dėl savo paprastos realizacijos, pralaidumo geometrijos spektroskopinė sistema yra pati populiariausia. Beje, šis detektavimo būdas, kaip jau buvo minėta, yra koherentinis, todėl leidžia išmatuoti tiek realią, tiek menamą pralaidumo koeficiento dalis, iš kurių galima paskaičiuoti ne tik sugerties koeficiento, bet ir lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio.

THz-TDS pralaidumo geometrijoje yra atliekami du matavimai. Vienas – be tiriamo bandinio ($E_{\text{atr}}(t)$) ir kitas – jį įstačius ($E_{\text{band}}(t)$). Šios THz impulso elektrinio lauko stiprio priklausomybės nuo laiko transformuojamos į pasiskirstymą pagal dažnius. Pastarųjų dviejų dydžių santykis yra medžiagos pralaidumo koeficientas:

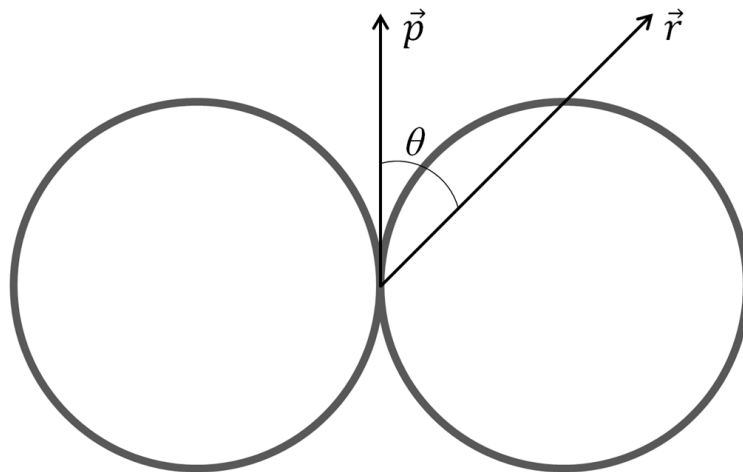
$$\frac{E_{\text{band}}(\omega)}{E_{\text{ref}}(\omega)} = T(\omega)e^{-i\Phi(\omega)} = \frac{4\tilde{n}(\omega)}{(1 + \tilde{n}(\omega))^2} e^{-i\frac{\omega d}{c}(\tilde{n}(\omega)+1)}. \quad (1.2.14)$$

čia $\tilde{n} = n_r + in_i$ – kompleksinis medžiagos lūžio rodiklis, ω – elektromagnetinės spinduliuotės ciklinis dažnis, d – tiriamo bandinio storis, $T(\omega)$ – pralaidumo funkcija. Atitinkamai iš fazinės ir amplitudinės pralaidumo koeficiento dalių randamas medžiagos lūžio rodiklis bei sugerties koeficientas [58]:

$$\begin{aligned} n_r(\omega) &= 1 + \frac{c}{\omega d} \Phi(\omega), \\ \alpha(\omega) &= -\frac{2}{d} \ln \left(\frac{(n_r(\omega) + 1)^2}{4n_r(\omega)} T(\omega) \right), \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

1.3 THz impulsų emisija nuo puslaidininkių paviršių

THz impulsų šaltinių yra daug ir įvairių: tai dipolinės siauro [21] ir plataus tarpo [59] fotolaidžios antenos, įvairūs kristalai, turintys didelį netiesinį dielektrinį jautrį [22,60], didelės energijos lazerio impulsų sukurta plazma ore [61], įvairūs greitintuvai [62] ir dauguma kitų. Visgi vienas iš paprasčiausių būdų – tai generacija nuo puslaidininkinių medžiagų paviršiaus. Šiuo atveju femtosekundinio lazerio spindulys yra nukreipiamas į puslaidininkinį kristalą. Dėl tam tikrų procesų, vykstančių medžiagoje, kuriuos aptarsime šiame skyriuje, atspindžio kampų yra sugeneruojamas kelių pikosekundžių trukmės elektromagnetinis impulsas, kurio spektras yra nuo kelių šimtų GHz ir kelių THz. Dažniausiai nėra svarbu koks puslaidininkis naudojamas (čia galbūt reikėtų išskirti silicį ir kitus netiesiatarpius puslaidininkius, kuriuose šviesos sugerties gylis yra per didelis), didesnis ar mažesnis THz impulsas visada bus sugeneruotas.



1.11 pav. Dipolio kryptinė diagrama elektrinio lauko amplitudei.

THz spinduliuotę praktiškai visada galime aprašyti, kaip su pagreičiu judančių krūvininkų spinduliuojamą elektromagnetinį lauką. Priežastis, kodėl su pagreičiu judantys krūvininkai spinduliuoja elektromagnetines bangas, labai aiškiai yra aptarta Longair'o knygoje [63]. Čia pateiksime tik galutinę, tokių

krūvininkų spinduliuojamo elektrinio lauko stiprio, išraišką sferinėje koordinatinių sistemoje:

$$\mathbf{E}_{\text{THz}}(t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \sin \theta}{r} \frac{d^2}{dt^2} [d(t)] \boldsymbol{\theta}_0, \quad (1.3.1)$$

čia μ_0 – vakuumo magnetinė skvarba, $d(t)$ – atstumas tarp dviejų skirtingo ženklo dipolio krūvių q , r – atstumas nuo dipolio iki taško, kuriame registruojama spinduliuotė, θ – kampas tarp dipolinio momento ir registruojamos spinduliuotės sklidimo krypties (1.11 pav.). Šis sąryšis galioja, kai spinduliuojamos bangos ilgis ir atstumas iki detektoriaus yra daug didesnis už dipolio matmenis. Artimojo lauko ši išraiška neįskaito.

Mechanizmus, dėl kurių šis dipolis (ar jų kolektyvas) spinduliuoja THz impulsus nuo puslaidininkio paviršiaus, apšviesto femtosekundiniais lazerio impulsais, grubiai galima suskirstyti į dvi grupes:

1. srovės efektus,
2. netiesinius optinius efektus.

Pirmoji, THz spinduliuotę sukeliančių reiškinių grupė remiasi tuo, kad laike kintanti srovė (\mathbf{J}), pagal Maxwell'o lygtį, kuria laike kintantį sūkurinį magnetinį lauką

$$\text{rot } \mathbf{H}(t) = \mathbf{J}(t) + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.3.2)$$

šis, savo ruožtu, yra susietas su elektriniu lauku

$$\text{rot } \mathbf{E}(t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(t)}{\partial t} \quad (1.3.3)$$

Tokiu būdu kintanti laike srovė kuria elektromagnetinę bangą. Lygiai taip pat galime suprasti ir antrąją reiškinių grupę, tik šiuo atveju spinduliuotės šaltinis yra optinės spinduliuotės poliarizuoti medžiagos atomai (prisiminkime išraišką: $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$), kurie tokiu pačiu būdu į laisvą erdvę išspinduliuoja THz impulsą.

Iš tikrųjų, šie abu mechanizmai yra vienas ir tas pats reiškinys – su pagreičiu judančio krūvio kuriama spinduliuotė. Tiesiog pirmuoju atveju medžiaga yra žadinama rezonansiškai ir šaltinis yra greitėjantys ar lėtėjantys laisvieji krūvininkai. Antruoju atveju žadinimas yra ne rezonansinis – elektronai lieka surišti su medžiagos atomais. Jie svyruoja (juda su pagreičiu) apie pusiausvyros padėtį ir tokiu būdu kuria THz spinduliuotę. Pirmuoju atveju, tokią spinduliuotę patogiau aprašyti naudojant srovės tankio išraišką $\mathbf{j} = qn\dot{\mathbf{d}}$, antruoju – dipolinio momento išraišką $\mathbf{p} = q\mathbf{d}$, čia q – elektrono krūvis. Tad priklausomai nuo generacijos pobūdžio, 1.3.1 išraiška perrašoma taip:

$$\mathbf{E}_{\text{THz}}(t) = \frac{\mu_0 \sin \theta}{4\pi r} \left(\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{p}(t) + \frac{d}{dt} \mathbf{j}(t) \right) \boldsymbol{\theta}_0 \quad (1.3.4)$$

Pavienio dipolio ir jų kolektyvo spinduliavimo intensyvumo kryptinis pasiskirstymas yra visiškai skirtingi. Tarkime, kad puslaidininkio paviršių apšviečiame dėmele didesne nei terahercinės spinduliuotės bangos ilgis. Kiekviename taške dėl tam tikrų priežasčių, kurias aptarsime kitame skyrelyje, susiformuoja THz dažnio šaltiniai, kurie spinduliuoja visomis kryptimis (1.3.1 išraiška). Iš pirmo žvilgsnio gali pasirodyti, kad THz spinduliuotė turėtų sklirti visomis kryptimis, kaip tai numato dipolio kryptinė diagrama (1.11 pav.), tačiau dėl destruktivos interferencijos ji praktiškai sklinda tik viena kryptimi. Panagrinėkime tai detaliau.

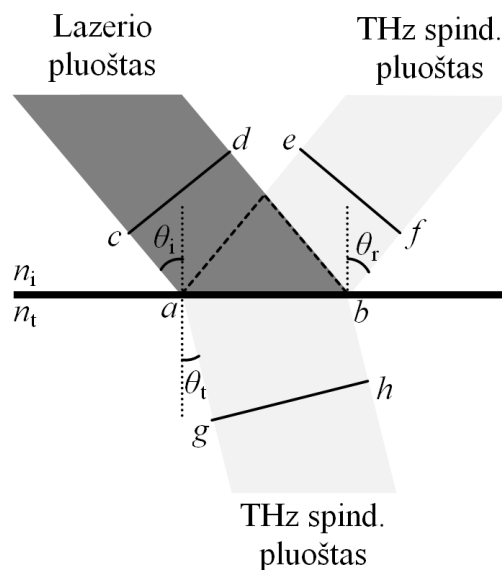
Kai lazerio spindulys bandinio paviršių apšviečia tam tikru kampu, jo frontas paviršių pasiekia skirtingais laiko momentais – į tašką a jis atvyksta anksčiau nei į b (1.12 pav.). Jeigu optiniai keliai cae ir dbf bus lygūs, tokiu atveju plokštumą ef THz spinduliuotė pasieks tuo pačiu laiku, t.y. nesusidarys fazės skirtumas ir tokiu būdu vyks konstruktyvi interferencija. Jei cae nebus lygi dbf , turėsime destruktivią interferenciją ir šia kryptimi spinduliuotė neskliks arba jos intensyvumas bus mažas. Optiniai keliai cae ir dbf bus lygūs tik tuo atveju, kai

$$n_i^{\text{opt}} \sin(\theta_i) = n_i^{\text{THz}} \sin(\theta_r), \quad (1.3.5)$$

čia θ_i ir θ_r – atitinkamai kritimo ir atspindžio kampai, n_i^{opt} ir n_i^{THz} – pirmosios terpės lūžio rodikliai optinei ir THz spinduliutei atitinkamai. Jei pirmoji terpė yra oras, tada $n_i^{\text{opt}} \approx n_i^{\text{THz}} \approx 1$ ir todėl $\theta_i = \theta_r$. Panašiai susiformuoja spinduliuotė ir praėjimo kampu, tik šiuo atveju reikia atkreipti dėmesį į tai, kad kitoje medžiagoje bangos sklidimo greitis yra kitoks ir todėl laikas, per kurį įveikiama atkarpa cag ir dbh , bus lygus tik tada kai THz spinduliuotė sklis lūžio kampu, kuris randamas pagal Snell'io dėsnį

$$n_i^{\text{opt}} \sin(\theta_i) = n_t^{\text{THz}} \sin(\theta_t) \quad (1.3.6)$$

čia θ_t – praėjusio spindulio lūžio kampas, n_t^{THz} – THz spinduliuotės lūžio rodiklis antroje terpėje. Reiktų pažymėti, kad lūžusio optinio spindulio kryptis nebūtinai sutampa su lūžusio THz spindulio kryptimi, kadangi lūžio rodikliai ties šiais dažniais gali būti skirtingi.



1.12 pav. THz spinduliuotės sklidimo kryptys apšvietus medžiagos paviršių didelio pločio (daug didesniu nei THz spinduliuotės bangos ilgis) lazerio pluoštu.

Jeigu lazerio spinduliuotė yra sufokusuojama taip, kad dėmelės dydis (atkarpa ab) yra palyginamas ar net mažesnis už THz spinduliuotės bangos ilgį, ji sklis ir kitomis kryptimis – aplink lūžio ar atspindžio kampą, nes tokiu atveju

optinis kelių skirtumas tarp *cae* ir *dbf* (*cag* ir *dbh*) bus nedidelis lyginant su THz bangos ilgiu ir destruktvyvi interferencija bus neefektyvi. Žinoma atspindžio kampu amplitudė bus didžiausia ir tolstant nuo jo spinduliuotės intensyvumas mažės. Priešingu atveju, jei dėmelės dydis yra daug didesnis už THz bangos ilgį, turėsime kryptingą THz spindulį [64].

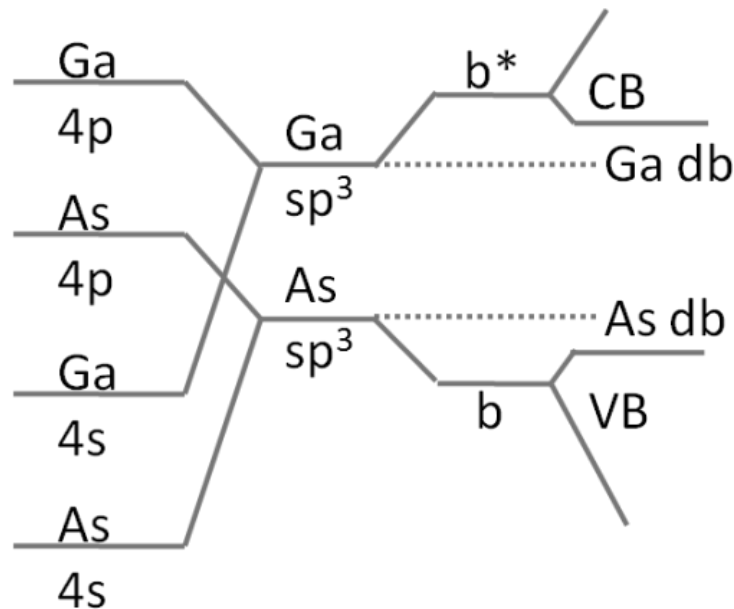
Taigi, THz spinduliuotė sklinda atspindžio ir lūžusio spindulio kampais, o žadinančios dėmelės dydis apsprendžia spinduliuotės kryptingumą. Elektromagnetinės spinduliuotės elektrinis laukas priklauso ne nuo pačios srovės stiprio, o nuo jos kitimo greičio (1.3.4 išraiška). Todėl norint gauti svyravimus THz srityje, srovės kitimas turi būti labai spartus ir trukti ne ilgiau kaip kelios pikosekundės. Šis spartus srovės kitimas realizuojamas keliais būdais, kuriuos ir aptarsime kituose skyreliuose.

1.3.1 Paviršinis elektrinis laukas puslaidininkiuose

Kiekvieno puslaidininkinio kristalo paviršiuje visada egzistuoja leistinos būsenos draudžiamųjų energijų tarpe. Nors jų prigimtis gali būti įvairi, visgi dažniausiai tai nutinka dėl pažeistos transliacinės simetrijos, t.y. ties paviršiumi periodinis kristalo potencialas staiga nutrūksta ir tai sąlygoja lygmenų atsiradimą draustinėje juostoje. Priklausomai nuo medžiagos tipo šie lygmenys yra aprašomi Schokley'io [65] (tinka metalams ir siauratarpiams puslaidininkiams) arba Tamm'o [66] (aprašo pereinamuosius metalus ir plačiatarpus puslaidininkius) pasiūlytais modeliais.

Kokybiškai panagrinėkime, kaip susidaro paviršiniai lygmenys. 1.13 pav. pateikta schema vaizduoja, kaip iš atskirų Ga ir As atomų jiems jungiantis į kristalą formuojasi laidumo ir valentinės juostos [67]. Ši schema tinka daugumai III-V grupės puslaidininkių. Susidarant tarpusavio ryšiams tarp galio ir arseno atomų išorinio sluoksnio s ir p orbitalės hibridizuojasi į sp^3 tipo orbitales atitinkamai sudarydamos po vieną išsigimusį energetinį lygmenį. Jungiantis hibridizuotiems Ga ir As atomams, šie du lygmenys dėl banginių funkcijų tarpusavio persiklojimo pasislenka ir sudaro sistemą su dviem

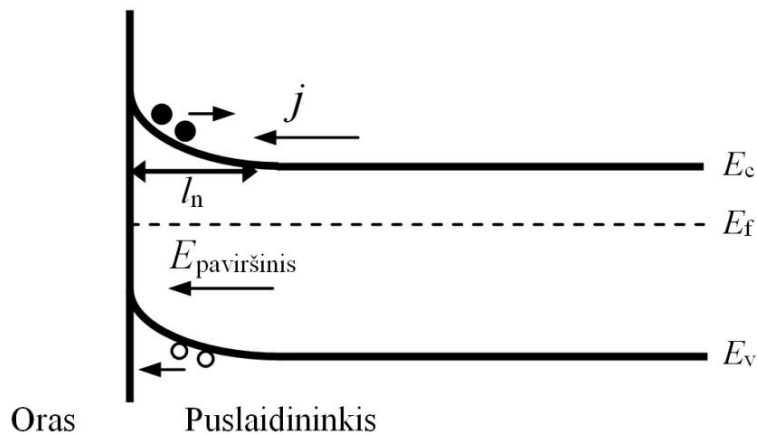
skirtingo tipo lygmenimis – rišančiuoju (b) ir antirišančiuoju (b^*). Galiausiai šiems atomams jungiantis į kolektyvą – kristalą – dėl banginių funkcijų tarpusavio persiklojimo visi šie lygmenys išplinta į juostas: Ga – į laidumo juostą, As – į valentinę juostą (iš tikrųjų susidarys dvi valentinės juostos, įprasta ir atskilusi, kuri dėl sukinio ir orbitos sąveikos yra mažesnės energijos). Paviršiuje esantys atomai, dėl nutrūkusių vieno ar kelių ryšių, turės energetinius lygmenis, kurie bus artimi pavienių atomų hibridizuotų orbitalių lygmenim. Ga atomų „kabantys“ ryšiai sudarys lygmenis prie laidumo juostos, o As – prie valentinės juostos (1.13 pav. Ga db, As db).



1.13 pav. Pavienių Ga ir As atomų energetinių lygmenų evoliucija į juostas puslaidininkyje ir dėl nutrūkusių ryšių paviršiuje susidarantys defektiniai lygmenys (db)

Elektronui perėjus iš valentinės į laidumo juostą pastaroji įgauna neigiamą krūvį, tuo tarpu valentinėje lieka nekompensuotas teigiamas krūvis. Prie valentinės juostos esantys paviršiniai lygmenys, kaip ir pati valentinė juosta, susiformuoja iš As atomų, todėl natūralu, kad jonizavus šiuos lygmenis jie taps teigiami ir suteiks elektroną laidumo juostai, tuo tarpu nejonizuoti išliks neutralūs. Tokiomis savybėmis pasižymi donoriai. Iš kitos pusės, jonizavus prie laidumo juostos esančius Ga lygmenis, jie taps neigiami ir suteiks skyles valentinei juostai; tokie lygmenys vadinami akceptoriniais.

Akceptorinius ir donorinius lygmenis skiria neutralus lygmuo E_0 . Būsenų užpildą nusako Fermi lygmens padėtis, t.y. visi lygmenys žemiau jos bus užpildyti (žinoma tai teisinga tik 0 K temperatūroje, tačiau ir kambario temperatūroje šią prielaidą galime taikyti $k_B T$ tikslumu). Jeigu Fermi lygmuo sutampa su E_0 , turėsime neutralų paviršių, jei jis yra aukščiau – neigiamai įelektrintą, žemiau – teigiamai. Kaip žinia keičiant puslaidininkio legiravimo laipsnį kinta ir Fermi lygmens padėtis, kuri apsprendžia paviršiuje esančio krūvio dydį, o tuo pačiu ir paviršinio elektrinio lauko stiprį, kuris ir pakeičia potencialą juntamą laisvųjų elektronų, t.y. juostos ties paviršiumi išlinksta [68].



1.14 pav. Juostinė struktūra netoli puslaidininkio paviršiaus ir krūvininkų judėjimo kryptys iš kart po sužadavimo.

Jeigu trumpu, femtosekundiniu impulsu, kurio kvanto energija didesnė nei draudžiamųjų energijų tarpas, apšviečiamas puslaidininkis, jo paviršiuje yra sukuriamos elektronų ir skylių poros. Puslaidininkio paviršiuje esantis elektrinis laukas veikia šiuos krūvininkus ir tokiu būdu verčia juos judėti skirtingomis kryptimis – skyles į vieną pusę, elektronus į kitą (1.14 pav.). Ši srovė maksimalią vertę apytiksliai pasieks per optinio impulso trukmę. Toliau seka srovės mažėjimas, kadangi krūvininkai įveikę nuskurdintą sritį l_n pradeda lėtėti, kol galiausiai srovė nustoja tekėti. Šio proceso trukmė yra pikosekundžių eilės, todėl tokia, laike kintanti srovė, kaip buvo parodyta šio skyrelio pradžioje (1.3.4 išraiška), kurs elektromagnetinę spinduliuotę, kurios spektras bus THz diapazone.

Paviršiuje sugeneruota THz spinduliuotė sklinda dviem kryptimis: atspindžio kampu ir lūžusio spindulio kampu. Lūžusio THz spindulio elektrinio lauko stipris yra [69,70]

$$E_r \sim J_s \sin(\theta_i)(1 - R(\theta_i))t(\theta_i), \quad (1.3.7)$$

čia antrasis narys aprašo dipolio spinduliavimo kampinį pasiskirstymą, trečiasis sugertos optinės spinduliuotės kiekį, ketvirtasis yra pralaidumo koeficientas THz impulsui. J_s yra paviršinės srovės tankio išvestinė pagal laiką, o pati srovė yra

$$J_s = \frac{e\alpha}{\hbar\omega} \int_0^{l_n} E_s(x) e^{-\alpha x} dx \int_{-\infty}^t \mu(t-t') \int_{-\infty}^{t'} e^{-\frac{t'-t''}{t_0}} I_{\text{opt}}(t') dt' dt'', \quad (1.3.8)$$

e – elektrono krūvis, α – žadinančios spinduliuotės sugerties koeficientas, $\hbar\omega$ – jos fotono energija, $R(\theta_i)$ – galios atspindžio koeficientas lazerio spinduliuotei, $E_s(x)$ – paviršinis elektrinis laukas, μ – krūvininkų judris, $I_{\text{opt}}(t)$ – optinio impulso gaubtinė ir t_0 – krūvininkų gyvavimo trukmė. Pirmasis šios išraiškos narys aprašo sugertos optinės spinduliuotės kiekį, antras narys – krūvininkų koncentracijos po sužadavimo ir paviršinio elektrinio lauko persiklojimo integralą. Kuo šis dydis didesnis tuo didesnė dalis sugeneruotų krūvininkų kurs srovę. Antrasis ir trečiasis integralas nusako krūvininkų greičio kitimą po sužadavimo (1.2.3 išraiška) ir gyvavimo trukmės bei optinio impulso formos įtaką srovės priklausomybei nuo laiko.

Priklausomai nuo legiravimo tipo, juostos išlinksta į viršų arba į apačią, atitinkamai kinta ir paviršinio elektrinio lauko kryptis: pirmuoju atveju jis yra nukreiptas į paviršių, antruoju – nuo paviršiaus. THz impulsai sugeneruoti nuo tokių medžiagų paviršiaus yra priešingos vienas kitam formos – jų fazė skiriasi per 180 laipsnių [70]. Tai yra pagrindinis šio generacijos mechanizmo skiriamasis bruožas, pagal kurį galima spręsti, ar THz impulsų generacija yra nulemta paviršinio elektrinio lauko.

Šis efektas turi lemiamą įtaką kai lazerio kvanto energija yra tik šiek tiek didesnė nei puslaidininkio draustinis energijų tarpas. Tokiu atveju

krūvininkų perteklinė energija yra nedidelė, todėl dominuoja paviršinio elektrinio lauko sąlygota dreifo srovė. Jei žadinama Ti:safyro lazeriu (apie 800 nm), medžiagos, kuriose dominuoja šis generacijos mechanizmas yra GaAs [70,71], InP [72] ir kt. Priešingu atveju, kai perteklinė energija yra didelė (daug didesnė nei $k_B T$), vis didesnę įtaką ima daryti difuzinė srovė – pasireiškia foto-Demberio efektas.

1.3.2 Foto-Demberio efektas

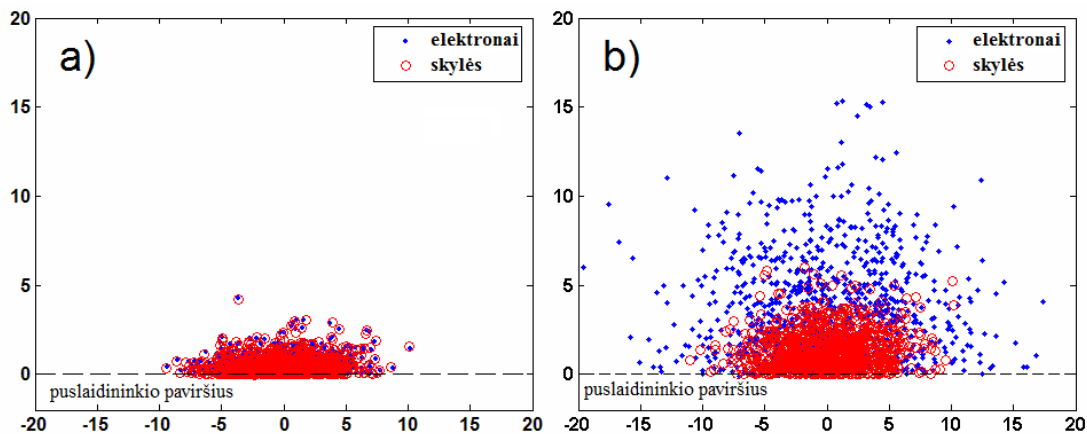
Krūvininkų kuriama srovė gali būti nulemta ne tik paviršinio elektrinio lauko, bet ir krūvininkų difuzijos, kuri atsiranda dėl krūvininkų tankio gradiento. Pastarasis reiškiny aiškinant THz generaciją dažnai vadinamas foto-Demberio efektu.

Paprastai šį reiškinį galima suprasti taip: apšvietus puslaidininkį trumpu fs impulsu, prie jo paviršiaus yra sukuriama skylių ir elektronų plazma. Susidaręs krūvininkų tankio gradientas verčia juos difunduoti tolyn nuo sužadavimo vietos. Didesnis elektronų difuzijos koeficientas bei tai, kad ties paviršiumi judėjimas viena kryptimi yra apribotas, sąlygoja tai, kad neigiamas krūvio centras ima judėti į puslaidininkio tūrį greičiau nei teigiamas krūvio centras. Dėl šios priežasties medžiagos paviršiuje ima tekėti srovė (1.15 pav.). Galiausiai sparčiai į tūrį difunduojantys elektronai pradeda lėtėti, nes susidaręs elektrinis laukas tarp skylių ir elektronų pasidaro toks stiprus, kad skylės, būdamos daug sunkesnės už elektronus, pradeda juos lėtinti. Galiausiai susiformuoja elektronų ir skylių dipolis, kuris juda, kaip neutrali dalelė. Srovės tekėjimas nutrūksta.

Tokiu būdu atsiskybę krūvininkai sukuria potencialų skirtumą, kuris nusakomas išraiška [73]:

$$V_D = \frac{k_B(T_e b - T_h)}{e} \frac{1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{n_0 b + p_0} \right), \quad (1.3.9)$$

čia T_e ir T_h – sužadintų elektronų ir skylių temperatūra, $b = \mu_e/\mu_h$ – elektronų ir skylių judrių santykis, n_0 , p_0 , Δn – atitinkamai pusiausvirųjų elektronų, skylių bei nepusiausvirųjų elektronų tankis. Kaip matyti iš šios išraiškos, Demberio įtampos dydis, o tuo pačiu ir THz impulso amplitudės dydis, tiesiškai priklauso nuo elektronų perteklinės energijos (T_e) ir krūvininkų judrio santykio.



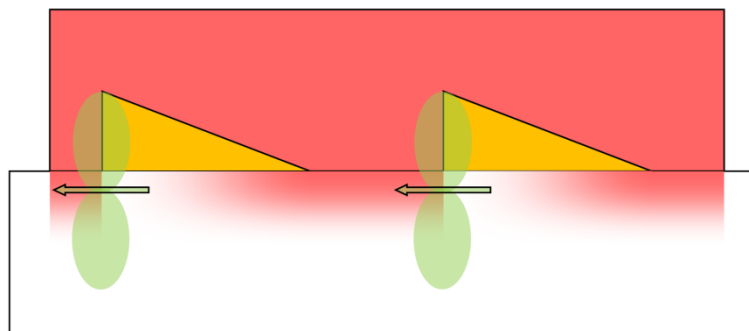
1.15 pav. Monte Carlo simuliacijos, iliustruojančios foto-Demberio efektą. Krūvio centrai iškart po sužadavimo sutampa (a), po kurio laiko, dėl didesnio elektronų judrio, elektronai difunduoja į tūrį greičiau nei skylės (b) taip sukurdami srovę puslaidininkio paviršiuje. Čia laikyta, kad elektronų judris yra 3 kartus didesnis nei skylių [74].

InAs ($E_g = 0.36$ eV) ir InSb ($E_g = 0.17$ eV) – tipiniai siauratarpiai puslaidininkiai, kuriuose THz impulsų generacija yra aiškinama foto-Demberio efektu. Standartiškai femtosekundinių lazerių fotono energija yra bent keletą kartų didesnė nei minėtų medžiagų draudžiamųjų energijų tarpas, todėl didžioji dalis fotono energijos tenka elektronų kinetinei energijai $\sim(E_g - h\nu)$, o jų temperatūra $T_e \approx (E_g - h\nu)/k_B$. Tokia didelė elektronų temperatūra bei elektronų ir skylių judrių santykis (tiek InAs, tiek InSb atveju jis yra ≈ 100) atitinkamai sąlygoja didelį elektronų ir skylių difuzinių srovių skirtumą. Tad natūralu, kad THz generacija šiuose puslaidininkiuose dažnai yra aiškinama foto-Demberio efektu [75, 76, 77].

Standartiškai foto-Demberio efekto sąlygota srovė yra statmena apšviesto bandinio paviršiui. Tokia jos orientacija nėra optimali, nes maksimalios amplitudės signalas yra nukreiptas lygiagrečiai bandinio paviršiui

(1.11 pav.). Pakeitus difuzinės srovės tekėjimo kryptį į lygiagrečią bandinio paviršiui, emisijos maksimumas taptų statmenas paviršiui ir todėl didesnės amplitudės THz impulsas būtų sugeneruotas. Tai galima padaryti keliais būdais.

Krūvininkai, veikiami pastovus magnetinio lauko, Lorencio jėgos, keičia savo judėjimo kryptį. Tokiu būdu srovė yra orientuojama lygiagrečiai paviršiui. Taip THz impulso amplitudę InAs pavyko padidinti net 100 kartų [78], nors kiti darbai rodo kiek mažesnę vertę [79, 80].



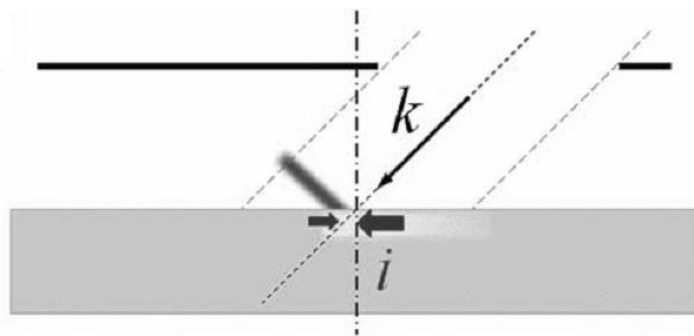
1.16 pav. Šoninio foto-Demberio emiteris. Storajame auksinio trikampio gale susidaręs didelis krūvio tankio gradientas sąlygoja srovės tekėjimą lygiagrečiai bandinio paviršiui.

Raudona spalva vaizduoja žadinantį spindulį.

Srovės tekėjimo kryptis taip pat pasikeis jeigu krūvininkų tankio gradientas bus sudarytas ne statmenai bandinio paviršiui, kaip yra įprasta minėtuose paviršiniuose emiteriuose, o lygiagrečiai. Tai realizuojama žadinant puslaidininkį pusiau uždengtu lazerio spinduliu, kuris sukuria staigų krūvininkų tankio gradientą lygiagrečiai paviršiui. Tam pasitarnauja ant bandinio paviršiaus nusodintos pleišto formos metalo juostelės (1.16 pav.), kurios ties storesniu juo galu, dėl mažo pralaidumo koeficiento optiniam impulsui, sudaro didelį krūvininkų tankio gradientą, o plonesniajame – gerokai mažesnį. Tokia konfigūracija neleidžia susidaryti priešingomis kryptimis tekančių srovių ir taip išvengia destruktivos THz impulsų interferencijos. Tokio tipo emiterių amplitudė anot autorių siekia net $\sim 40\%$ fotolaidžios antenos kuriamos THz amplitudės [81]. Kiti autoriai pasinaudoję cilindrinę

lešių matrica pasiekė net 3 kartus didesnę amplitudę nei tai geba padaryti komerciniai fotolaidūs emiteriai [82,83].

THz impulsų generacija nuo plačiatarpių puslaidininkių, kaip InGaAs ir GaAs, paviršiaus taip pat yra bandoma aiškinti šoninio foto-Demberio efektu, kurį galima suprasti taip: kampu krentantis lazerio spindulys (k kryptis 1.17 pav.) dešiniajame krašte, lygiagrečiai puslaidininkio paviršiui sudaro krūvininkų tankio gradientą, kuris sąlygoja fotosrovės atsiradimą (didesnioji rodyklė lygiagrečiai bandinio paviršiui). Fotosrovė kairiajame fronte yra mažesnė, nes optinis sužadimas, sklisdamas paviršiumi greičiau nei elektronai spėja difunduoti, panaikina tankio gradientą ir taip gerokai sumažina srovės stiprį kairiajame spindulio krašte (mažoji rodyklė). Todėl anot autorių tik dešinysis frontas kuria THz spinduliuotę, kuri sklinda atspindžio kampu. Šią hipotezę autoriai grindžia THz artimojo lauko matavimais[84].



1.17 pav. Kampu žadinamo puslaidininkio paviršiuje atsirandančios srovės ir tai iliustruojanti schema.

Visgi dauguma puslaidininkių pasižymi tuo, kad nuo jų sugeneruota THz impulso amplitudė gan stipriai priklauso nuo azimutinio kampo orientacijos. Tas verčia abejoti foto-Demberio efektu, kaip pagrindiniu generacijos mechanizmu, ar bent jau reikalauja papildomo mechanizmo aiškinančio šią priklausomybę. Šiuo metu yra pasiūlyti keli modeliai, kuriais remiantis yra aiškinami tokio tipo rezultatai. Juos ir aptarsime kituose skyriuose.

1.3.3 Optinis lyginimas

Medžiaga sąveikaudama su krintančia šviesa ją perspinduliuoja dviem kryptimis: atspindžio ir lūžimo kampu. Įprastiniu atveju, kai elektromagnetinės bangos intensyvumas yra nedidelis, perspinduliuojamos šviesos dažnis lieka toks pat. Tačiau kai elektromagnetinės bangos elektrinio lauko stipris tampa palyginamas su elektrinio lauko stipriu esančiu tarp atomo branduolio ir jo elektronų, šie pradeda svyruoti ne tik krintančios bangos dažniu, bet ir dauguma kitų. To rezultate, perspinduliuojamos šviesos dažnis pakinta. Po sąveikos su medžiaga atsiradusių dažnių gali būti daug ir įvairių, priklausomai nuo medžiagos, spindulio charakteristikų bei eksperimento geometrijos. Čia panagrinėsime tik vieną atvejį: optinį lyginimą (OR, angl. *optical rectification*), o su kitais galima susipažinti kitoje literatūroje [85].

Bendruoju atveju medžiagos poliarizuotumas yra netiesinė elektrinio lauko stiprio (E) funkcija ir dažniausiai išreiikiama taip:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + 2\chi^{(2)} \vec{E}^2 + 4\chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + \vec{P}_{NL}, \quad (1.3.10)$$

čia χ , $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ atitinkamai yra pirmos antros ir trečios eilės elektrinis jautris, ε_0 – dielektrinė konstanta, \vec{P}_{NL} – netiesinis poliarizuotumas. Kai įskaitomas ne vien tik tiesinis, bet ir aukštesnės eilės nariai, elektromagnetinės bangos sklidimą aprašo lygtis [86]:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_T - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_T}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1.3.11)$$

čia \mathbf{E}_T – dėl netiesinio poliarizuotumo atsiradęs elektrinis laukas, v – jo sklidimo greitis medžiagoje. Kairėje šios lygties pusėje esanti išraiška aprašo bangos sklidimą medžiagoje greičiu v . Dešinėje pusėje esanti išraiška nusako medžiagoje sklindančios bangos šaltinį – netiesinę poliarizaciją. Žinant, kaip laike kinta minėtasis dydis, galima apskaičiuoti ir sklindantį elektrinį lauką – elektromagnetinę bangą.

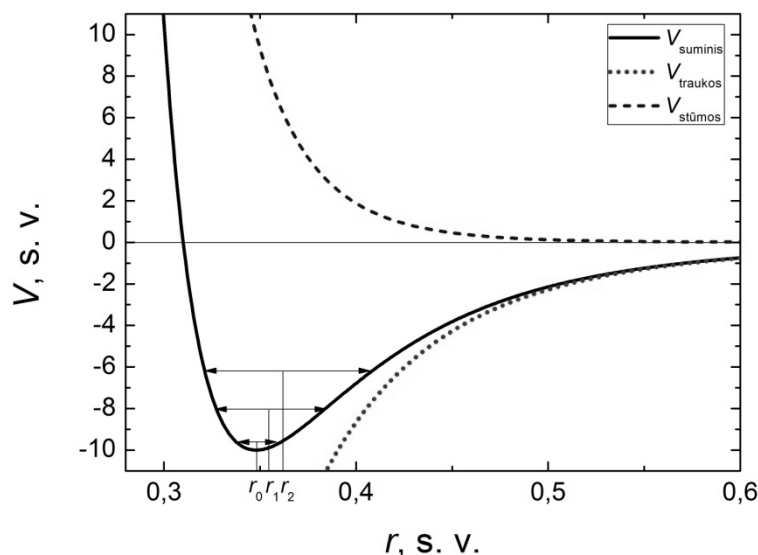
Tarkime, kad mūsų medžiaga pasižymi tik antros eilės netiesiškumu. Tada galime parašyti

$$\mathbf{P}_{\text{NL}} = 2\chi^{(2)}\mathbf{E}^2. \quad (1.3.12)$$

Taip pat tarkime, kad į medžiagą krinta plokščia monochromatinė banga $\mathbf{E}(t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\omega) \exp(i\omega t)\}$, kuri poliarizuoja pačią medžiagą. Todėl netiesinis poliarizuotumas bus:

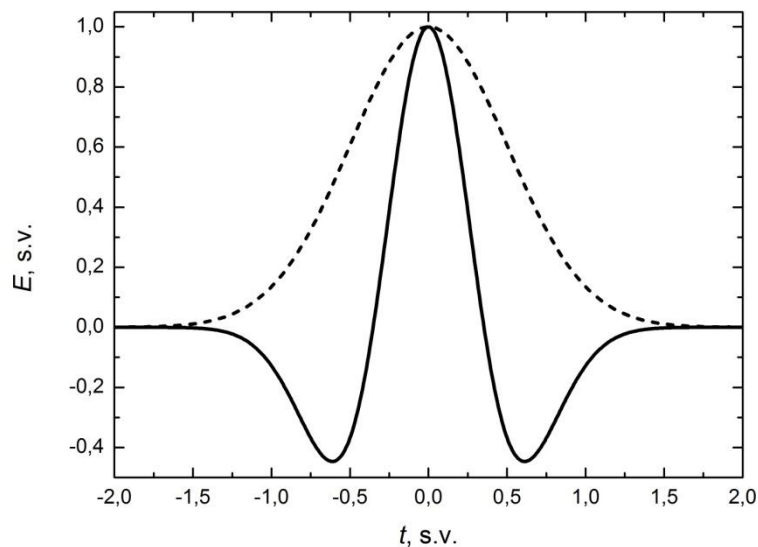
$$P_{\text{NL}}(t) = \underbrace{\chi^{(2)}E(\omega)E^*(\omega)}_{P_{\text{NL}}(0)} + \text{Re}\left\{\underbrace{\chi^{(2)}E(\omega)E(\omega)}_{P_{\text{NL}}(2\omega)} \exp(i2\omega t)\right\}. \quad (1.3.13)$$

Antroji dešinės pusės dalis nusako antros harmonikos signalą [85], o pirmoji, kuri yra pastovi ir nepriklauso nuo laiko – optinį lyginimą. Taigi, apšvietus netiesinį kristalą intensyviu lazerio spinduliu, kristalo gardelė poliarizuoja. Kitaip tariant optinis signalas yra išlyginamas, panašiai elektronikoje diodas išlygina kintamą srovę. Šį reiškinį galima stebėti ir eksperimentiškai. Pirmą kartą tai buvo padaryta 1962 metais kalio divandenilio fosfato kristale. Optiniam lazerio spinduliui sklindant kristalu pastarasis poliarizavosi ir ant jo kraštų buvo užregistruota pastovi $\sim 200 \mu\text{V}$ įtampa [87].



1.18 pav. Tipinė dviejų atomų tarpusavio sąveikos potencialinės energijos priklausomybė nuo tarpusavio atstumo. Taip pat pavaizduoti traukos (taškinė linija) ir stūmos (brūkšninė linija) potencialai.

Norėdami suprasti OR reiškinių kokybiškai, panagrinėkime elektronų potencinės energijos priklausomybę nuo apibendrintos koordinatės (1.18 pav.). Potencinė energija turi dvi dedamąsias: traukos ir stūmos. Stūmos potencinė energija gerokai stipriau priklauso nuo atstumo nei traukos potencinė energija, todėl suminė potencinės energijos kreivė yra asimetrinė. Kai elektromagnetinės bangos elektrinis vektorius veikia kristalo elektronus, jie pradeda virpėti apie pusiausvyros padėtį (r_0). Kol elektrinio vektoriaus amplitudė yra nedidelė, elektrono atsilenkimas nuo pusiausvyrosios padėties, tiek į vieną tiek kitą pusę, yra vienodas ir todėl vidutinis atstumas išlieka tas pats – r_0 . Didėjant svyravimų amplitudei didėja ir svyravimo asimetriškumas, o tuo pačiu ir vidutinis atstumas (r_1, r_2 1.18 pav). To rezultate atomas įgyja vidutinį pastovų dipolinį momentą, kuris didėjant šviesos intensyvumui taip pat didėja. Tokiu būdu optinis impulsas poliarizuodamas gardelę sukuria elektromagnetinės spinduliuotės impulsą, kurio trukmė apytiksliai lyg optinio impulso trukmei (1.19 pav.).



1.19 pav. Optinio impulso gaubtinė (brūkšninė linija) ir dėl optinio lyginimo sugeneruotas elektromagnetinis impulsas – jo elektrinio lauko priklausomybė nuo laiko (ištinė linija).

Iš kitos pusės šį reiškinių galima suprasti ir kaip skirtuminio dažnio generaciją. Pastovios veikos lazeris sukurs tikrai vieno, nulinio, dažnio komponentę, kuri bus pastovus elektrinis laukas ant kristalo kraštų. Impulsinio

lazerio spektras yra platus, ir turi daug spektrinių komponentų. Todėl šiuo atveju skirtuminio dažnio generacija vyksta tarp visų įmanomų spektro dalių pačiame optiniame impulse, o tai sukuria daug įvairių dažnių THz diapazone.

Tarkim, kad medžiaga yra žadinama impulsiniu šviesos šaltiniu, kurio gaubtinė yra

$$E(t) = E_0 \exp(-at^2), \quad (1.3.14)$$

tokiu atveju pastovioji poliarizacijos dalis (OR) kinta ir seka impulso gaubtinę. Jeigu optinio impulso trukmė yra THz periodo eilės dydis, tokiu atveju sugeneruotas elektromagnetinis impulsas bus THz srityje. Šiuo atveju THz elektrinio lauko vektoriaus kitimas laike gaunamas sprendžiant bangos lygtį ir yra [52]

$$E_T(t) \sim \chi^{(2)}(1 - 4at^2) \exp(-2at^2). \quad (1.3.15)$$

Ši išraiška gauta laikant, kad $\chi^{(2)}$ yra izotropinis dydis (vėliau panagrinėsime ir anizotropinį atvejį), o optinio impulso ir THz impulso sklidimo greičiai medžiagoje yra vienodi. Realybėje šį reikalavimą patenkinti yra gan sudėtinga, todėl norint gauti tikslų sprendinį būtina įskaityti ir greičių nesutapimą. Taip pat egzistuoja ir kiti mechanizmai, kurie lemia THz impulso formą: optinio ir THz impulsų dispersijos bei THz impulso sugertis. Detaliai šis uždavinys yra išnagrinėtas kituose darbuose [88,89].

Šiuo metu egzistuoja nemažai įvairių metodikų, kurios panaudodamos optinio lyginimo reiškinių geba sukurti labai intensyvius THz impulsus. Generuojant THz impulsus pasinaudojant OR efektu susiduriama su fazinio sinchronizmo sąlygos patenkinimo problema [85]. Skirtingais greičiais sklindantys THz ir optinis impulsai sudaro sąlygas destruktiviai THz impulsų interferencijai ir todėl pati generacija tampa neefektyvi. Šios problemos beveik nėra ZnTe kristaluose, kur minėtas greičių skirtumas yra santykinai nedidelis (apie ~2% [90]), tačiau dėl gan nedidelio antros eilės elektrinio jautrio, generacijos efektyvumas nėra toks didelis koks galėtų būti pvz. LiNbO₃ kristaluose [91].

Fazinio sinchronizmo sąlygos problema sprendžiama keliais būdais. Vienas iš jų – tai generuoti THz impulsus stipriai fokusuojant lazerio impulsą taip, kad išilginis impulso plotis ($v\tau$, kur v – šviesos impulso sklidimo greitis, τ – jo trukmė), kuris apytiksliai lygus THz spinduliuotės bangos ilgiui, būtų daug didesnis už spindulio skersmenį. Ši sąlyga užtikrina, kad THz impulsų šaltinis yra taškinis. Tokiu būdu optiniam impulsui sklindant netiesine terpe, Cherenkov'o kampu yra generuojamas THz impulsas [22].

Daug pranašesnis yra pakreipto spindulio fronto metodas, kuris generuoja plokščio fronto THz spinduliuotę ir geba pasiekti net MV/cm^2 eilės elektrinio lauko stiprius [46]. Taip pat fazinio sinchronizmo problema gan efektyviai yra išsprendžiama periodiškai polintame LiNbO_3 kristale [92] ar suklijuotuose skirtingos orientacijos GaAs kristaluose [93].

THz impulsų generacija nuo kai kurių puslaidininkių paviršių priklauso nuo bandinio pasukimo aplink normalę – azimutinio kampo. Tokio tipo kampinė priklausomybė dažnai yra priskiriama optinio lyginimo reiškiniui [94, 95]. Optinio lyginimo signalas yra tiesiogiai proporcingas antros eilės netiesiniam elektriniam jautriui, kuris yra anizotropinis dydis – jo vertė įvairiomis kryptimis yra skirtinga. Todėl sukant kristalą elektrinio lauko vektoriaus atžvilgiu keičiasi ir optinio lyginimo signalo dydis. Dažniausiai THz spinduliuotė generuojama nuo tokių puslaidininkių, kurie kristalizuojasi į cinko blizgio gardelę. Tad toliau panagrinėsime, kaip konkrečiai priklauso OR signalas nuo azimutinio kampo orientacijos skirtingos kristalografinės orientacijos kristaluose.

Cinko blizgio gardelės tipo kristalui antros eilės netiesinė poliarizacija Voigt'o žymėjime užrašoma taip:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \\ &= 2d_{14} \begin{pmatrix} E_y E_z \\ E_z E_x \\ E_x E_y \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.3.16)$$

čia x , y , z ašys atitinkamai orientuotos $[100]$, $[010]$ ir $[001]$ kryptimis. Pasuksime šią sistemą taip, kad naujose x' , y' , z' koordinatėse z' ašis sutaptų su tiriamo bandinio normale. Tuo tikslu pasinaudosime posūkio matrica, kuri pasuka kampų ϕ apie z ašį ir kampų ϑ apie y' ašį

$$T = \begin{pmatrix} \cos\vartheta \cos\phi & \cos\vartheta \sin\phi & -\sin\vartheta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ \sin\vartheta \cos\phi & \sin\vartheta \sin\phi & \cos\vartheta \end{pmatrix}. \quad (1.3.17)$$

Pvz. (111) plokštumai $\phi = \pi/4$, $\vartheta = \cos^{-1}(1/\sqrt{3})$, (100) - $\phi = 0$, $\vartheta = \pi/2$ ir t.t. Naujoje koordinatinių sistemoje netiesinė poliarizacija gaunama sudauginus pastarąją iš kairės su transformacijos matrica

$$\begin{pmatrix} P'_x \\ P'_y \\ P'_z \end{pmatrix} = 2d_{14} \begin{pmatrix} \cos\vartheta \cos\phi & \cos\vartheta \sin\phi & -\sin\vartheta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ \sin\vartheta \cos\phi & \sin\vartheta \sin\phi & \cos\vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y E_z \\ E_z E_x \\ E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (1.3.18)$$

Tokiu būdu gauta išraiška yra išreikšta per elektrinio lauko vektorius senoje koordinatinių sistemoje. Naujoje koordinatinių sistemoje elektrinis laukas yra

$$E' = E_0 \begin{pmatrix} \cos\vartheta \cos\phi \\ \cos\vartheta \sin\phi \\ \sin\vartheta \end{pmatrix}, \quad (1.3.19)$$

kur E_0 – optinio lauko amplitudė, ϑ – kampas tarp z' ašies ir lūžusio optinio spindulio, ϕ – azimutinis kampas, kuris atskaitomas nuo x' ašies. Tad elektrinio lauko vektorius senojoje koordinatinių sistemoje randamas:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = E_0 T^{-1} \begin{pmatrix} \cos\vartheta \cos\varphi \\ \cos\vartheta \sin\varphi \\ \sin\vartheta \end{pmatrix}. \quad (1.3.20)$$

Šią elektrinio lauko išraišką įstačius į 1.3.18 lygtį gaunama netiesinė poliarizacija naujoje koordinačių sistemoje. Dėl optinio lyginimo atsiradęs THz dažnio elektrinis laukas yra proporcingas P' . Atitinkamai s ir p poliarizacijos

$$E_s^{OR} \sim - (P'_x \cos\varphi + P'_y \sin\varphi) \cos\vartheta_r + P'_z \sin\vartheta_r, \quad (1.3.21)$$

$$E_p^{OR} \sim - P'_x \cos\varphi + P'_y \sin\varphi, \quad (1.3.22)$$

čia ϑ_r yra lūžusio THz spindulio kampas, kuris randamas iš sąryšio $n_r \sin\vartheta_r = \sin\vartheta_i$, o ϑ_i – optinio spindulio kritimo kampas. THz amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo keletai kristalografinių plokštumų pateiktos 1.1 lentelėje.

1.1 Lentelė OR ir EFIOR efektų sąlygotos kampinės priklausomybės cinko blizgio gardelės kristaluose, kai žadinama p poliarizacijos lazerio spinduliuote, apatinis indeksas nurodo THz poliarizaciją. [101]

	(100)	(110)	(111)
E_s^{OR}	$\sim \cos 2\varphi$	$\sim a_1 \sin\varphi + b_1 \sin 3\varphi$	$\sim a_2 + b_2 \cos 3\varphi$
E_p^{OR}	$\sim \sin 2\varphi$	$\sim a_3 \cos\varphi + b_3 \cos 3\varphi$	$\sim \sin 3\varphi$
E_s^{EFIOR}	0	$\sim \sin 2\varphi$	$\sim a_4 + b_4 \cos 3\varphi$
E_p^{EFIOR}	$\sim b_5$	$a_6 + b_6 \cos 2\varphi$	$\sim \sin 3\varphi$

1.3.4 Elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas

Puslaidininkiuose, kuriuose yra inversijos centras, antros eilės netiesinis jautris yra lygus nuliui, todėl atrodytų, kad THz generacija tokiose medžiagose neturėtų būti apspręsta netiesinių efektų. Visgi germanyje, kuriame yra inversijos centras (t.y. $\chi^{(2)}=0$), THz impulso amplitudė vis tiek priklauso

nuo azimutinio kampo [96]. Šiuo atveju aiškinama, kad už THz impulsų generaciją yra atsakingas trečios eilės netiesinis jautris arba elektriniu lauku indukuotas optinio lyginimo (angl. electric field induced optical rectification – EFIOR) efektas. Puslaidininkio paviršiuje esantis laukas (F) deformuoja kristalo potencialą ir todėl efektinis 2 eilės netiesinis elektrinis jautris paviršiuje tampa nelygus nuliui ir gali būti užrašytas [97, 98]:

$$\chi_{i,j}^{(2),ef} = \chi_{i,j}^{(2)} + \chi_{i,j,k}^{(3)} F_k. \quad (1.3.23)$$

Metodika, kaip skaičiuojama EFIOR signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo yra labai panaši, kaip ir OR atveju, tačiau šiuo atveju trečios eilės netiesinė poliarizacija cinko blizgio gardelei užrašoma tokiu būdu [99]:

$$\mathbf{P} = \alpha E^2 \mathbf{F} + \beta (\mathbf{E}\mathbf{F})\mathbf{E} + \gamma (\mathbf{i}E_x^2 F_x + \mathbf{j}E_y^2 F_y + \mathbf{k}E_z^2 F_z), \quad (1.3.24)$$

čia F – paviršinis elektrinis laukas, kuris yra statmenas bandinio paviršiui, \mathbf{E} – optinis spinduliuotės elektrinio lauko vektorius, $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – vienetiniai vektoriai nukreipti atitinkamai x, y, z kryptimis, $\alpha = 3\chi_{zzxz}$, $\beta = 6\chi_{zzxx}$, $\gamma = 3(\chi_{zzzz} - \chi_{zzxz} - \chi_{zzxx})$ (pajuodintas šriftas žymi vektorinius dydžius). Išsamiau šis efektas panagrinėtas [99, 101] darbuose. THz impulso, sugeneruoto nuo kai kurių kristalografinių plokštumų, amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo orientacijos pateiktos 1 lentelėje.

Neretai pasitaiko, kad paaiškinti THz generacijos mechanizmus vien tik OR ar EFIOR efektu nepavyksta ir būtina įskaityti juos abu [99, 100]. Siekiant įvertinti kiekvieno iš šių efektų indėlį yra išmatuojamos kampinės priklausomybės. Jas aproksimuojant aukščiau aprašytu būdu suskaičiuotomis kreivėmis, randamas kiekvieno mechanizmo santykinis indėlis.

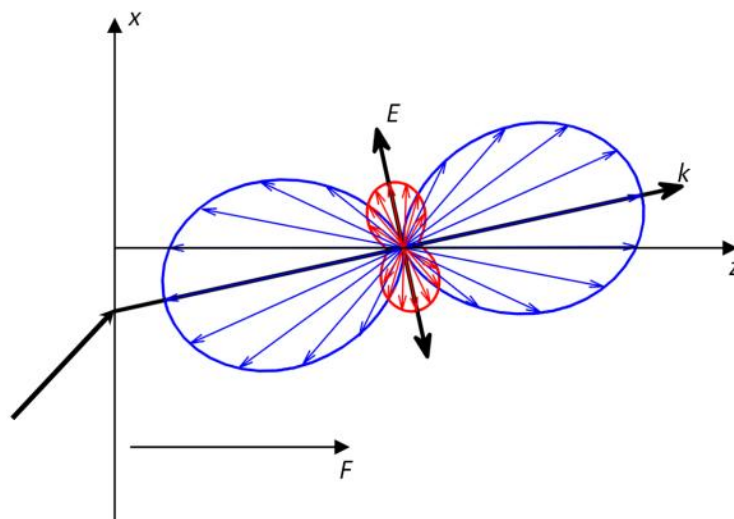
Dauguma siauratarpių puslaidininkių pasižymi efektyvia paviršine generacija ir dažnai stipria priklausomybe nuo azimutinio kampo. Todėl dažnai yra laikoma, kad pagrindiniai generacijos mechanizmai juose yra OR ar EFIOR efektai. Tipiniai šios grupės atstovai yra InAs [101] ir InSb [75, 99].

1.3.5 Anizotropinis fotolaidumas

Apšvietus puslaidininkį šviesos kvantais, kurių energija yra didesnė nei draustinis energijų tarpas, tiek skylės tiek elektronai įgyja perteklinės kinetinės energijos, t.y. įgyja papildomą judesio kiekį. Šis judesio kiekis erdvėje pasiskirsto pagal tam tikrą dėsningumą, kuris yra apspręstas atrankos taisyklių ir bendru atveju nėra izotropinis. III-V tipo puslaidininkiuose kai žadinama tiesiškai poliarizuota šviesa, kurios fotono energija yra vos didesnė nei draustinių energijų tarpas, elektronų impulsų pasiskirstymo funkcija yra [102]:

$$G(\vartheta) = 1 + \eta P_2(\cos\vartheta), \quad (1.3.25)$$

čia η yra -1, +1, 0 atitinkamai žadinant iš sunkių, lengvų ir atskilusios skylių juostos, $P_2(x)$ – antro tipo Ležandro polinomas, ϑ yra kampas tarp šviesos elektrinio vektoriaus ir elektrono impulso. Taigi, žadinant elektronus iš sunkių skylių juostos, didžiosios dalies elektronų impulsai yra orientuoti lūžusio spindulio kryptimi, žadinant iš lengvų skylių juostos – statmenai lūžusiam spinduliui (1.20 pav).



1.20 pav. Elektronų impulsų kryptinis pasiskirstymas III-V grupės kristaluose, kai žadinama iš sunkių skylių juostos (mėlyna kreivė) ir lengvų skylių juostos (raudona kreivė). Rodyklės ilgis proporcingas sužadavimo tikimybės tankiui. F – paviršinys elektrinis laukas, k – fotono sklaidimo kryptis.

Dėl kelis kartus didesnio būsenų tankio, iš sunkių skylių juostos žadinama apytiksliai 3 kartus daugiau elektronų nei iš lengvų skylių, todėl žadinimo iš lengvų skylių juostos trumpam nepaisysim, vėliau aptarsime ir jas.

Esant tokiam simetriškam elektronų impulso pasiskirstymui, suminė srovė puslaidininkio paviršiuje turėtų būti lygi nuliui. Tačiau, jei sužadavimo vietoje yra pastovus elektrinis laukas, kaip pavyzdžiui puslaidininkių paviršiuje (žiūr. 1.3.1 skyrelį), ši simetrija yra suardoma. 1.20 pav. yra pavaizduota šviesa sužadintų elektronų impulsų pasiskirstymas ir paviršinio elektrinio lauko (F) kryptis. Elektronai, esantys kairiajame impulsų „lapelyje“, bus greitunami paviršinio elektrinio lauko, tuo tarpu dešiniame – lėtinami. Dėl šios priežasties atsiranda nekompensuota srovė, kuri yra statmena bandinio paviršiui. Ši srovės dedamoji nepriklauso nuo azimutinio kampo, nes kristalinės gardelės atžvilgiu jos kryptis nesikeičia.

Kiek sudėtingesnė situacija yra su lygiagrečia paviršiui srovės dedamoja. Dažnai siauratarpiaji puslaidininkiai, tokie kaip InAs ar InSb, yra žadinami bent keletą kartų didesnės energijos fotonais nei medžiagos draustinis energijų tarpas. Tokiu atveju elektronai patenka į neparabolinę laidumo juostos sritį, kur efektinė elektronų masė, kuri priklauso tik nuo banginio vektoriaus modulio, didėjant energijai didėja. Elektronas veikiamas elektrinio lauko (F) įgyja papildomą kvaziimpulsą (k), kuris randamas iš lygties:

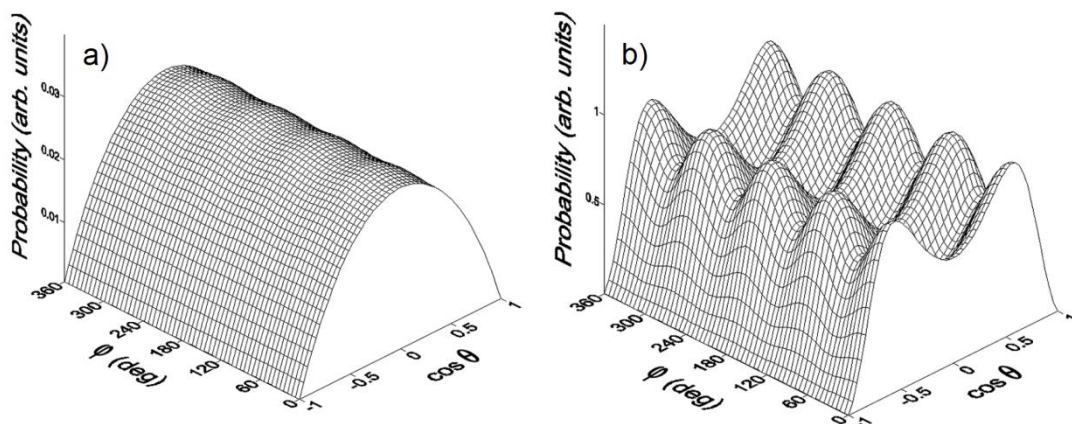
$$\hbar \dot{k} = -eF. \quad (1.3.26)$$

z kryptimi nukreiptas elektrinis laukas greitindamas kairiojo lapelio elektronus tuo pačiu didina ir jų efektinę masę. Dešiniajame lapelyje viskas vyksta atvirkščiai – greitis didėja, o masė mažėja. Lygiagrečiosios impulso dedamosios elektrinis laukas neveikia, todėl jo vertė lieka nepakitusi. Dėl šios priežasties kairiajame lapelyje lygiagrečioji greičio dedamoji sumažėja dėl išaugusios elektrono masės. Natūralu, kad dešiniajame lapelyje vyksta atvirkščiai – sumažėjusi elektronų masė greitį padidina. Taigi, suminė visų kairiojo lapelio elektronų lygiagrečioji srovės dedamoji (pavadinkime ją j_x) bus nukreipta x ašies kryptimi, o dešiniojo lapelio – priešinga. Dėl aukščiau minėtų

priežasčių jų absoliutinės vertės yra nevienodos, todėl atstojamoji j_x komponentė bus nukreipta išilgai x ašies ir svarbiausia nebus lygi nuliui.

Toks impulsų pasiskirstymas gyvuoja tol, kol elektronai nėra išsklaidomi, t.y. apytiksliai per impulso relaksacijos trukmę. Pavyzdžiui InAs kristale j_x komponentė užaugusi per lazerio impulso trukmę sumažėja iki nulinės vertės per kiek daugiau nei 1 ps [103]. Tokiu būdu sukuriama sparčiai kintanti srovė, kurios kuriamas elektromagnetinis impulsas yra THz diapazone.

Elektronų impulsų pasiskirstymas išreikštas 1.3.25 formule galioja tik tuo atveju, kai fotono energija yra vos didesnė už draustinę energijų tarpą. Taip pat minėtoje išraiškoje nėra įskaityta juostų anizotropija, kuri irgi įtakoja pradinį impulso pasiskirstymą. III-V grupės puslaidininkių valentinė juosta yra anizotropinė. Tai sąlygoja skirtingą būsenų tankį, o tuo pačiu ir nevienodas šuolių tikimybes skirtingomis kryptimis po sužadimo sklindantiems krūvininkams. Dėl šios priežasties 1.21a pav. matyti nestipri priklausomybė ir nuo azimutinio kampo ϕ . Kai elektronų perteklinė energija yra gerokai didesnė nei $k_B T$, dėl kp sąveikos elektronų banginė funkcija pakinta ir to rezultate pradiniai impulsų pasiskirstymai žadinant tiek iš sunkių, tiek iš lengvų, skylių juostos tampa panašūs – orientuoti išilgai lūžusio spindulio [104]. Taip pat anot [103, 104] straipsnio autorių išryškėja stipri priklausomybė nuo azimutinio kampo ϕ (1.21b pav.), kuri ir apsprendžia THz signalo priklausomybę nuo bandinio azimutinio kampo orientacijos.



1.21 pav. Elektronų impulso pasiskirstymas InAs kristale iškart po sužadavimo iš sunkių skylių juostos, kai fotono energija yra 0,4 eV (a) ir 1,55 eV (b) [104].

2 skyrius

Eksperimentinė įranga ir metodikos

2.1 „Pharos“ lazerinė sistema

Didžioji dalis eksperimentų, yra atlikti naudojantis „Šviesos konversijos“ „Pharos“ lazerine sistema. Ši, tradicinė, čirpuotų impulsų stiprinimo sistema susideda iš osciliatoriaus, regeneratyvinio stiprintuvo impulso plėtiklio ir kompresoriaus. Osciliatorius, veikiantis Kero lęšio modų sinchronizacijos režime, generuoja apytiksliai 80 fs trukmės ir 700 mW vidutinės galios impulsus, kurių pasikartojimo dažnis yra 76 MHz, o centrinis bangos ilgis 1030 nm.

Iš osciliatoriaus išėję impulsai gardele išplečiami ir sustiprinami iterbiu legiruotame kalio gadolinio wolframato (Yb:KGW) regeneratyviniame stiprintuve, kuris kaupinamas lazeriniais diodais. Galiausiai pro Pockels'o ceļę impulsas išleidžiamas iš rezonatoriaus ir suspaudžiamas į 160 fs trukmės impulsą. Taip vidutinė galia padidėja iki 7 W, o pasikartojimo dažnis sumažėja iki 200 kHz. Tokių impulsų energija yra $\sim 35 \mu\text{J}$. Programiškai reguliuojant kaupinančiųjų lazerinių diodų srovę, palaikoma pastovi 7 W spinduliuotės galia.

Dalis lazerio spinduliuotės – 0,5 W – yra tiesiogiai panaudojama eksperimentams, o likusi, didesnioji dalis, yra nukreipiama į optinį parametrinį stiprintuvą.

2.2 „Orpheus“ optinis parametrinis stiprintuvas

„Šviesos konversijos“ optinis parametrinis stiprintuvas (OPS) „Orpheus“ yra kaupinamas iš Pharos lazerio išeinančiais 6,5 W vidutinės galios, 1,03 μm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais. Parametrinis stiprinimas vyksta dviem pakopomis.

Pirmoje pakopoje baltos šviesos kontinumo impulsas (užkratas), kuris maža 1,03 μm optinės spinduliuotės dalimi yra sukuriamas safyro kristale, nekolineariai, parametriškai yra stiprinamas antros harmonikos, 515 nm bangos ilgio, spinduliuote bario borato (BBO) kristale. Rezultate gaunamas impulsas, kurio bangos ilgis gali būti keičiamas nuo 630 iki 1030 nm. Reikiamas bangos ilgis yra parenkamas vėlinimo linija reguliuojant čirpuoto užkrato persiklojimą laike su antros harmonikos signalu BBO kristale.

Gautas impulsas dar kartą yra stiprinamas antroje pakopoje. Kadangi šiuo atveju stiprinimas yra kolinearūs išėjime gaunami du, ta pačia kryptimi sklindantys optiniai impulsai: signalinis ir šalutinis, kurių bangos ilgiai yra susiję sąryšiu:

$$\frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{\text{š}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{SH}}}, \quad (2.2.1)$$

čia λ_s taip vadinama signalinio spindulio bangos ilgis, kuris kinta nuo 630 iki 1040 nm, $\lambda_{\text{š}}$ – šalutinio spindulio bangos ilgis, kuris kinta nuo 1020 iki 2800 nm. Šių bangų poliarizacijos yra statmenos viena kitai. λ_{SH} – antros harmonikos signalas, kurio bangos ilgis yra 515 nm.

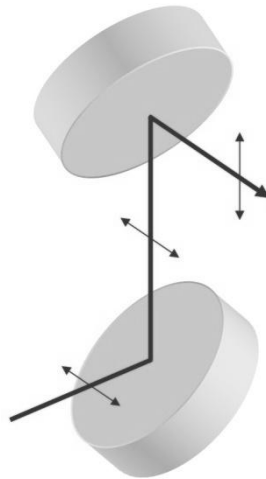
Eksperimentuose dažniausiai naudojama tik viena iš šių minėtų bangų. Kita yra pašalinama dielektrinio veidrodžio pagalba – bangų atskirėju. Jis yra orientuojamas Brewster‘io kampu, todėl s poliarizacijos spinduliuotę visiškai atspindi, o p poliarizacijos – visiškai praleidžia. Pastaroji yra užblokuojama metaline plokšte ir toliau nebesklinda. Eksperimentuose naudojamas tik s poliarizacijos spindulys.

Signalinei bangai yra naudojami du bangų atskirėjai, šalutinei – 4. Šių atskirėjų veikimo diapazonai yra nurodyti 2.1 lentelėje. Atskirėjai signalinei ir šalutinei bangai yra orientuojami skirtingai. Jie sudaro 90° kampą išilgai optinės ašies, kadangi jų poliarizacijos išėjusios iš OPS yra statmenos tarpusavyje.

2.1 Lentelė Bangos ilgių atskirėjų veikimo diapazonai.

Veikimo diapazonas (nm)	Atskirėjai signalinei bangai		Atskirėjai šalutinei bangai			
	600 – 765	755 – 1030	1030 – 1385	1385 – 1550	1550 – 1970	1970 – 2800

Matavimų metu dažnai reikia turėti tos pačios poliarizacijos spinduliuotę, todėl norint suvienodinti signalinės ir šalutinės bangos poliarizacijas yra naudojama dviejų veidrodžių sistema, kurioje vienas yra orientuotas $+45^\circ$, kitas -45° kampu stalo plokštumos atžvilgiu ir tarpusavyje yra pasukti 90° kampu apie statmeną stalui ašį (2.1 pav.). Šis periskopas yra naudojamas tik šalutinei bangai. Todėl eksperimento sistema visada šiek tiek yra pakeičiama, kai bangos ilgis pereina 1030 nm. Dėl šios priežasties spektriniuose matavimuose ties šiuo bangos ilgiu kartais yra matomas nedidelis trūkis.



2.1 pav. Poliarizaciją sukantis periskopas.

2.3 Fotolaidus THz spinduliuotės detektorius

Šiuo metu plačiausiai naudojamas fotolaidus THz spinduliuotės detektorius yra žemoje temperatūroje augintas GaAs (ŽT-GaAs). Trumpa krūvininkų gyvavimo trukmė, didelė tamsinė varža ir didelis judris daro šio tipo detektorius labai patrauklius THz impulsų registravimui TDS sistemose. Tačiau dėl didelio draustinių energijų tarpo, ši medžiaga nėra suderinama su lazerinėmis sistemomis, kurios veikia ties 1 μm bangos ilgiu. Tam reikalingos kitos medžiagos ir viena iš jų yra GaAsBi.

Žemoje temperatūroje augintas $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ pasižymi labai maža (<1 ps) krūvininkų gyvavimo trukme [105], gan dideliu judriu [106], o draustinių energijų tarpas gali būti reguliuojamas keičiant Bi koncentraciją [107]. Dėl šių savybių GaAsBi yra tinkama medžiaga tiek fotolaidiems emiteriams, tiek detektoriams, kurie yra žadinami 1 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote [108].

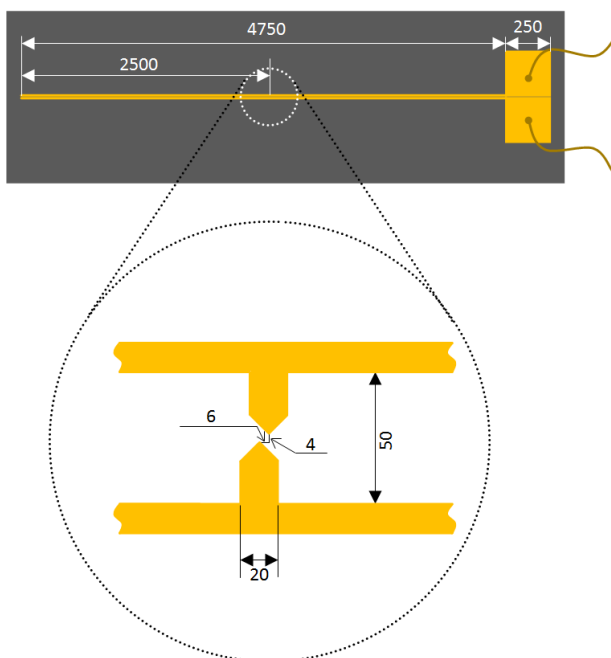
Visame šiame darbe, išskyrus pikosekundinio fotolaidumo matavimus (4 skyrius), THz impulsų registravimui buvo naudojami GaAsBi detektoriai. GaAsBi sluoksniai, iš kurių yra gaminami detektoriai, standartiškai auginami 1,5 μm storio molekulinųjų pluoštelių epitaksijos būdu ant didžiavaržio GaAs padėklo. Bi koncentracija juose yra $\sim 6\%$. Po auginimo šie sluoksniai yra atkaitinami 600° C temperatūroje, tai sumažina krūvininkų gyvavimo trukmę iki mažiau nei 1 ps [105].

Vėliau ant GaAsBi sluoksnio yra nusodinama antena. Tam fotolitografijos pagalba yra suformuojamas fotorezisto trafaretas, išėsdinant tik tas vietas, kur bus antenos elektrodai. Ant visos šios struktūros yra užgarinamas aukso sluoksnis. Galiausiai įmerkus sluoksnį į ėsdiklį, likusios fotorezisto sritys kartu su auksu yra nuėsdinamos ir taip suformuojant dipolinę anteną bei kontaktines aikšteles (2.2 pav.). Tada kristalas yra suskaldomas į 1,5 \times 5 mm dydžio gabaliukus, prie kontaktinių aikštelių termokompresijos būdu yra prikabinamos auksinės vielutės ir ši struktūra įstatoma į THz detektoriaus korpusą (2.3 pav), kuriame iš vienos pusės yra prigludžiamas Si lęšis, skirtas

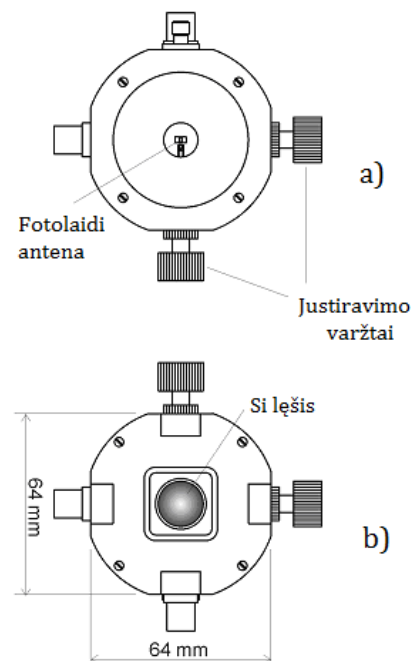
THz spinduliuotei fokusuoti, iš kitos pusės yra paliekama anga, pro kurią fotolaidi antena yra žadinama lazerio spinduliuote.

THz ir optinė spinduliuotė turi sueiti į vieną tašką, tarp dviejų antenos elektrodų (2.2 pav. matomas susiaurėjimas). Dėl šios priežasties specialiais justiravimo varžtais galima keisti Si lęšio padėtį ir tokiu būdu reguliuoti sufokusuotos THz spinduliuotės židinio taško padėtį ant detektoriaus plokštelės. Optimali THz spindulio padėtis nustatoma pagal didžiausią THz signalo amplitudę ir plačiausią jo spektrą. Iš kitos pusės, optimali optinio spindulio padėtis nustatoma matuojant fotolaidžios antenos varžą ir tuo pačiu metu keičiant šio spindulio kryptį taip, kad ši varža būtų minimali.

Reikia atkreipti dėmesį, kad tokio tipo detektoriai registruoja vienos poliarizacijos spinduliuotę, kuri yra lygiagreti antenos elektrodams. Visuose eksperimentuose buvo registruojama p THz poliarizacija, bet signalo dydį galėjo įtakoti, nors ir nežymiai, s poliarizacijos signalas. Standartiškai tokių detektorių jautrumas s poliarizacijos signalui yra tik 10 kartų mažesnis nei p poliarizacijos.



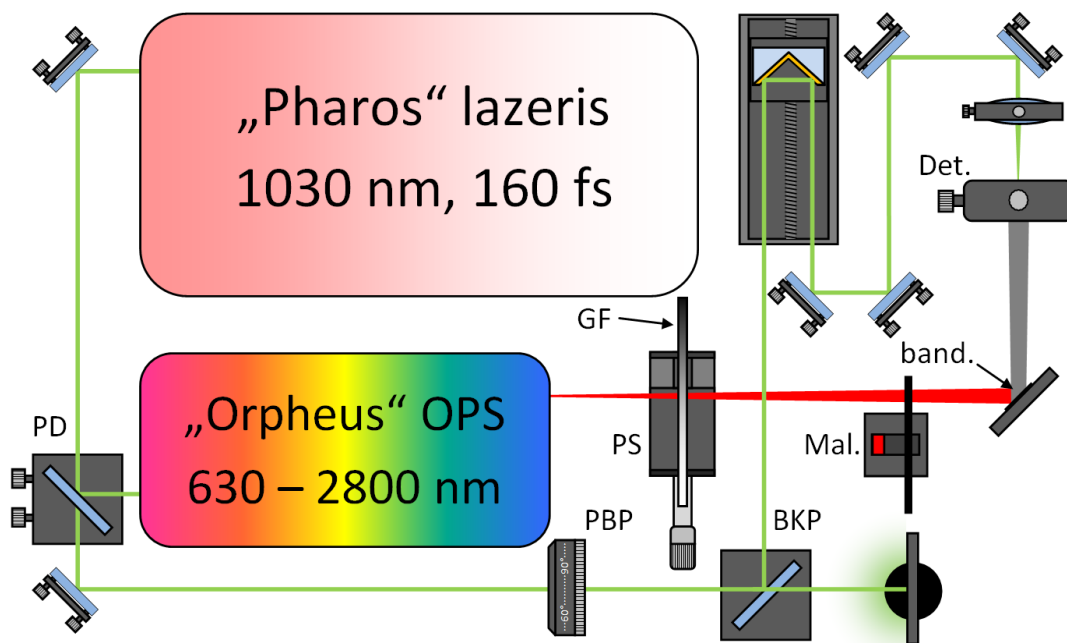
2.2 pav. Ant GaAsBi sluoksnio nusodinta fotolaidi antena – THz spinduliuotės detektorius. Dydziai nurodyti mikrometrais.



2.3 pav. Detektoriaus korpusas, į kurį montuojama fotolaidi antena. Vaizdas iš galo (a) ir priekio (b).

Srovė, indukuota THz impulso ir tekanti detektoriumi, buvo registruojama sinchroniniu stiprintuvu (Stanford research systems, SR830), kuris buvo tiesiogiai prijungiamas prie detektoriaus kontaktų. Tam optinis spindulys buvo karpomas malūnėliu, kurio dažnis buvo ~ 800 Hz.

2.4 THz sužadavimo spektroskopijos eksperimento schema ir metodika



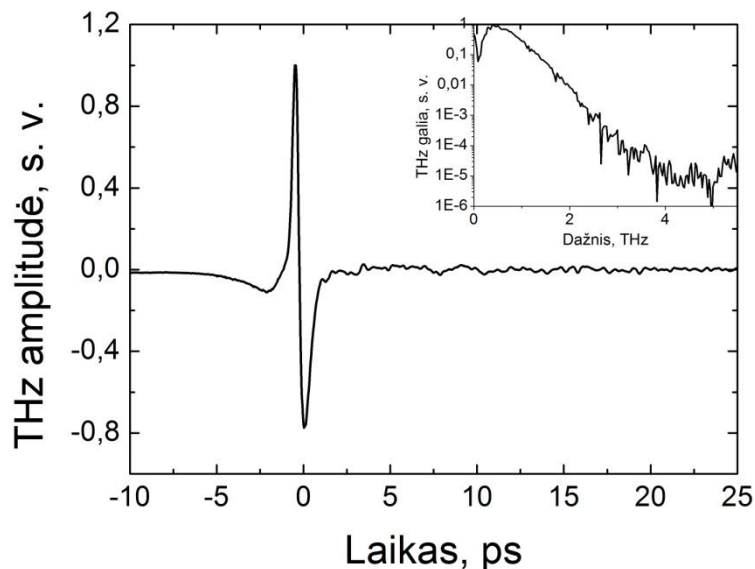
2.4 pav. THz sužadavimo spektroskopijos schema. PD – pluošto daliklis, kurio atspindžio ir pralaidumo koeficientai yra 93 % ir 7 % atitinkamai; gradientinis filtras (GF) yra įstatomas į pozicionavimo staliuką (PS), kuris reguliuoja GF padėtį ir tuo pačiu pralaidumo koeficientą; Mal. – malūnėlis; PBP – pusės bangos ilgio plokštelė $1 \mu\text{m}$ spinduliuotei; BKP – Brewster'io kampo poliarizatorius. Patogumo dėlei pastarasis pavaizduotas 45° kampu, nors realybėje orientuotas $\sim 60^\circ$.

Pirmą kartą THz sužadavimo spektroskopijos sistema buvo pasiūlyta dar 2005 metais [109]. Šiame darbe buvo naudota mažo pasikartojimo dažnio (1 kHz) Ti:safyro lazerinė sistema. Signalas, kuris buvo moduluojamas mažesniu nei 100 Hz dažniu, buvo registruojamas sinchroniniu stiprintuvu, todėl tokios sistemos signalo ir triukšmo santykis buvo mažas, o matuojami spektrai netikslūs. Taip pat autoriams nepavyko atskirti signalinės ir šalutinės

bangos 930 – 1200 nm diapazone, todėl matavimai šiame bangos ilgių intervale nebuvo atliekami. Šių problemų praktiškai nėra naudojant Pharos/Orpheus sistemą.

2.4 pav. pavaizduota THz sužadinimo spektroskopijos schema. Tai standartinė THz-TDS sistema, kurios šaltinis yra „Pharos“ lazeris spinduliuojantis 7 W vidutinės galios impulsus. Didžioji dalis – 6,5 W – kaupina „Orpheus“ optinį parametrinį stiprintuvą. Likusioji – 0,5 W – keliauja pro vėlinimo liniją ir galiausiai lęšiu yra sufokusuojama į fotolaidų GaAsBi detektorių. Šios šakos galia yra reguliuojama pusės bangos ilgio plokšte, kuri keičia spindulio poliarizaciją krentančią į Brewster'io kampo poliarizatorių ir tuo pačiu atsispindėjusio spindulio galią. Visų eksperimentų metu detektorių žadinančio optinio spindulio galia buvo ~ 1 mW.

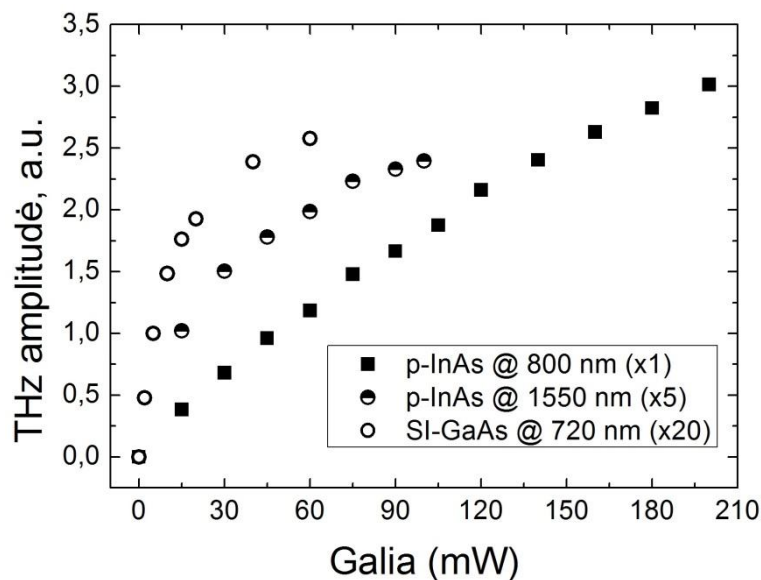
Iš OPS išeinanti optinė spinduliuotė yra nukreipiama į tiriamo bandinio paviršių, kuris sugeneruoja atspindžio kampu sklindantį THz impulsą. Galiausiai, keičiant vėlinimo linijos padėtį ir sinchroniniu stiprintuvu matuojant srovę indukuotą fotolaidžiam detektoriuje, šis impulsas yra užregistruojamas.



2.5 pav. THz impulsas sugeneruotas apšviečiant p-InAs kristalą 760 nm bangos ilgio spinduliuote ir jo Fourier spektras (intarpe). Registruojama buvo GaAsBi detektoriumi (1030 nm).

Į bandinį krentančios optinės spinduliuotės dėmelės dydis, lyginant su THz bangos ilgiu, buvo didelis ir siekė apie 7 mm, todėl THz spindulio skėstis buvo maža (žiūr. 1.3 skyr.) ir beveik visas THz spindulys patekdavo į detektorių. Optinės spinduliuotės galia buvo reguliuojama neutraliu (angl. *neutral density*) gradientiniu filtru, kurio pralaidumo koeficientas beveik nepriklauso nuo bangos ilgio. Tipinis THz impulsas išmatuotas šia sistema ir apskaičiuotas jo Fourier spektras yra pavaizduoti 2.5 pav.

THz sužadinimo spektras – tai THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančios šviesos bangos ilgio. Matavimas vyksta tokiu būdu: pradžioje yra išmatuojama THz impulso forma ties pasirinktu bangos ilgiu. Tada iš jos yra paskaičiuojama dviguba amplitudė – maksimalios ir minimalios vertės skirtumas. Tai pakartojama kitiems bangos ilgiams išlaikant tą pačią žadinimo galią. Galiausiai THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančios bangos ilgio yra sunormuojama į tą patį kvantų skaičių. Tam, kad normavimas būtų korektiškas, matavimus būtina atlikti tiesiniame režime, t.y. THz amplitudė turi tiesiškai priklausyti nuo žadinimo galios.



2.6 pav. THz amplitudės priklausomybė nuo žadinimo galios siauratarpiame (p-InAs) ir plačiatarpiame (GaAs) puslaidininkiuose.

Kiekvienai medžiagai sritis, kurioje THz impulso amplitudė kinta tiesiškai nuo žadinimo galios, yra skirtinga ir priklauso nuo žadinančio impulso

bangos ilgio. Esant tam pačiam bangos ilgiui, nukrypimas nuo tiesinės priklausomybės pasireiškia anksčiau platesnio draustinių energijų tarpo puslaidininkuose. Iš kitos pusės, sotis pasiekama greičiau, kai puslaidininkis yra žadinamas didesnio bangos ilgio spinduliuote (2.6 pav.). THz sužadinimo spektras visada yra matuojamas tiesinėje dalyje, kuri, priklausomai nuo puslaidininkio, tęsiasi iki 10-30 mW. Dažnai signalo ir triukšmo santykis dėl mažo žadinančio šviesos pluošto intensyvumo yra nedidelis, todėl siekiant jį padidinti tas pats THz impulsas buvo matuojamas kelis kartus (6-10 kartų) ir paskui suvidurkinamas.

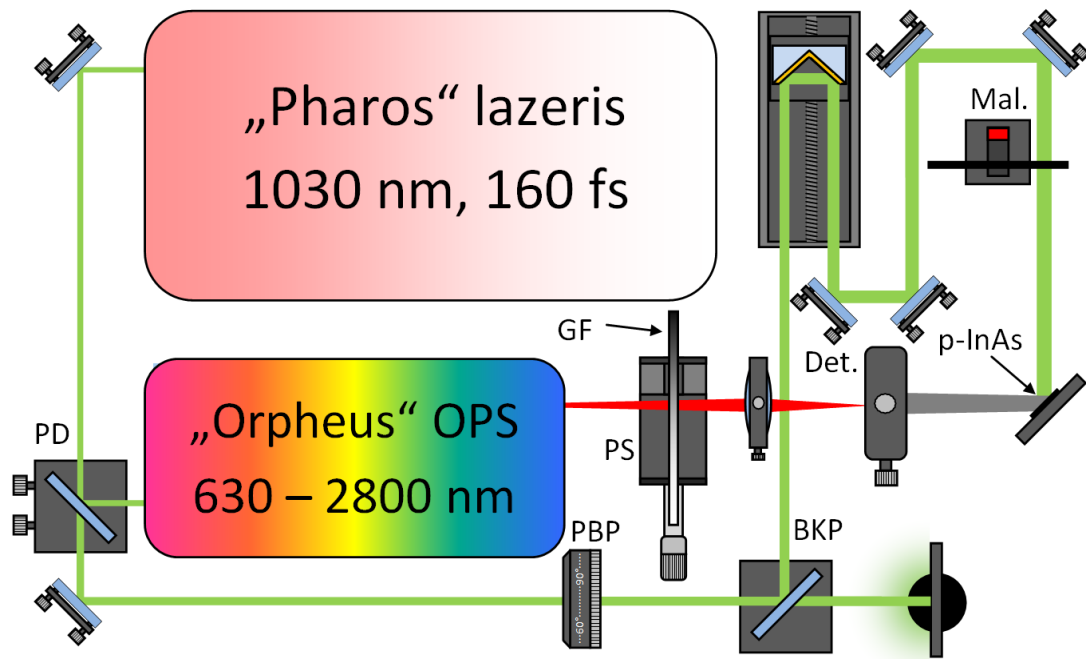
2.5 Pikosekundinio fotolaidumo spektroskopija

2.7 pav. pavaizduota eksperimento schema pikosekundiniam fotolaidumui matuoti. Ši konfigūracija labai nedaug skiriasi nuo prieš tai aprašytos THz sužadinimo spektroskopijos sistemos. Tai vėl ta pati THz-TDS sistema, tik šiuo atveju detektorius ir emiteris yra sukeisti vietomis. Šiame darbe THz impulsų šaltinis buvo paviršinis p-InAs emiteris, kuris viso eksperimento metu buvo žadinamas 1030 nm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais, kurių vidutinė galia buvo 380 mW. Dėmelės dydis buvo apie 6-7 mm, todėl atspindžio kampu sklindo beveik lygiagretus THz pluoštas, kuris buvo nukreipiamas į tiriamą fotolaidų detektorių.

Iš OPS išeinanti spinduliuotė yra nukreipiama į detektorių prieš tai ją sufokusuojant 10 cm židinio nuotolio lęšiuku į ~60 μm dydžio dėmelę. Šio spindulio galia buvo reguliuojama gradientiniu filtru ir viso matavimo metu buvo lygi 6 mW. Pats fotolaidus detektorius yra gaminamas iš tiriamos medžiagos, ant kurios, aukščiau aprašytu būdu, suformuojama antena. Visa ši struktūra yra įstatoma į detektoriaus korpusą.

Detektoriuje optinio impulso sužadinti krūvininkai juda ir kuria srovę veikiami THz impulso elektrinio lauko. Prisiminus fotolaidžių detektorių veikimo specifiką (1.2.1 skyrius) nesunkiai galime suprasti, kad sinchroniniu stiprintuvu matuojama srovė yra proporcinga medžiagos fotolaidumui per

pirmas kelias ps po sužadavimo. Šiuo atveju nėra būtina, kad detektoriaus krūvininkų gyvavimo trukmės būtų mažos. THz impulso trukmė yra nedidesnė nei kelios pikosekundes, todėl ir srovės tekėjimo trukmė bus neilgesnė. Tokiu būdu galime išmatuoti medžiagos fotolaidumą iš kart po foto-sužadavimo, kol krūvininkai dar nespėjo termalizuotis.



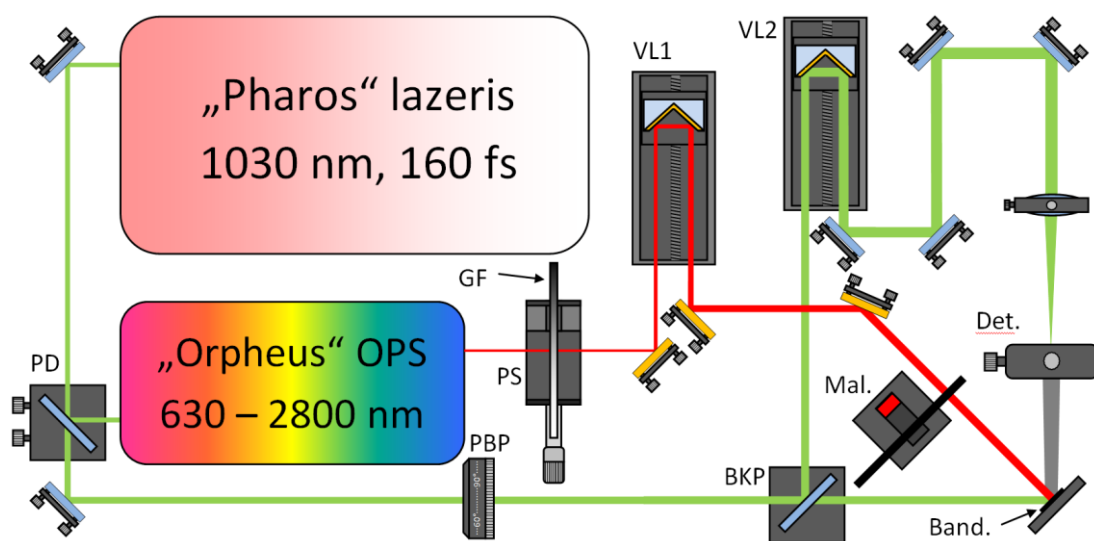
2.7 pav. Pikosekundinio fotolaidumo matavimo schema. Sutrumpinimai yra tie patys kaip ir 2.4 pav.

Keičiant detektorių žadinančio impulso bangos ilgį, pasikeičia ir elektronų perteklinė energija, t.y. jų padėtis laidumo juostoje. Tai leidžia nagrinėti medžiagos juostinę sandarą, nustatyti šoninių slėnių padėtis ar net defektinių lygmenų padėtis draustinių energijų tarpe.

Pats matavimas atliekamas tokiu būdu: pasirenkamas detektorių žadinančio impulso bangos ilgis ir išmatuojama THz impulso forma. Tada tas pats atliekama ties kitu bangos ilgiu. Galiausiai suskaičiuojamas skirtumas tarp didžiausios ir mažiausios THz impulso elektrinio lauko vertės ties kiekvienu bangos ilgiu ir atidedama šio dydžio priklausomybė nuo fotono energijos. Čia reikia pabrėžti, kad emiteris visada buvo žadinamas tuo pačiu bangos ilgiu, todėl THz impulso dydis visada buvo vienodas.

2.6 Optinio žadinimo ir generacinio zondavimo sistema

Paviršinis elektrinis laukas egzistuoja daugumos puslaidininkų paviršiuje (1.3.1 skyrius). Optinio impulso sukurti krūvininkai per kelias pikosekundes gali tiek sustiprinti, tiek susilpninti šį lauką. Kadangi THz impulso amplitudė yra proporcinga šio lauko dydžiui, generuojant THz impulsą skirtingais laiko momentais po sužadavimo galime išmatuoti krūvininkų kuriamo lauko dinamiką.



2.8 pav. Optinio žadinimo generacinio zondavimo eksperimento schema. VL1, VL2 – vėlinimo linijos atitinkamai žadinančiam ir zonduojamčiam impulsams. 1,03 μm spinduliuotei buvo naudojami dielektriniai veidrodžiai, iš OPS išeinanti spinduliuotė nukreipiama auksiniais veidrodžiais. Visi kiti sutrumpinimai tokie patys, kaip ir 2.4 pav.

2.8 pav. pavaizduotoje schemoje tiriamo bandinio sužadimui yra naudojami du, skirtingų bangos ilgių spinduliai. Vienas išeinantis iš OPS (žadinantis spindulys) yra nukreipiamas statmenai bandinio paviršiui ir taip vienu laiko momentu sukuria krūvininkus visame bandinio paviršiuje, kurie atsiskirdami kuria savo elektrinį lauką. Dėl šios priežasties suminis paviršinis elektrinis laukas kinta laike. Kitas spindulys (zonduojantis) šiame pakitusiame elektriniame lauke kuria THz spinduliuotę, kurios amplitudė priklauso nuo šio lauko stiprio. Galiausiai THz impulsas yra užregistruojamas fotolaidžia antena.

Eksperimento metu malūnėliu yra karpomas zonduojantis spindulys, o antrosios vėlinimo (VL2) linijos padėtis nustatoma tokia, kad THz impulso vertė būtų maksimali. Keičiant pirmos vėlinimo linijos (VL1) padėtį kinta užvėlinimas tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų. Tokių būdu yra išmatuojama paviršinio elektrinio lauko dinamika iškart po foto-sužadinimo.

3 skyrius

THz emisijos žadinimo spektroskopija

3.1 Dvinariai puslaidininkiai

Šiame skyrelyje pateikti keturių gerai žinomų puslaidininkių – InAs, InSb, InN bei GaAs – THz emisijos žadinimo spektrai. Generacijos mechanizmai šiuose puslaidininkiuose yra skirtingi, o kartais jų yra net keletas. Dauguma jų yra aptarta 1.3 skyrelyje. Visgi, kurie iš šių mechanizmų dalyvauja ir koks jų santykinis indėlis kiekvienoje medžiagoje žinoma ne visada. Šio skyrelio tikslas yra pademonstruoti THz emisijos žadinimo spektroskopijos galimybes, visų pirma kaip metodikos, kurios pagalba galima nustatyti laidumo juostos šoninio slėnio padėtį. Kai kuriais atvejais, matant tam tikrus dėsningumus šiame spektre, gali būti nustatytas generacijos mechanizmas tiriamoje medžiagoje.

3.1.1 Bandiniai

Šiame darbe buvo tiriami Czochralski'io būdu užauginti n ir p tipo tūriniai InAs kristalai, kurių krūvininkų koncentracijos atitinkamai buvo 8×10^{17} ir $1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, o kristalografinė abiejų bandinių orientacija buvo (111). Taip pat tirtas tūrinis savojo laidumo InSb kristalas, kurio kristalografinė orientacija – taip pat – (111). InN sluoksnis augintas ant safyro padėklo MOCVD būdu. Jo storis buvo 200 nm, o elektronų koncentracija $2,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Šiame darbe taip pat tirtas pusiau laidus, (100) orientacijos GaAs padėklas. Puslaidininkių parametrų vertės, kurios buvo naudotos skaičiuojant šoninio slėnio energetinę padėtį, pateiktos 1 lentelėje.

3.1 lentelė. Tirtų puslaidininkių parametrai, naudoti šoninio slėnio padėties skaičiavimui [¹¹⁰]

	Elektronų efektinė masė, m_0	Sunkių skylių efektinė masė, m_0	Neparaboliškumo parametras, eV^{-1}	Draustinių energijų tarpas, eV	Fonono energija, meV
InAs	0,023	0,41	1,4	0,36	27
InSb	0,014	0,43	4,1	0,17	
GaAs	0,063	0,51	-	1,42	35 [111]
InN	0,11	1,63	-	0,7	-

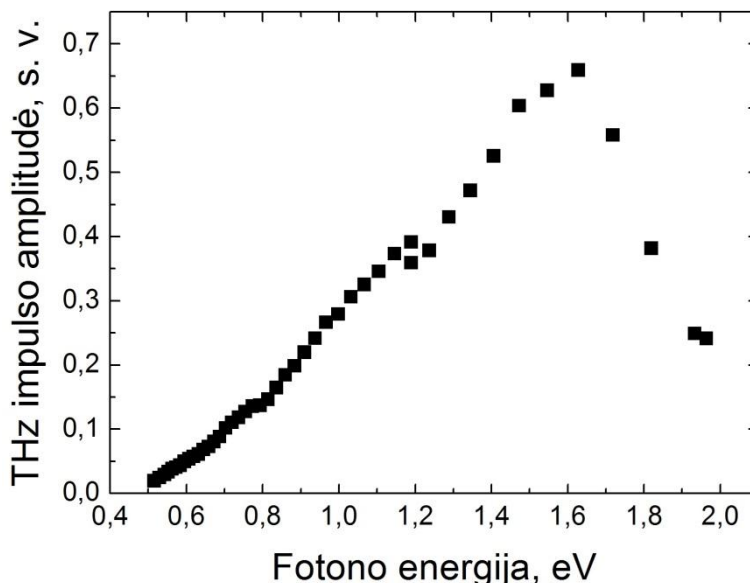
3.1.2 InAs

Tūrinis p-InAs – šiuo metu yra pats efektyviausias paviršinis THz emiteris. 3.1 pav. pavaizduota THz impulso, sugeneruoto nuo šio puslaidininkio paviršiaus, amplitudės priklausomybė nuo žadinančio femtosekundinio impulso kvanto energijos. Pradžioje THz amplitudė monotoniškai didėja ir, kai kvanto energija pasiekia $\sim 1,64$ eV vertę, staiga pradeda mažėti. Šis mažėjimas susijęs su elektronų sklaida į šoninius L slėnius Brillouin'o zonoje. Tikėtina, kad THz generacija InAs vyksta dėl anizotropinio fotolaidumo. Tad, kai elektronų perteklinė energija tampa lygi energijai tarp slėnių, krūvininkų kryptingas judėjimas trunka gerokai trumpiau ir krūvio atsiskyrimas tampa nebe toks efektyvus. Dėl šios priežasties sumažėja THz impulso amplitudė.

Skaičiuojant energetinį atstumą tarp šių slėnių reikia įskaityti du dalykus. Pirma, kad fononas sklaidos metu elektronui perduoda ne tik impulsą bet ir energiją, dėl kurios elektronų sklaida prasideda ties šiek tiek mažesnėmis fono energijomis. InAs kristale ši energija yra $\sim 0,027$ eV. Antra, laidumo juosta, kai elektronų perteklinė energija yra didesnė nei medžiagos draudžiamųjų energijų tarpas, yra neparabolinė (žiūr. I priedą). Įskaičius šiuos abu veiksnius gaunama, kad šoninio slėnio padėtis yra

$$\varepsilon_{\Gamma L} = 1,11 \pm 0,04 \text{ eV}$$

virš laidumo juostos dugno ir yra panaši į anksčiau gautą vertę [109], kuri taip pat sutampa su gerai žinoma $1,08 \text{ eV}^*$ [112].



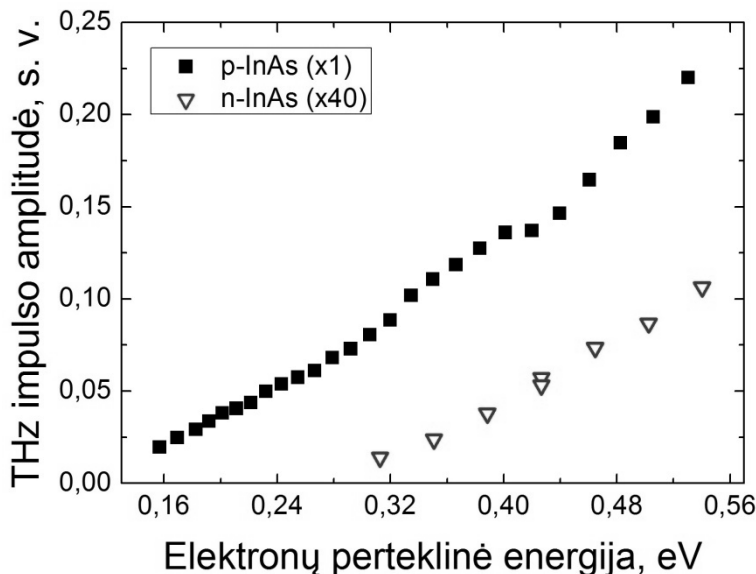
3.1 pav. p-InAs THz emisijos sužadavimo spektras. Trūkūs kreivėje ties $1,2 \text{ eV}$ galėjo atsirasti dėl šiek tiek pakeistos eksperimento schemos, kai pereinama nuo signalinės prie šalutinės bangos.

Pradinės p ir n tipo InAs THz emisijos sužadavimo spektro dalys pavaizduotos 3.2 pav. Tai, kad p-InAs yra geresnis THz šaltinis nei n-InAs – gerai žinomas faktas [113]. Nors abiejuose paviršinio elektrinio lauko kryptis yra vienoda, tačiau jų dydžiai stipriai skiriasi, todėl ir generacijos efektyvumas yra nevienodas. Tai iš dalies patvirtina ir tas faktas, kad THz impulsas nuo abiejų šių puslaidininkių paviršiaus yra to paties poliariškumo (t.y. THz impulso elektrinio lauko forma nekeičia savo ženklo). Stiprus paviršinis elektrinis laukas sąlygoja ir tai, kad THz impulsas p-InAs pradamas generuoti ties mažesne kvanto energija, nei n-InAs.

Taipogi reiktų paminėti, kad THz impulsų generacija negali būti paaiškinta paviršinio elektrinio lauko ir foto-Demberio efektais. p-InAs elektrinis laukas yra nukreiptas nuo paviršiaus, todėl foto-Demberio efekto kuriama srovė visada yra priešinga paviršinio elektrinio lauko sąlygotai srovei.

* Literatūroje dažnai nurodoma neteisinga $0,73 \text{ eV}$ vertė, kuri gaunama atėmus ϵ_g .

Pagal tokį aiškinimą, ties maža žadinančio fotono energija turėtų dominuoti paviršinio elektrinio lauko efektas, didėjant fotono energijai ir augant elektronų temperatūrai vis stipresnė turėtų tapti elektronų difuzinė srovė. Tokiu būdu impulso forma ties tam tikru bangos ilgiu turėtų tapti priešinga, tačiau nei n-InAs, nei p-InAs tai pastebėta nebuvo.



3.2 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo elektrono perteklinės energijos p ir n InAs.

3.1.3 InSb

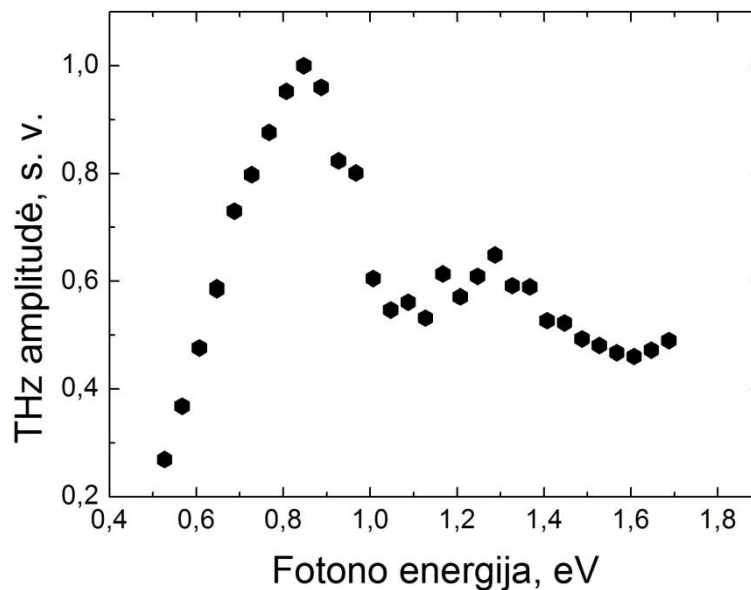
InSb draudžiamųjų energijų tarpas yra daugiau nei du kartus mažesnis nei InAs, todėl iš pirmo žvilgsnio atrodo, kad dėl didesnės elektronų perteklinės energijos, kai žadinama tos pačios energijos fononu, krūvininkų atsiskyrimas šioje medžiagoje turėtų būti efektyvesnis, kas sąlygotų ir didesnę THz impulso amplitudę. Tačiau mažesnis ϵ_g sąlygoja didesnę laidumo juostos neparaboliškumą, dėl to krūvininkų greitis pradeda sotintis anksčiau nei platesnio draustinių energijų tarpo puslaidininkuose. Be to, energetinis atstumas tarp Γ ir L taškų laidumo juostoje yra beveik du kartus mažesnis nei InAs. Šie du veiksniai sąlygoja tai, kad THz impulsų generacija šioje medžiagoje nėra tokia efektyvi, kaip InAs atveju. Ypatingai šie skirtumai išryškėja žadinant trumpo bangos ilgio optine spinduliuote. Visgi, jei lyginsime

THz spinduliuotės generacijos efektyvumą, tai InSb ties 1,5 μm yra efektyvesnis nei InAs ties 760 nm [109]. Būtent todėl ši medžiaga yra perspektyvi kaip paviršinis THz emiteris, kai yra žadinama technologiškai svarbiu 1,55 μm bangos ilgiu.

THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančio fotono energijos pateikta 3.3 pav. Šiuo atveju THz sužadavimo spektre matyti 2 maksimumai. Pirmasis, ties 0,84 eV, atsiranda dėl elektronų sklaidos į šoninį L slėnį, kai žadinama iš sunkių skylių juostos. Kadangi elektronų perteklinė energija yra gerokai didesnė nei ε_g , šiuo atveju taip pat būtina įskaityti laidumo juostos neparaboliškumą (žiūr. I priedą). Taip gaunama, kad šoninio slėnio padėtis yra

$$\varepsilon_{\text{TL}} = 0,55 \pm 0,03 \text{ eV}$$

virš laidumo juostos dugno.



3.3 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančio fotono energijos InSb kristale.

Antrąjį maksimumą ties 1,25 eV galima būtų sieti su sklaida į tą patį slėnį žadinant jau ne iš sunkių, bet iš lengvų skylių juostos. Pagal Kane'o modelį [114] lengvų skylių valentinės juostos dispersija yra tokia pati, kaip ir laidumo juostos, todėl perteklines elektronų ir skylių energijas galime laikyti

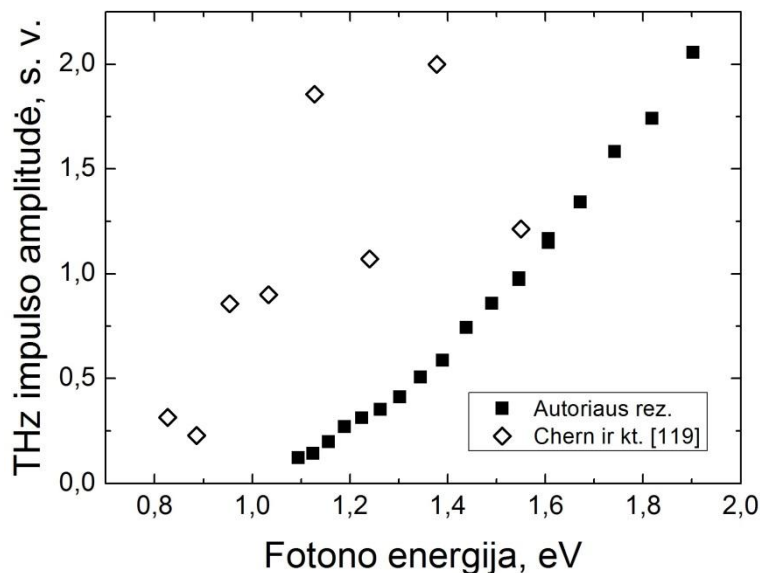
vienodomis, nes tokiu atveju efektinės krūvininkų masės yra vienodos. Tokiu būdu šoninio slėnio padėtį galime apskaičiuoti pagal išraišką:

$$\varepsilon_{\Gamma L} = \frac{h\nu - \varepsilon_g}{2}. \quad (3.2.1)$$

Įstačius žinomas vertes į pastarąją formulę gaunama, kad šoninio slėnio padėtis yra $\varepsilon_{\Gamma L} = 0,54 \pm 0,03$ eV, kas paklaidų ribose sutampa su ankstesne verte, nustatyta iš pirmo maksimumo. Kitų autorių darbuose taip pat pateikiama panaši vertė (0.51 eV [115], 0.53 eV [109]).

3.1.4 InN

InN draudžiamųjų energijų tarpas yra kiek mažesnis nei 0,7 eV [116]. Anot [117] darbo autorių THz impulsų generacijos mechanizmai šiame puslaidininkyje yra du: optinis lyginimas bei foto-Demberio efektas, kurie destruktiviai interferuoja tarpusavyje. Išsamesnė generacijos mechanizmų nuo InN paviršiaus apžvalga pateikta [118] darbe.



3.4 pav. InN THz emisijos sužadavimo spektras. Juodi kvadratai šio darbo autoriaus rezultatai, palyginimui atidėti ir [119] darbo rezultatai (atviri deimantukai).

3.4 pav. vaizduoja THz amplitudės priklausomybę nuo žadinančio lazerio kvanto energijos. Taip pat palyginimui yra pateikta ta pati

priklausomybė, kuri buvo išmatuota kitame darbe [119]. Čia galime pastebėti du dalykus. Pirma, akivaizdžiai matyti matavimo tikslumo skirtumai. Mūsų siūloma metodika geba gerokai tiksliau išmatuoti THz sužadimo spektrus ir todėl jų interpretacija yra gerokai tikslesnė ir paprastesnė. Antra, THz impulsų generacija [119] darbe išmatuotame spektre prasideda ties mažesne fotono energija. Tai galima paaiškinti tuo, kad šiame darbe naudoto InN sluoksnio krūvininkų koncentracija yra santykinai didelė, todėl dėl Moss-Burstein'o poslinkio (būsenos laidumo juostoje yra užpildomas krūvininkais, todėl optinei spinduliuotei draudžiamųjų energijų tarpas yra didesnis) šios medžiagos ϵ_g optinei spinduliuotei yra didesnė ir THz generacija prasideda ties trumpesniu bangos ilgiu. Anot [120] darbo autorių, esant $2,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ elektronų koncentracijai, optinis draustinių energijų tarpas yra 1,1 eV, kas beveik sutampa su 3.4 pav. pateiktais rezultatais. Tau tarpu [119] darbe buvo naudotas InN su $2,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, atitinkantis 0,9 eV optinį tarpą.

Tai, kad THz sužadimo spektre nematyti maksimumo, leidžia daryti prielaidą, kad šoninis laidumo juostos slėnis yra aukščiau nei 1,1 eV virš laidumo juostos (įskaičius perteklinės energijos pasiskirstymą tarp skylės ir elektrono). Todėl InN galėtų būti perspektyvi medžiaga paviršiniams THz emiteriams, žadinamiems trumpo bangos ilgio femtosekundiniais impulsais.

3.1.5 GaAs

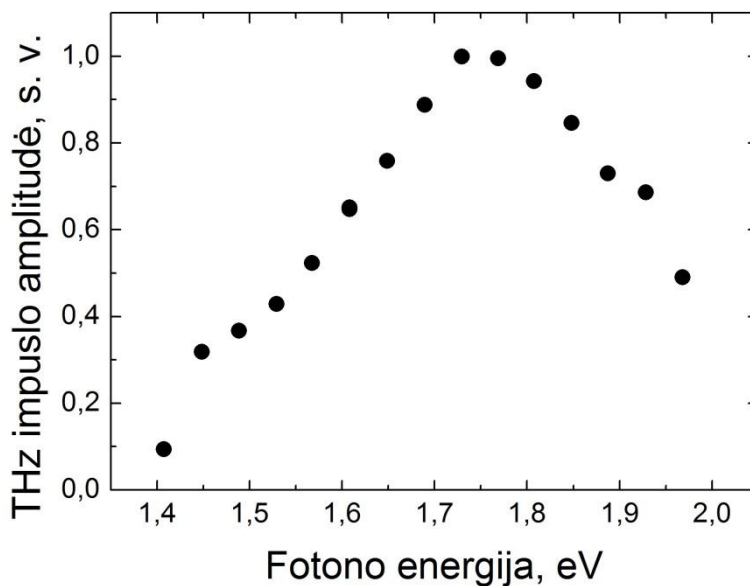
GaAs yra plačiatarpis puslaidininkis, kurio draudžiamųjų energijų tarpas yra 1,42 eV. Dauguma autorių sutaria, kad žadinant šį puslaidininkį Ti:safyro lazeriu (800 nm, 1,55 eV), pagrindinis mechanizmas, lemiantis THz impulsų generaciją, yra paviršinio elektrinio lauko kuriama srovė [70]. Didinant fotono energiją didėja ir krūvininkų perteklinė energija. Tai galimai padidina tiek difuzinę [121], tiek optinės orientacijos sąlygotas sroves, o tuo pačiu ir THz impulso amplitudę.

GaAs THz sužadimo spektras yra pateiktas 3.5 pav. Jame galima pastebėti, kad THz impulsų generacija prasideda beveik šuoliškai, kai fotono

energija tampa lygi puslaidininkio ε_g . Šioje dalyje už THz generaciją yra atsakingas paviršinis elektrinis laukas, kuris greitina krūvininkus, net kai jų perteklinė energija yra nedidelė. Toliau didėjant krūvininkų kinetinei energijai amplitudė auga dėl optinės orientacijos ar/ir foto-Demberio efekto. Tai rodo, kad pastarųjų mechanizmų ir paviršinio elektrinio lauko sąlygotos srovės yra tos pačios krypties. Kitaip tariant, juostos paviršiuje yra išlinkusios į viršų. Toliau, pasiekus 1,75 eV fotono energiją, krūvininkai pradeda sklaidytis į šoninį L slėnį. Kadangi šiuo atveju juosta yra parabolinė, energetinis atstumas tarp Γ ir L slėnio randamas pasinaudojus I priede pateikta 3 išraiška

$$\varepsilon_{\Gamma L} = 0,32 \pm 0,04 \text{ eV.}$$

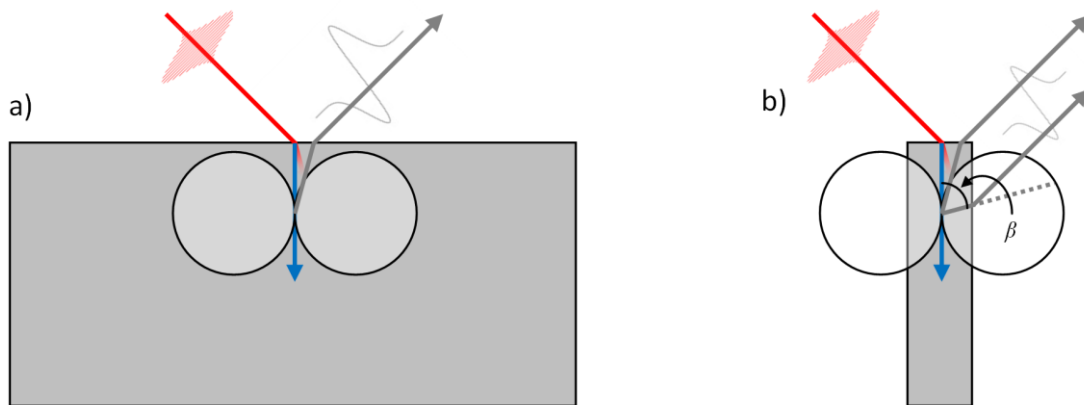
Sklaida į šoninį X slėnį, kuris yra 0,48 eV virš laidumo juostos dugno [122], turėtų prasidėti ties 1,95 eV fotono energija. Pakitęs polinkis pačioje grafiko pabaigoje tai galimai paliudija, tačiau patvirtinimui reikalingi matavimai platesniame fotono energijų intervale.



3.5 pav. THz impulso, sugeneruoto nuo pusiau laidaus GaAs paviršiaus, amplitudės priklausomybė nuo žadinančio fotono energijos.

3.2 THz impulsų generacija nuo InAs nanovielelių matricos

Dėl savo paprastos žadinimo geometrijos, didelio signalo ir triukšmo santykio bei plataus žadinančių bangos ilgių diapazono paviršiniai emiteriai būtų labai patrauklūs elementai TDS sistemose. Visgi jų kuriamo THz spinduliuotės intensyvumo nepakanka. Netgi pats geriausias paviršinis THz spinduliuotės emiteris – tūrinis p-InAs [109] – emituoja visa eile (ar net daugiau) mažesnės amplitudės elektromagnetinius impulsus nei fotolaidžios antenos. Tai skatina ieškoti naujų medžiagų ar jų darinių, kurios pasižymėtų efektyvesne THz impulsų generacija. Nanovielelės (NV) šioje vietoje galėtų būti puiki alternatyva.



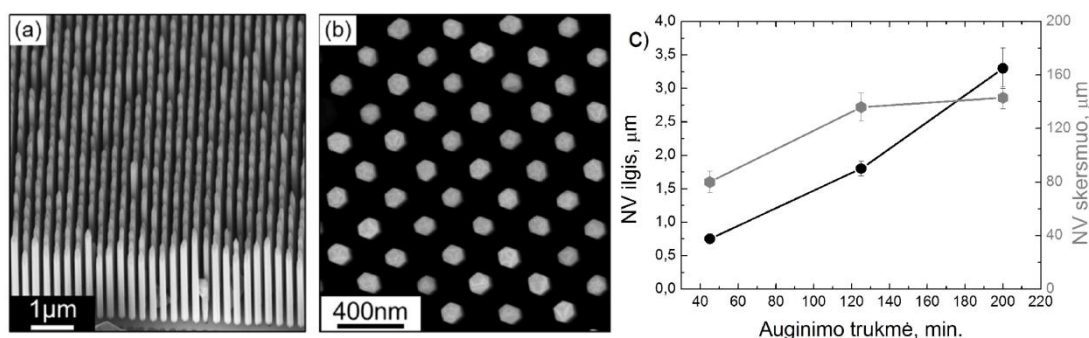
3.6 pav. THz emisijos skirtumai tarp tūrinio puslaidininkio (a) ir nanovielelių matricos (b). Spinduliavimas nuo pastarųjų yra efektyvesnis dėl didesnės amplitudės, kuri spinduliuojama pro šoninę nanovielelės sienelę. Čia raudonas spindulys vaizduoja žadinantį lazerio impulsą, kurio sukurti krūvininkai kuria laike kintančią srovę (mėlyna rodyklė), o ši savo ruožtu spinduliuoja THz impulsą (pilka rodyklė). Čia taip pat yra pavaizduota THz dipolio spinduliavimo kryptinė diagrama.

Dažnai didesnė THz impulsų amplitudė generuojama iš NV matricos yra aiškinama padidėjusia išstrūka (3.6 pav.). Čia reikia prisiminti tai, kad kampu žadinamas paviršinis emiteris spinduliuoja tik atspindžio kampu dėl jau minėtos konstruktyvios interferencijos (1.13 pav.). Kitas svarbus momentas tas, kad THz impulso amplitudė yra proporcinga sklaidimo kampo (kampas β , 3.6b pav.) puslaidininkyje sinusui (1.3.7 išraiška). Tūriniame puslaidininkyje

THz sklinda tik viena kryptimi ir šis kampas yra nedidelis. Nanovielelėje spinduliavimas atspindžio kampu galimas dviem atvejais: pro jų viršų ir pro šoninę sienelę (3.6b pav.). Spinduliavimas pro viršų vyksta mažu kampu, todėl jo intensyvumas yra nedidelis, spinduliuojant pro sienelės šoną THz intensyvumas yra keletą kartų didesnis. Pavyzdžiui InN nanovielutės yra net 3 kartus efektyvesnis spinduoelis nei tūrinis InN [123] ir netgi Si, kuris dėl netiesioginio draustinių energijų tarpo paprastai negeneruoja THz impulsų, „suspaustas“ į nanovieleles geba spinduliuoti THz srityje [124].

3.2.1 Bandiniai ir jų auginimo technologija

Šiame darbe tirtos InAs nanovielutės buvo auginamos be katalizatoriaus. Ant 2 colių Si (111) orientacijos padėklo termiškai yra užgarinamas 20 nm storio SiO₂ sluoksnis, kuriame nanoįspaudimo litografijos būdu suformuojamos 60 nm skersmens skylutės, tarpusavyje atskirtos 250 nm atstumu. Nanovielelės buvo auginamos MBE būdu ir augo jos tik šiose išpaustose vietose, tokiu būdu suformuodamos tvarkingą, periodinę vielelių matricą (3.7a, b pav.), kurių tankis apytiksliai lygus $\approx 1.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Nanovielelių aukštis reguliuojamas keičiant auginimo trukmę. Tuo pačiu šiek tiek kito ir jų storis (3.7c pav.).



3.7 pav. 1,8 μm ilgio InAs nanovielelių SEM nuotraukos. Vaizdas iš šono (a) ir iš viršaus (b).

Heksagoninę NV struktūrą apsprendžia (111) Si padėklo orientacija. (c) paveikslėlyje pateikta NV ilgio ir pločio priklausomybė nuo auginimo trukmės. Šių dydžių vidutinės vertės ir standartinė nuokrypa gauta suvidurkinus 10 vielelių.

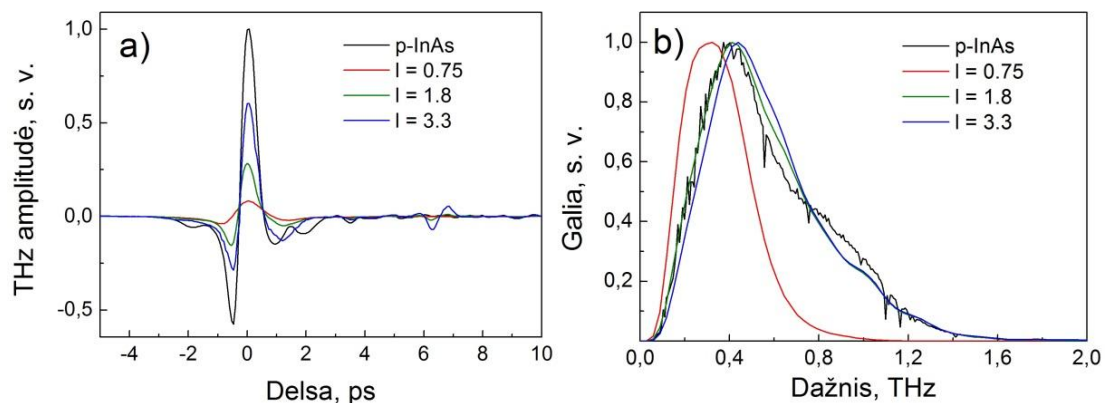
InAs nanovielelės dėl donorinių paviršinių lygmenų yra n tipo su $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ elektronų koncentracija, kurių judris kambario temperatūroje yra $\sim 800\text{--}2000 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ [125]. Šiame darbe buvo tirti 3 bandiniai su skirtingais nanovielelių ilgiais ir storiais, kurie yra pateikti 3.1 lentelėje. Kadangi ilgis yra labiausiai kintantis nanovielelių parametras, bandinio pavadinimą susiesime su juo ir toliau tekste jas vadinsim taip: $l = 0.75$, $l = 1.8$, $l = 3.3$.

3.1 Lentelė. Tirtų nanovielelių geometriniai parametrai bei auginimo trukmė.

Bandinio pavadinimas	Vidutinis ilgis, μm	Vidutinis skersmuo, nm	Ilgio ir pločio santykis	Auginimo trukmė, min
$l = 0.75$	0,75	80	9	45
$l = 1.8$	1,8	136	13	125
$l = 3.3$	3,3	143	23	200

3.2.2 Eksperimento rezultatai

THz impulsai, sugeneruoti nuo visų trijų InAs NV bandinių paviršiaus, yra pateikti 3.8 pav. Palyginimui pavaizduotas signalas ir nuo tūrinio p-InAs (žiūr. 3.1 skyrelį, p-InAs). Matyti, kad didėjant vielelių pločiui THz impulso amplitudė auga ir $l = 3.3$ bandinyje siekia 60 % tūrinio p-InAs amplitudės, kas liudija, kad THz generacija smarkiai priklauso nuo nanovielelių geometrijos.

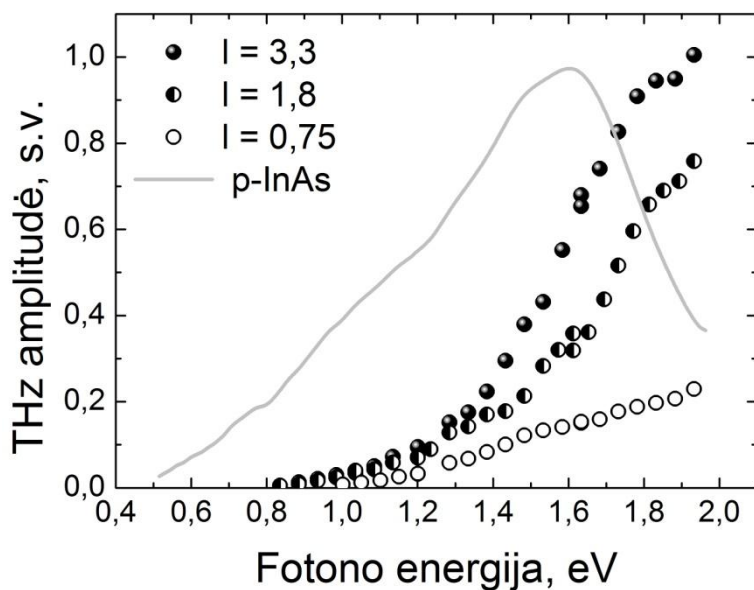


3.8 pav. Nuo nanovielelių paviršiaus sugeneruoti THz impulsai (a) ir jų Fourier spektrai (b).

Palyginimui yra atidėtas signalas nuo p-InAs. Šie THz impulsai užregistruoti standartine THz-TDS sistema, kuri buvo aktyvuojama Ti:Safyro lazeriu (75 MHz, 800 nm, 150 fs), o spinduliuotė buvo registruojama LT-GaAs detektoriumi.

Šių vielių ilgis krūvininkų judėjimo greičiausiai neįtakoja, nes po sužadavimo jie nukeliauja tik iki 500 nm [126]. Iš kitos pusės, šviesos sugerties gylis NV yra didesnis nei tūriniame puslaidininkyje [127]. Didesnis sugertos šviesos kiekis sugeneruoja daugiau elektronų, kurie kuria THz spinduliuotę. $l = 3.3$ bandinyje THz amplitudė yra daugiau nei 2 kartus didesnė nei $l = 1.8$. Nors šių vielių skersmuo yra panašus, tačiau jų ilgis skiriasi daugiau nei 1.8 karto, todėl juose sugeneruojama daugiau laisvųjų elektronų, dėl ko padidėja ir THz impulso amplitudė. Tai buvo pastebėta ir anksčiau Ge nanovielelėse [127]. Visgi, kaip vėliau pamatysime, būtent NV skersmuo lemia generacijos mechanizmą ir įtakoja jo efektyvumą.

THz impulsų Fourier spektrai, kurie yra pateikti 3.8b pav., pasižymi keletą įdomių savybių. Ilgesniųjų vielių ($l = 3.3$, $l = 1.8$) spektras praktiškai nesiskiria nuo tūrinio p-InAs spektro. Taip yra greičiausiai todėl, kad šiuo atveju THz spinduliuotės spektro plotis yra apribotas THz detektoriaus ir todėl šių bandinių spektrai trumpabangėje srityje yra beveik vienodi. Tuo tarpu pačių trumpiausių vielių ($l = 0.75$) spektro plotis yra mažesnis ir pasislinkęs į mažesnių dažnių pusę. Šį faktą detaliau aptarsime truputėli vėliau, kai analizuosime generacijos mechanizmus nanovielelėse.



3.9 pav. Nuo visų trijų InAs nanovielelių bandinių paviršiaus sugeneruotos THz impulso amplitudės priklausomybės nuo žadinančio fotono energijos. Palyginimui yra atidėtas ir tūrinio p-InAs THz emisijos sužadavimo spektras.

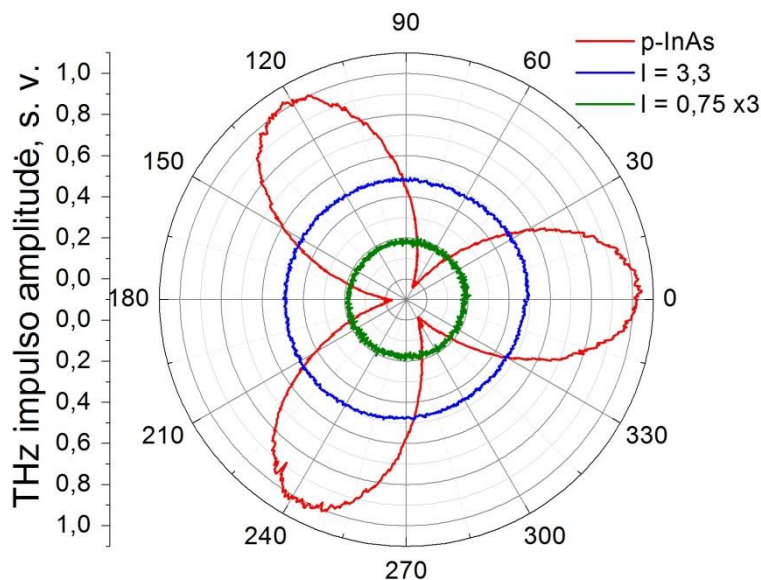
Nanovielelių THz emisijos sužadavimo spektras buvo išmatuotas 2.4 skyrelyje aprašyta sistema ir yra pateiktas 3.9 pav. Kartu yra atidėtas ir tūrinio p-InAs THz sužadavimo spektras. Kaip matyti, NV THz impulso amplitudė didinant žadinančio kvanto energiją monotoniškai auga ir priešingai nei tūriniame p-InAs nepasižymi jokia maksimalia verte visame tirtų fono energijų intervale. Antra, THz impulsų generacija prasideda ties didesne fono energija nei tūriniame p-InAs kristale. Taip pat kaip ir 3.8 pav. taip ir šiame akivaizdžiai galime pastebėti, kad didėjant vielių pločiui THz amplitudė auga.

Šiuos skirtumus tarp tūrinio InAs ir nanovielelių greičiausiai lemia didelis paviršinių būsenų kiekis NV. Natūralu, kad mažėjant vielių spinduliui, paviršiaus ploto ir tūrio santykis didėja, todėl paviršiniai defektai vis labiau įtakoja elektronų judėjimą nanovielelėje – intensyvina jų sklaidą. Kaip jau buvo minėta, elektronų judris InAs nanovielelėse yra apie $800\text{-}2000\text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ir didėjant NV skersmeniui didėja [128,129]. Tūriniame InAs judrio vertės siekia kiek daugiau nei $2 \cdot 10^4\text{ cm}^2/\text{Vs}$ [130]. Tokiu atveju impulso relaksacijos trukmė ($\tau = \mu m_e^*/e$) nanovielelėse yra tik kelios dešimtys femtosekundžių ir didėjant jos skersmeniui taip pat didėja. Tūriniame InAs τ vertė gali viršyti net kelis šimtus femtosekundžių. Todėl galima daryti prielaidą, kad dėl tokios sparčios elektronų sklaidos NV krūvio atsiskyrimas vyksta dėl foto-Demberio efekto (kaip vėliau pamatysime tai patvirtina ir kiti matavimai), o ne dėl anizotropinio fotolaidumo, kadangi optinė krūvininkų orientacija dėl intensyvios sklaidos paviršiniaisiais defektais greitai praranda savo pradinį impulsų pasiskirstymą.

Didėjant vielių skersmeniui mažėja sklaidos intensyvumas ir todėl krūvio atsiskyrimas dėl elektronų difuzijos taip pat tampa efektyvesnis. Todėl THz amplitudė didėjant vielių skersmeniui taip pat didėja. Maksimumas p-InAs THz emisijos sužadavimo spektre atsiranda dėl krūvininkų sklaidos į šoninį slėnį, kuris $\Gamma \rightarrow \text{L}$ atveju vidutiniškai įvyksta per $\sim 300\text{ fs}$, $\Gamma \rightarrow \text{X}$ per $\sim 50\text{ fs}$. Kadangi balistinio elektronų judėjimo trukmė nanovielelėse yra bent keletą kartų mažesnė nei sklaidos į šoninį slėnį trukmė, juntamos įtakos elektronų

judėjimui tarpšlėninė sklaida jau neturi. Dėl šios priežasties InAs NV THz sužadavimo spektras nepasižymi būdingu maksimumu.

Tai, kad THz impulsų generacijos mechanizmai NV yra kitokie nei tūriniame p-InAs patvirtina ir kiti matavimai. THz amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo yra pavaizduota 3.10 pav. Jame aiškiai matyti, kad šios dvi struktūros pasižymi visiškai skirtingomis priklausomybėmis. THz impulso amplitudė sugeneruota nuo tūrinio p-InAs stipriai priklauso nuo azimutinio kampo orientacijos pagal $\cos(3\phi)$ dėsnį – tai seniai žinomas faktas [109]. Tuo tarpu InAs nanovielelėse THz impulso amplitudė nuo azimutinio kampo visai nepriklauso. Tai akivaizdžiai liudija, kad generacijos mechanizmai NV yra visiškai kitokie nei tūriniame kristale.



3.10 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo orientacijos tūriniame p-InAs (111), bei InAs NV. Bandiniai buvo žadinami 760 nm bangos ilgio lazerio impulsais. Trumpiausių vielių ($l = 0,75$) grafikas yra padaugintas iš 3.

Trumpam grįžkime prie 3.8b pav. Kaip jau buvo minėta, nanovielelėse impulso relaksacijos trukmė yra gerokai mažesnė nei tūriniame puslaidininkyje. Dėl šios priežasties krūvininkų atsiskyrimas NV yra lėtesnis ir būtent todėl 3.8b pav. trumpiausių vielių spektras yra siauresnis už ilgesniųjų vielių spektrą ir dėl tos pačios priežasties pasislinkęs į mažesnių dažnių pusę.

$l = 1.8$ ir $l = 3.3$ vielių spektrai yra vienodi, kadangi jų skersmuo, kuris apsprendžia elektronų judrį NV, yra beveik vienodas.

Kaip jau išsiaiškinome, nanovielelėse krūvininkai yra labai greitai išsklaidomi, todėl mažai tikėtina, kad anizotropinio fotolaidumo sąlygota generacija gali būti dominuojantis mechanizmas. Tūriniame p-InAs situacija yra priešinga, todėl minėtas generacijos mechanizmas greičiausiai yra dominuojantis. Visgi tai, kad THz impulso amplitudė NV nepriklauso nuo azimutinio kampo orientacijos leidžia daryti prielaidą, kad čia dominuojantys iš tikrųjų gali būti du mechanizmai: jau minėtas foto-Demberio efektas arba generacija dėl paviršinio elektrinio lauko.

Norint patvirtinti, kad THz impulsai NV yra generuojami dėl foto-Demberio efekto, o ne paviršinio elektrinio lauko, papildomai buvo atlikti optinio žadinimo generacinio zondavimo matavimai (2.6 skyrius). Šiame eksperimente žadinančio spindulio bangos ilgis buvo keičiamas, o zonduojančio visada išliko toks pat – $1,03 \mu\text{m}$. Šių matavimų rezultatai yra pateikti 3.11 pav. Jame matyti, kad tūrinio InAs ir NV kreivės yra visiškai skirtingos. p-InAs atveju pradžioje yra matomas THz impulso amplitudės padidėjimas, o nanovielelėse atvirkščiai – staigus sumažėjimas po kurio seka augimas kol galiausiai nusistovi pastovi vertė.

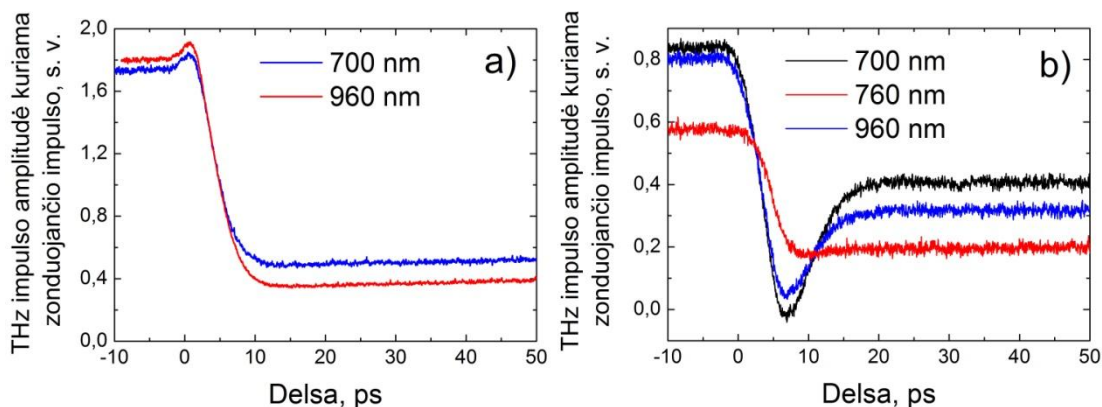
Tūrinio p-InAs kreivę galima suprasti taip: žadinančio impulso sukurti krūvininkai dėl optinės orientacijos juda prieš paviršinio elektrinio lauko kryptį ir todėl jį sustiprina. Zonduojantis impulsas kuria THz spinduliuotę jau šiame sustiprintame lauke, todėl 3.11a pav. pradžioje matomas THz impulso amplitudės padidėjimas. Galiausiai žadinančio impulso krūvininkai atsiskiria taip sukurdami papildomą, priešingos krypties nei paviršinis, elektrinį lauką, todėl THz amplitudė stipriai sumažėja.

NV atveju ši situacija yra kiek kitokia. Žadinančio impulso sukurti krūvininkai, atsiskirdami dėl foto-Demberio efekto, viellelėje sukuria elektrinį lauką. Zonduojančio impulso krūvininkai taip pat atsiskiria dėl foto-Demberio efekto, tačiau žadinančio impulso krūvininkų sukurtas laukas šią difuzinę srovę silpnina, dėl ko matome staigų THz amplitudės sumažėjimą ir netgi ženklo

apsikeitimą, kai žadinančio impulso bangos ilgis pasiekia 700nm. Galiausiai elektrinis laukas pradeda didėti, kai atsiskyre žadinančio impulso sukurti elektronai veikiama savo pačių sukurtu lauku grįžta atgal, todėl 3.11b pav. po staigaus sumažėjimo seka didėjimas kol galiausiai nusistovi stacionari vertė. Natūralu, kad krūvininkų atsiskyrimas yra efektyvesnis, kai žadinančio impulso bangos ilgis yra mažesnis, t.y. elektronų perteklinė energija yra didesnė ir elektronai yra karštesni. Tą patvirtina ir 3.9 pav., kuriame matome, kad didėjant kvanto energijai THz amplitudė taip pat didėja. Tai, kad foto-Demberio efektas NV yra dominuojantis, patvirtina ir fotosrovės tyrimai pavienėje vietoje [131].

Jei THz generacija vykta dėl paviršinio elektrinio lauko, atsiskyre krūvininkai jį ekranuotų ir tokiu atveju optinio žadinimo ir generacinio zondavimo dinamikoje stebėtume tik THz amplitudės sumažėjimą iki stacionarios vertės.

Čia reiktų pabrėžti jog zonduojantis impulsas krenta 45° laipsnių kampu. Dėl šios priežasties lazerio spindulio kraštai puslaidininkio paviršiu pasiekia skirtingais laiko momentais. Tai sumažina eksperimento skyrą iki ~ 8 ps, kas neleidžia atlikti kiekybinių krūvininkų dinamikos matavimų.

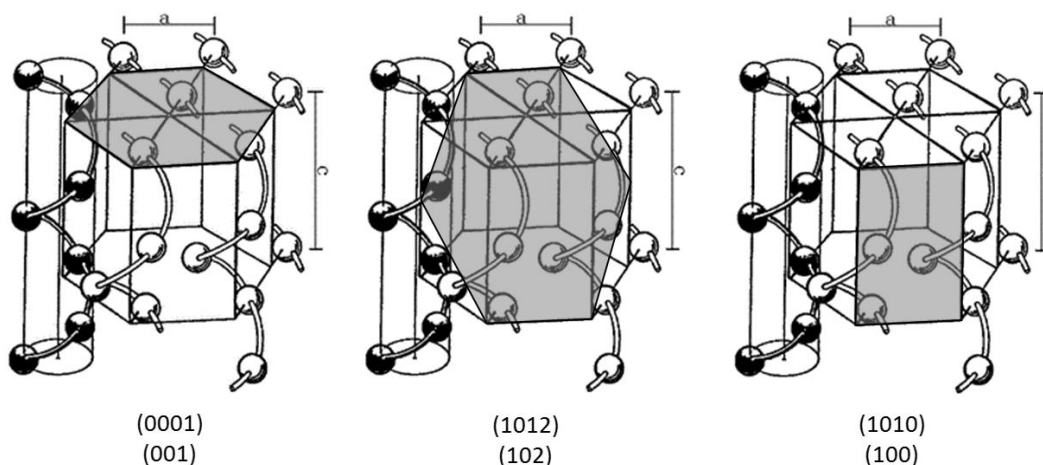


3.11 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo užvėlinimo tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų, ties skirtingais žadinančio impulso bangos ilgiais. (a) paveikslėlyje vaizduojama elektrinio lauko dinamika p-InAs, (b) InAs nanovielėse ($l = 3,3 \mu\text{m}$). Šiuose eksperimentuose žadinančio impulso galia buvo 75 mW, zonduojančio – 18 mW.

3.3 THz impulsų generacijos mechanizmai kristaliniame telūre

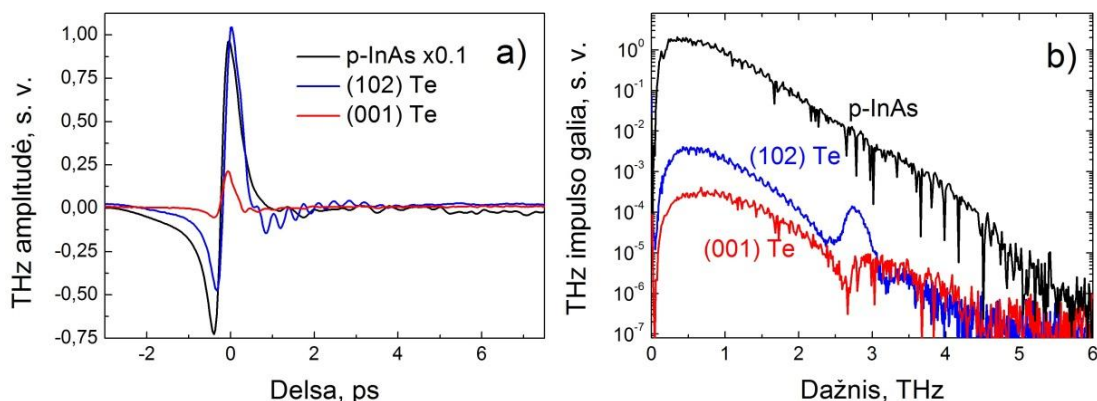
Telūras (Te) – VI grupės elementas, kuris kristalizuojasi į heksagoninę gardelę, kurioje atomai yra išsidėstę spirale aplink, taip vadinamą, c ašį (3.12 pav.). Tai vieno elemento puslaidininkinis kristalas, turintis patį didžiausią atominį numerį iš visų žinomų puslaidininkių. Dėl šios priežasties fononų svyravimų dažnis šioje medžiagoje yra santykinai nedidelis (2.78 THz), todėl jų kuriama spinduliuotė nesunkiai užregistruojama standartine TDS sistema.

Telūras užima išskirtinę vietą tarp paviršinių puslaidininkinių THz spinduolių. Nors jo kuriama THz impulso amplitudė yra keliomis eilėmis mažesnė nei p-InAs, ankstyvieji šios medžiagos tyrimai smarkiai įtakojo supratimą apie THz impulsų generaciją nuo puslaidininkinių paviršiaus [132]. Pastarajame darbe buvo aiškinama, kad šioje medžiagoje egzistuoja du generacijos mechanizmai: foto-Demberio efektas bei optiškai aktyvių fononų kuriama spinduliuotė. Būtent po šio darbo išpopuliarėjo aiškinimas, jog THz impulsai nuo puslaidininkinių paviršiaus yra kuriami dėl foto-Demberio efekto. Nors nuo to laiko suvokimas apie THz generacijos mechanizmus smarkiai pasikeitė, ši medžiaga, kaip THz impulsų emiteris, beveik nebuvo tyrinėta.



3.12 pav. Telūro Bravais gardelė ir skirtingos kristalografines plokštumos tirtos šiame darbe. Apačioje yra pažymėti plokštumų Milerio-Bravais (skirti heksagoninės gardelės orientacijai nusakyti) ir įprastiniai Milerio indeksai. Gardelės parametrai: $c = 5,92 \text{ \AA}$, $a = 4,46 \text{ \AA}$.

Čia reikėtų išskirti du dalykus. Pirma, Te yra smarkiai anizotropinė medžiaga, todėl tokie tyrimai, kaip THz impulsų amplitudės priklausomybė nuo bandinio azimutinio kampo orientacijos, yra labai pageidautini. Tai iki šiol atlikta nebuvo. Antra, Te juostinė struktūra yra gana sudėtinga ir turi šoninius slėnius ne tik laidumo, bet ir valentinėje juostoje. Žadinant šią medžiagą 800 nm lazerio impulsais, tiek skylės, tiek elektronai bus sklaidomi į šiuos slėnius. Analizuojant generacijos mechanizmus į tai būtina atsižvelgti. Maža to, foto-Demberio efektas, kuris buvo laikomas pagrindiniu generacijos mechanizmu [132] darbe, yra diskutuotinas, kadangi skaičiavimuose elektronų ir skylių judrių vertės buvo imamos jiems esant netoli laidumo juostos dugno ir valentinės juostos viršaus. Žadinant 800 nm tokia prielaida yra neteisinga. Tačiau ir tokiu atveju judrių santykis, kuris apsprendžia difuzinės srovės stiprį, yra nedidelis ir apytiksliai lygus dviem. Šiuos bei keletą kitų klausimų ir panagrinėsime šiame skyrelyje.



3.13 pav. THz impulsai (a) sugeneruoti nuo (001) ir (102) orientacijos Te bei (111) orientacijos p-InAs paviršių. (b) paveikslėlyje pavaizduoti jų Fourier spektrai. Šie matavimai buvo atlikti standartine THz-TDS sistema. Šviesos šaltinis buvo Yb:KGW lazeris, kuris spinduliavo 70 fs trukmės ir 1030 nm bangos ilgio impulsus su 70 MHz pasikartojimo dažniu.

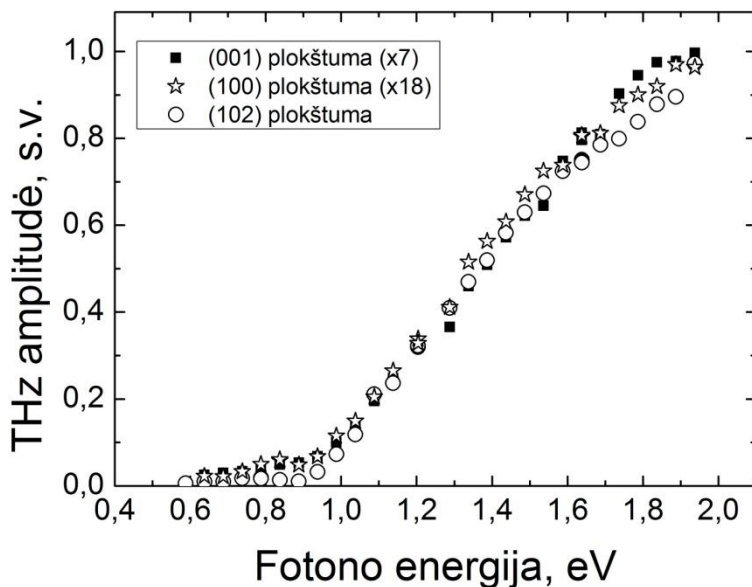
3.3.1 Bandiniai

Šiame darbe yra nagrinėjami trys Czochralski'io būdu užauginti Te kristalai, kurių krūvininkų koncentracija skysto azoto temperatūroje yra (0,5-

$1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, o judris – $4000 - 5000 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Šių bandinių kristalografinės orientacijos buvo: (0001), (1010), atitinkančiomis statmeną ir lygiagrečią paviršiaus plokštumą c ašies atžvilgiu, bei (1012). Pastarojo bandinio paviršius sudaro $\approx 37^\circ$ kampą su c ašimi. Įprastiniame žymėjime šios plokštumos atitinka (001), (100) bei (102) (3.12 pav.).

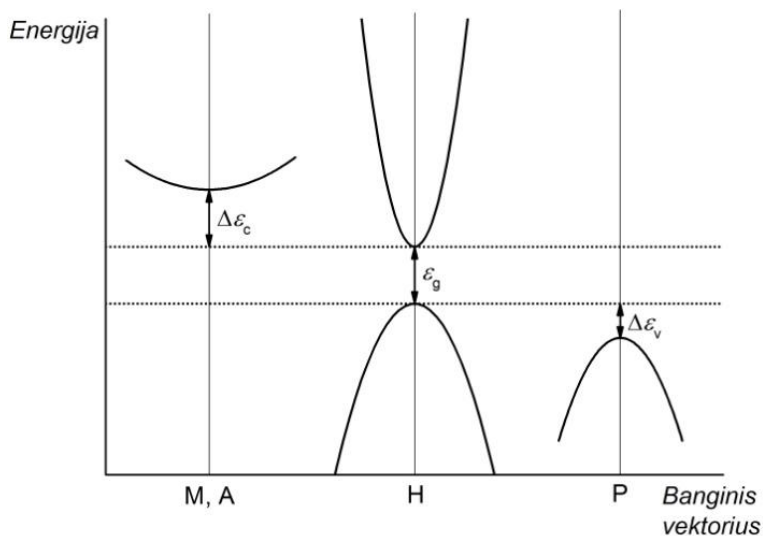
3.3.2 Eksperimento rezultatai

3.13 pav. pavaizduoti THz impulsai, bei jų Fourier spektrai sugeneruoti nuo dviejų Te bandinių paviršiaus. Palyginimui taip pat atidėtas ir p-InAs impulsas bei jo spektras. Matyti, kad THz impulso amplitudė nuo (102) orientacijos Te paviršiaus yra visa eile mažesnė nei nuo p-InAs. Spektras, nors yra ir siauresnis nei p-InAs, pasižymi ryškia linija ties 2,76 THz. Šis maksimumas (102) orientacijos bandinyje yra priskiriamas skersiniam optiniam fononui, kurio svyravimai vyksta išilgai c ašies [132, 133]. Tuo tarpu (001) orientacijos bandinio spektras yra kiek kitoks. Statmenai svyravimo kryptčiai dipolio spinduliavimas nevyksta, todėl šiuo atveju maksimumo nėra. Priešingai, toje pačioje spektro dalyje yra matomas įdubimas, kuris atsiranda dėl stipriai padidėjusio lūžio rodiklio (tuo pačiu ir atspindžio funkcijos) ties fonono rezonansiniu dažniu.



3.14 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančios šviesos fotono energijos.

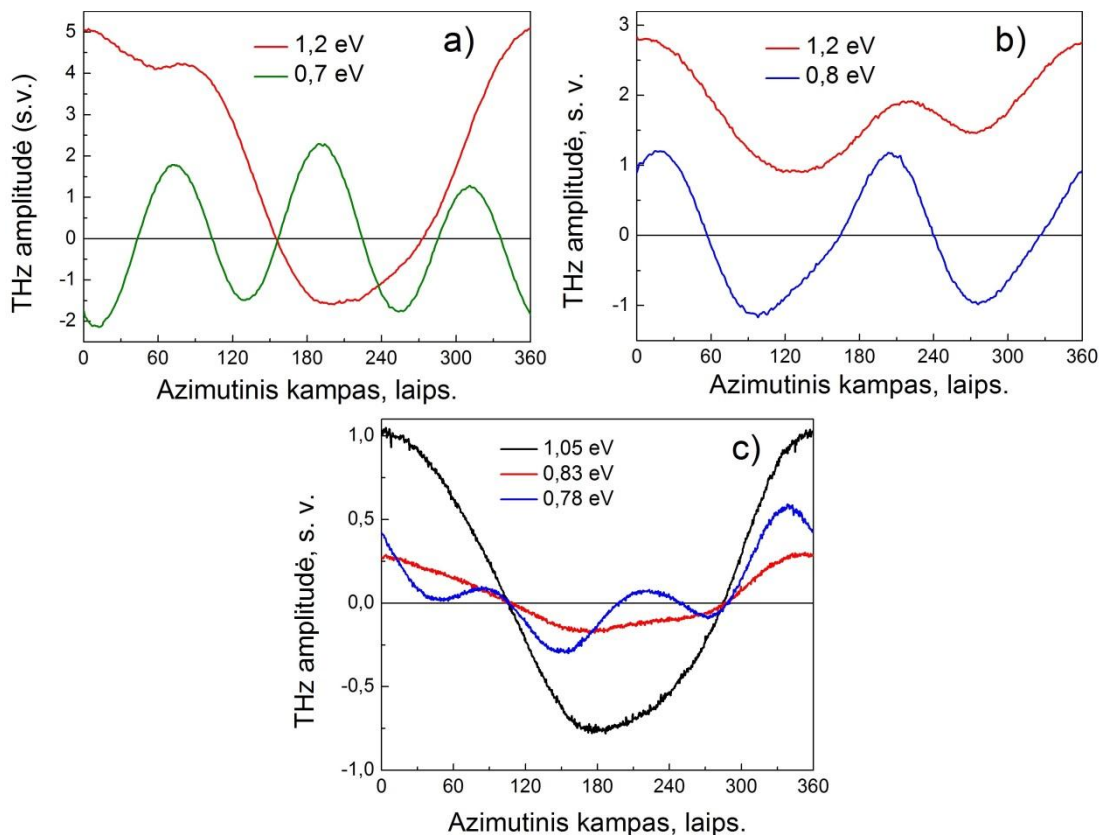
Visų trijų tirtų bandinių THz impulsų emisijos sužadavimo spektrai yra pateikti 3.14 pav. Nors šie kristalai buvo žadinti vienoda optine galia (6 mW), tačiau intensyviausiai, kaip tai matyti ir 3.13 pav., spinduliavo (102) orientacijos telūro kristalas, nes jo amplitudė yra mažiausia. Atitinkamai, THz impulso amplitudės nuo (001) ir (100) plokštumų buvo silpnesnės 6 ir 18 kartų. Visų bandinių spektrai pasižymi viena ir ta pačia savybe: ties 0,9 eV fotono energija THz impulso amplitudė staiga pradeda didėti.



3.15 pav. Telūro juostinė struktūra.

Kadangi telūras kristalizuojasi į heksagoninę gardelę, jo juostinė struktūra yra kitokia nei įprasto, cinko blizgio gardelę turinčio, puslaidininkio. Jo tiesioginis draustinių energijų tarpas yra ties H tašku Brillouin'o zonoje ir lygus $\varepsilon_g = 0,34$ eV. Įdomu tai, kad telūre šoniniai slėniai yra ne tik laidumo, bet ir valentinėje juostoje (3.15 pav.). Pastarojoje šoninis slėnis yra taip vadinamame P taške, kurio minimumas yra $\Delta\varepsilon_v = 0,11$ eV žemiau valentinės juostos viršaus [134], o jame esančių skylių masė bei judris yra tokie patys kaip ir H taške – valentinės juostos minimume. Laidumo juostos šoninis slėnis yra M ar A taške ir siekia $\Delta\varepsilon_c = 0,35$ eV [135,136]. Efektinė masė šiame slėnyje yra gerokai didesnė nei centriniame H taške, ką patvirtina ir Gunn'o efekto matavimai [136]. Visų šių trijų dydžių suma yra lygi $\varepsilon_g + \Delta\varepsilon_v + \Delta\varepsilon_c = 0,8$ eV. Kadangi optinio šuolio metu turi būti patenkintas ne tik energijos, bet ir

impulso tvermės dėsnis, tikėtina, kad perėjimai į abu šoninius slėnius vyks ties šiek tiek didesne žadinančio fotono energija. Todėl galime daryti prielaidą, jog šis staigus amplitudės padidėjimas THz emisijos sužadavimo spektre ties 0,9 eV yra susijęs su abiejų rūšių krūvininkų sklaida į minėtus šoninius slėnius.



3.16 pav. THz amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo visiems trims tirtiems bandiniams: a) – (001), b) – (100), c) – (102).

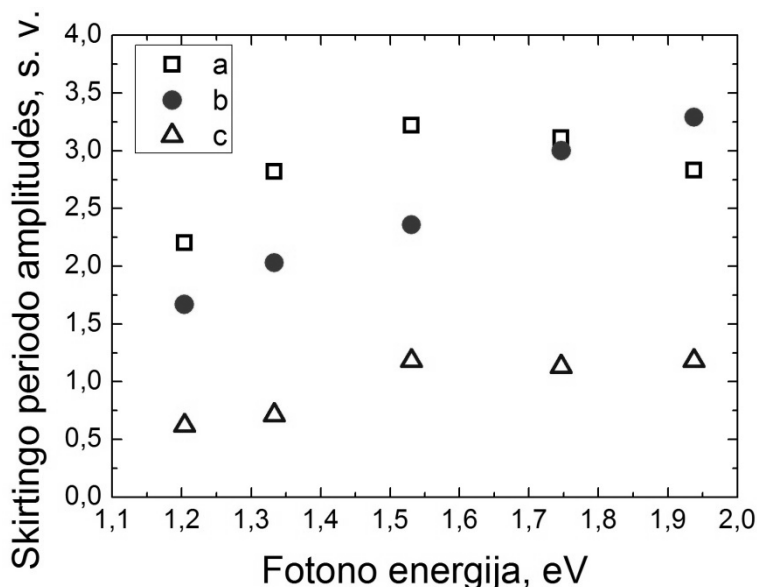
Iš aukščiau išdėstytų samprotavimų galima daryti prielaidą, kad dominuojantys THz generacijos mechanizmai žemiau ir aukščiau 0,9 eV yra skirtingi. Tai patvirtina ir THz amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo orientacijos matavimai, kurie yra pavaizduoti 3.16 pav. Ties mažesnėmis kvanto energijomis kampinė priklausomybė yra proporcinga $\cos(2\varphi)$ arba $\cos(3\varphi)$ atitinkamai bandiniams su (100) ir (001) kristalografine orientacija. Viršijus 0,9 eV ši kampinė priklausomybė visuose trijuose bandiniuose, didinant žadinančio kvanto energiją, po truputi transformuojasi į $\cos(\varphi)$. Tokia jų priklausomybė nuo žadinančio kvanto energijos yra labai

nejprasta ir iki šiol nebuvo pastebėta jokiuose kituose mums žinomuose puslaidininkuose.

Kaip matyti iš THz emisijos sužadimo spektrų bei kampinių priklausomybių, generacija nuo Te paviršiaus negali būti paaiškinta vienu mechanizmu. Paanalizuokime (001) orientacijos Te kristalą bei nuo jo paviršiaus sugeneruoto THz impulso kampines priklausomybes. Jas galime aprašyti tokio tipo funkcija:

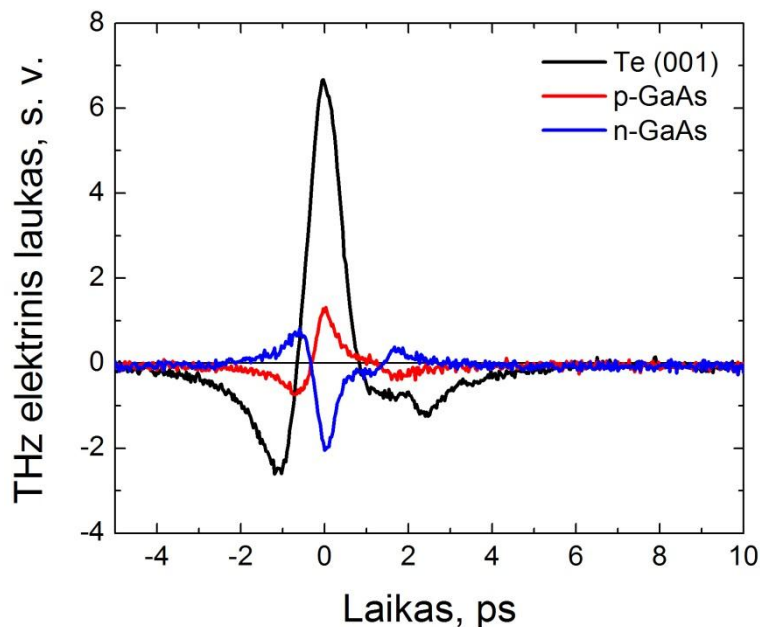
$$E_{\text{THz}}(\varphi) = a + b \cos(\varphi) + c \cos(3\varphi). \quad (3.3.1)$$

čia a , b , c yra skirtingo periodiškumo komponentių amplitudės bendroje kampinėje priklausomybėje, kur kiekviena iš jų atitinka skirtingą THz impulsų generacijos mechanizmą. Šių amplitudžių priklausomybės nuo žadinančio kvanto energijos yra pateiktos 3.17 pav. Jame matyti, kad ties didelėmis kvanto energijomis dominuoja nuo kampo nepriklausanti ir $\cos(\varphi)$ komponentės. Galiausiai, kai fotono energija tampa mažesnė nei 0,9 eV pradeda dominuoti $\cos(3\varphi)$ priklausomybė ((100) orientacijos bandinyje $\cos(2\varphi)$), todėl koeficientai a ir b tampa mažesni.

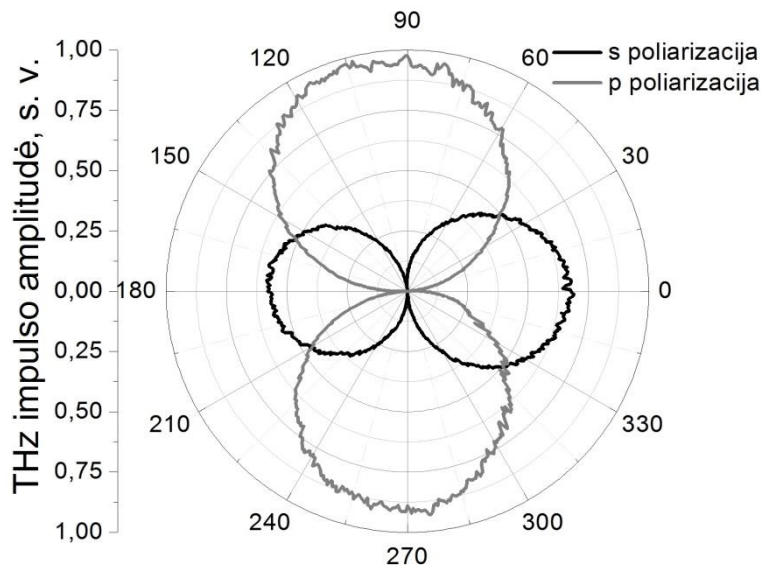


3.17 pav. Dalinės (001) orientacijos Te THz amplitudės, kurios nusako kiekvienos harmoninės funkcijos indėlį į bendrą kampinę priklausomybę, kuri apibrėžiama (3.3.1) išraiška.

Pirmasis narys, koeficientas a , nusako nuo azimutinio kampo nepriklausančios komponentės dydį. Tuo pasižymi du mechanizmai: foto-Demberio efektas ir THz generacija dėl paviršinio elektrinio lauko. Tikėtina, kad abu šie efektai dalyvauja THz spinduliuotės kūrime, tačiau žadinant didesnės energijos fotonais, dėl didesnės krūvininkų kinetinės energijos, greičiausiai dominuoja foto-Demberio efektas. Kaip jau buvo minėta, ties 0,9 eV fotono energija prasideda elektronų sklaida į šoninį slėnį, kuriame jų masė yra gerokai didesnė. Tad šiuo atveju skylių difuzijos koeficientas tampa didesnis nei elektronų ir todėl THz impulso poliariškumas turėtų būti priešingas tam, kuriame THz spinduliuotę kuria į puslaidininkio tūrį judantys elektronai. Iš tikrųjų taip ir yra. 3.18 pav. pavaizduoti THz impulsai sugeneruoti nuo p ir n GaAs bei (001) orientacijos telūro paviršiaus. Žinoma, kad THz impulsai nuo p ir n GaAs paviršiaus yra skirtingo poliškumo dėl priešingos krypties elektrinio lauko puslaidininkio paviršiuje. p tipo GaAs juostos yra išlenktos į apačią, n – į viršų. Kadangi Te impulso poliškumas sutampa su p-GaAs, tai patvirtina, kad nuo paviršiaus greičiau juda skylės.



3.18 pav. THz impulsai sugeneruoti nuo p ir n GaAs bei Te (001) paviršių. Bandiniai buvo žadinti 720 nm bangos ilgio impulsais, kurių vidutinė galia buvo 100 mW.



3.19 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo orientacijos, kai registruojama tik s arba tik p THz poliarizacija. Atliekant šiuos matavimus papildomai buvo naudotas THz spinduliuotės poliarizatorius.

Nuo $\cos(\varphi)$ priklausanti komponentė, kaip ir nuo kampo nepriklausanti, pradeda didėti kai fotono energija viršija tuos pačius 0,9 eV. Tokio tipo priklausomybę gali sąlygoti virpantis dipolis, kuris yra fiksuotas kristalinės gardelės atžvilgiu. Tokiu atveju sukant bandinį apie jo paviršiaus normalę gaunama $\cos(\varphi)$ kampinė priklausomybė. Tai iš dalies patvirtina ir 3.19 pav. pavaizduotos dvi kampinės priklausomybės, gautos keičiant (102) orientacijos bandinio azimutinį kampą. Jame matyti, kad tiek s, tiek p THz poliarizacijos kampinės priklausomybės yra tokio paties tipo, tačiau jos yra pasisukusios viena kitos atžvilgiu 90° kampu. Tokio tipo priklausomybė gaunama, kai spinduliuojančio dipolio orientacija yra fiksuota gardelės atžvilgiu ir sukant bandinį nesikeičia. Tuo pasižymi taip vadinamas šoninis foto-Demberio efektas, kuris telūre buvo pastebėtas jau gerokai seniau [136,137,138]. Telūro laidumo ir valentinės juostos izoenergetiniai paviršiai yra skirtingi ir, svarbiausia – nesferiniai, todėl, pirma, elektronų ir skylių difuzija vyksta skirtingomis kryptimis. Antra, laidumo juostos izoenergetinis paviršius yra sukimosi elipsoidas, todėl tam tikromis kryptimis, dėl mažesnės elektronų masės, ji vyksta sparčiau. Apšvietus tokį puslaidininkį, krūvininkai difunduoja ne statmenai paviršiui, o sudaro tam tikrą kampą su paviršiaus normale. Mūsų

atveju stipriausiai šoninis foto-Demberis pasireiškė (102) orientacijos bandinyje, kadangi tokiu atveju elektronų tankio gradientas nesutampa su pagrindinėmis elipsoidinėmis isoenergetinio paviršiaus ašimis.

Trečiasis narys susijęs su $\cos(3\varphi)$ dedamąja [(100) plokštumoje su $\cos(2\varphi)$] greičiausiai yra apspręstas tų pačių efektų kaip ir kituose puslaidininkuose, kurie pasižymi šiomis kampinėmis priklausomybėmis. Tai gali būti dėl optinės krūvininkų orientacijos atsiradęs anisotropinis fotolaidumas (1.3.5 skyr.) [104], kuris telūre buvo pastebėtas seniau ir buvo priskirtas optiniam lyginimui [139] ar fotogalvaniniam efektui [140]. Visi šie efektai yra aprašomi 2 eilės netiesiniais dydžiais, kurie dėl kristalo simetrijos turi tuos pačius nenulinius matricinius narius. Siekdami paaiškinti, kodėl šios kampinės priklausomybės yra būtent tokios, pasinaudosime 1.3 skyriuje pateikta metodika, kuria yra skaičiuojamos THz impulsų amplitudės kampinės priklausomybės, kai šie impulsai yra generuojami dėl OR efekto – antros eilės netiesinio efekto.

Telūro gardelė yra D_3^4 simetrijos, todėl antros eilės tenzorius turi 5 nenulinius elementus iš kurių tik du yra nepriklausomi. Voigt'o žymėjimuose jis atrodo taip:

$$d_{i,j} = \begin{pmatrix} d_{11}-d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14}-d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.3.2)$$

Detaliai skaičiavimo veiksmų čia nenagrinėsime, kadangi jie jau yra aprašyti 1.3.3 skyriuje. Čia pateiksime tik galutinius rezultatus. Tad (001) plokštumai gaunama, kad THz, p poliarizacijos signalas yra proporcingas

$$P_p^{001} \sim E_0^2 d_{11} \cos(\gamma) \cos(3\varphi), \quad (3.3.3)$$

o (100) plokštumai

$$P_p^{100} \sim E_0^2 \sin \gamma (0.5d_{11} + 0.5d_{11} \cos(2\varphi) + d_{14} \sin(2\varphi)), \quad (3.3.4)$$

čia kampas γ randamas iš Snell'io dėsnio $n_{THz} \sin \gamma = \sin 45$ (kur n_{THz} yra Te lūžio rodiklis THz srityje, 45° - žadinančio spindulio kritimo kampas), E_0 –

žadinančios spinduliuotės elektrinio lauko stipris. Būtent tokio tipo kampinės priklausomybės, kai žadinama mažos energijos fotonais ir yra stebimos.

4 skyrius

Pikosekundinio fotolaidumo spektroskopija

Standartiškai medžiagos fotolaidumas tiriamas ją apšviečiant pastovios veikos šviesos šaltiniu ir matuojant tekančios srovės stiprį. Tokio tipo matavimai leidžia nustatyti medžiagos draudžiamųjų energijų tarpą, priemaišinius ir defektinius lygmenis ir kt. Tačiau medžiagų, kurių krūvininkų gyvavimo trukmė yra maža, fotolaidumą išmatuoti yra sudėtinga, kadangi sužadinti krūvininkai greitai rekombinuoja ir srovės kūrime dalyvauja labai trumpai. Maža to, spartūs procesai, tokie kaip sklaida į šoninius slėnius, įprastam fotolaidumo spektre nėra matomi. Tuo tarpu šiame skyriuje pristatyta metodika išvardintų trūkumų neturi ir todėl gali būti pritaikyta išsamesniems medžiagų tyrimams.

Šiai metodikai pristatyti ir pademonstruoti jos privalumus buvo pasirinktos trys medžiagos, kurios potencialiai yra tinkamos fotolaidžių detektorių ir emiterių, žadinamų didesnio nei 1 μm bangos ilgio spinduliuote, gamybai. Tai žemoje temperatūroje auginamas GaAs (ŽT-GaAs) ir InGaAs (ŽT-InGaAs) bei GaAsBi, kuris visada auginamas tik žemoje temperatūroje.

4.1 ŽT-GaAs ir ŽT-InGaAs

Šių medžiagų draudžiamųjų energijų tarpo centre yra As_{Ga} (pakaitinis defektas, susiformuojantis As atomui užėmus Ga atomo vietą gardelėje) donorinių defektų juosta, kuri lemia šių medžiagų elektrines bei optines savybes. Sugertis, kai žadinama fotonais, kurių energija yra mažesnė nei

draudžiamųjų energijų tarpas, yra sąlygota šių defektų. Šios defektų juostos padėtis ŽT-GaAs nėra tiksliai žinoma. Literatūroje jos vertės svyruoja nuo 0,57 [141] iki 0,82 eV [142] priklausomai nuo matavimo metodikos. Šiame skyrelyje aptarsime ŽT-GaAs ir ŽT-InGaAs ps fotolaidumo spektrus bei minėtos juostos indėlių į jį. Taip pat apskaičiuosime minėtos juostos parametrus: jos energetinę padėtį, bei plotį.

4.1.1 Bandiniai

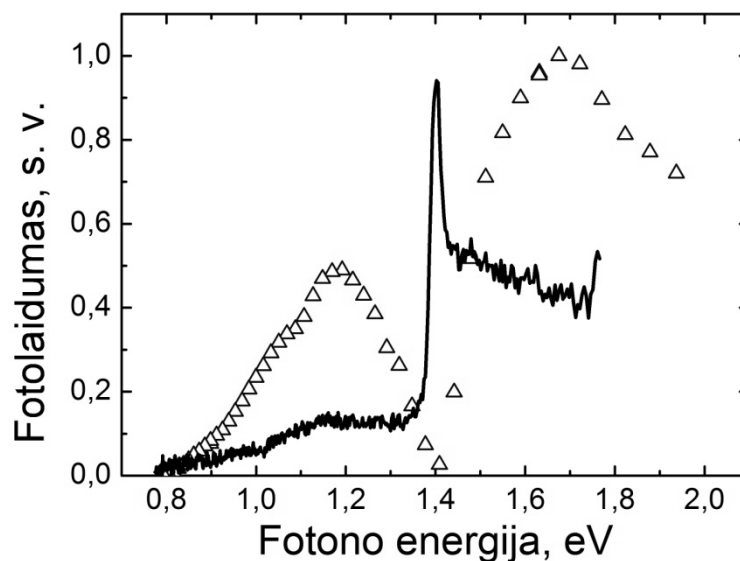
Tirtos medžiagos buvo auginamos molekulinį pluoštelių epitaksijos būdu (MPE) ant pusiau laidaus GaAs padėklo. ŽT-GaAs auginimo metu padėklo temperatūra buvo 250 °C, o As ir Ga srautų santykis ~20. Užaugintas 1,4 μm storio sluoksnis buvo 30 sekundžių atkaitintas 400 °C temperatūroje greito atkaitinimo krosnyje.

In_xGa_{1-x}As atveju, dėl padėklo ir sluoksnio gardelės konstantų nesutapimo, pradžioje buvo auginamas InAlAs buferio sluoksnis ir tik tada pats In_xGa_{1-x}As. Padėklo temperatūra buvo 200 °C, o As ir Ga ekvivalentinių srautų slėgių santykis – apie 10, sluoksnio storis – 1,8 μm, o In kiekis $x = 0,3$. Galiausiai ant abiejų sluoksnių buvo suformuota Ti/Au dipolinė Hertz'o antena ir bandiniai įstatyti į detektoriaus korpusą (2.3 skyrius).

4.1.2 Eksperimento rezultatai

4.1 pav. pateiktas ŽT-GaAs pikosekundinio bei įprasto, kai bandinys yra apšviečiamas pastovios veikos šviesos šaltiniu, fotolaidumo spektrai. Įprasto fotolaidumo atveju prie tiriamo bandinio ir nuosekliai prijungto rezistoriaus buvo pridėta nuolatinė įtampa. Fotolaidumo spektras buvo matuojamas keičiant žadinančios šviesos bangos ilgį ir registruojant įtampą esančią ant rezistoriaus, kuri yra proporcinga tekančiai srovei. Pikosekundinio fotolaidumo spektras buvo matuotas 2.5 skyriuje aprašytu būdu.

Įprasto fotolaidumo spektras, pavaizduotas 4.1 pav. juoda ištisine linija, prasideda ties 0,8 eV – žemiau draudžiamųjų energijų tarpo. Tai gan įprasta ŽT-GaAs. Šiuo atveju elektronai yra žadinami iš As_{Ga} defektų juostos ir todėl šioje srityje fotolaidumas nėra lygus nuliui. Didinant kvanto energiją fotolaidumas auga dėka didėjančios sugerties iš šių defektų. Galiausiai, pasiekus kiek mažiau nei 1,4 eV, fotolaidumas staigiai išauga. ŽT-GaAs sluoksnyje sugertis ties laidumo juostos kraštu yra nedidelė, todėl dalis šviesos, praėjusi pro ŽT-GaAs sluoksnį, sužadina krūvininkus GaAs padėkle, kuriame jų gyvavimo trukmė yra gerokai didesnė. Dėl šios priežasties fotolaidumo signalas staiga išauga. Toliau didinant fotono energiją mažėja šviesos sugerties gylis, krūvininkai yra generuojami tik ŽT-GaAs, kur jų gyvavimo trukmė yra mažesnė nei 1ps, todėl fotolaidumas vėl staiga sumažėja. Virš 1,4 eV matomas signalas didžiaja dalimi yra apspręstas šuolių iš valentinės į laidumo juostą.



4.1 pav. Įprasto (ištisinė linija) bei pikosekundinio (trikampiai) fotolaidumo priklausomybė nuo žadinančio kvanto energijos ŽT-GaAs.

Tuo tarpu pikosekundinio fotolaidumo spektras yra kitoks. Signalas žemiau draustinio energijų tarpo, kaip ir įprasto fotolaidumo atveju, yra apspręstas defektinės As_{Ga} juostos. Dvifotonės sugerties indėlis yra mažas, kadangi jos sugerties gylis ties 1 μm bangos ilgiu esant 7 GW/cm^2 žadinimo

galios tankiui yra $\sim 50 \mu\text{m}$ [143], o žadinant iš minėtos defektinės juostos yra 20 kartų mažesnis – $\sim 2,5 \mu\text{m}$ [144].

Pradžioje didinant kvanto energiją fotolaidumo signalas auga, kol pasiekęs 1,2 eV pradeda mažėti. Už tai yra atsakingas GaAs laidumo juostos šoninis X slėnis. Pasiekus minėtą fotono energiją iš defektinės juostos sužadintų elektronų perteklinė energija tampa lygi tarpslėniniam atstumui. Elektronai pradedami žadinti tiesiai į šį slėnį, kuriame jų judris yra apie 4 kartus mažesnis, tad fotolaidumo signalas sumažėja.

Galiausiai pasiekus 1,4 eV prasideda šuoliai iš valentinės į laidumo juostą. Didinant fotono energiją fotolaidumas auga dėl didėjančio sugerties koeficiento arba mažėjančio sugerties gylio. Kai fotono energija pasiekia 1,7 eV vėl prasideda elektronų sklaida į šoninį X slėnį, tik šiuo atveju elektronai yra žadinami iš valentinės juostos.

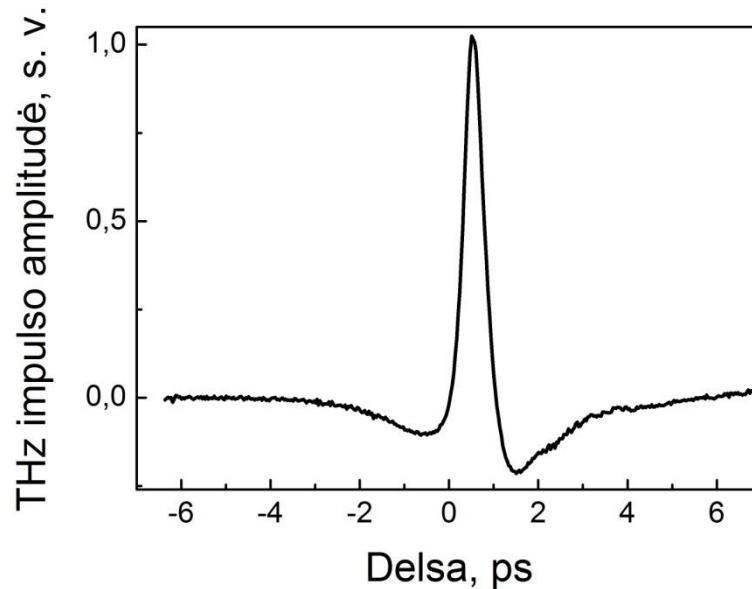
Pikosekundinio fotolaidumo spektrai yra sudėtingesni ir talpina savyje daugiau informacijos nei įprastas fotolaidumo spektras. O tai galima panaudoti medžiagos juostinės struktūros tyrimams: defektinės As_{Ga} juostos padėties ir pločio nustatymui, bei šoninio slėnio padėčiai įvertinti.

4.1.3 Teorinis modelis

Siekiant įvertinti As_{Ga} juostos padėti bei plotį, ŽT-GaAs ir ŽT-InGaAs fotolaidumo spektrai buvo aproksimuoti teorinėmis kreivėmis, kurias ir aptarsime šiame poskyryje.

THz impulsų šaltinis šiame eksperimente buvo paviršinis p-InAs emiteris. Detektoriumi užregistruota THz impulso trukmė buvo $\sim 1 \text{ ps}$ (4.2 pav.). Tačiau čia reiktų prisiminti, kad emiterio išspinduliuotas THz impulsas iš tikrųjų yra trumpesnis nei užregistruotas detektoriaus (1.2 sk., 1.8 pav.) ir dažnai jo trukmė yra panaši kaip ir žadinančio fs lazerio impulso. Šiuo atveju – mažesnė nei 200 fs. Kadangi energijos relaksacijos trukmė GaAs yra didesnė [145], THz impulsas zondoja detektoriaus fotolaidumą praėjus tik keliems šimtams femtosekundžių po sužadinimo.

Šiame modelyje fotolaidumas yra skaičiuojamas kaip krūvininkų tankio ir jų judrio sandauga. Fotolaidumas buvo matuojamas intervale, trumpesniame nei energijos relaksacijos trukmė, todėl modeliuojant buvo pasinaudota monoenergetine aproksimacija [146], kurioje tariama, kad elektronų energija priklauso tik nuo žadinančio fotono energijos, laike nekinta ir randama pagal I priede pateiktą I.3 išraišką.



4.2 pav. THz impulsas sugeneruotas nuo p-InAs paviršiaus ir užregistruotas ŽT-GaAs fotolaidžiu detektoriumi, žadinamu 740 nm bangos ilgio fs impulsais.

Skaičiuojant elektronų judrį buvo įskaityti du sklaidos mechanizmai. Įprastame GaAs kambario temperatūroje dominuoja sklaida poliariniais optiniais fononais. Visgi dėl didelės defektų koncentracijos ŽT-GaAs dominuoja sklaida jonizuotomis ir nejonizuotomis priemaišomis. Jonizuotų priemaišų atveju judrio priklausomybė nuo elektrono energijos (ϵ_{ex}) yra nusakoma išraiška [146]

$$\mu_{jon.} = \mu_0 \left(\frac{\epsilon_{ex}}{k_B T} \right)^{1.5}, \quad (4.1.1)$$

čia μ_0 yra elektronų judris laidumo juostos dugne, kuris yra lygus $140 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Tuo tarpu sklaida nejonizuotomis priemaišomis ($\mu_{neu.}$) buvo įvertinta pagal [147] darbe pateiktą išraišką

$$\frac{1}{\tau} = \frac{20\varepsilon N_0^{\text{As}} h^3}{8\pi^3 m^2 e^2}, \quad (4.1.2)$$

čia ε , h , m , e – dielektrinė skvarba, Planko konstanta, elektrono efektinė masė ir elektrono krūvis atitinkamai. 400 °C temperatūroje atkaitintame ŽT-GaAs defektų koncentracija yra $N_0^{\text{As}} \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Bendras judris randamas sumuojant atskiras dedamąsias pagal Matthiessen'o taisyklę:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\text{jon.}}} + \frac{1}{\mu_{\text{neu.}}} \quad (4.1.3)$$

Pagal šiuos skaičiavimus, didinant elektronų perteklinę energiją, judris pasiekia $10^3 \text{cm}^2/\text{Vs}$ ir toliau nebedidėja. Tačiau, kai elektronų perteklinė energija tampa lygi tarpslėniniam atstumui, prasideda elektronų sklaida į šiuos slėnius, kurių užpildymo tikimybė yra atvirkščiai proporcinga sklaidos į juos trukmei. Pastaroji buvo apskaičiuota remiantis išraiška [146]

$$\frac{1}{\tau_{\Gamma \rightarrow i}} = \frac{n_i D_i m_i^{3/2}}{\sqrt{2\pi\hbar^3 \omega_0 \rho}} \sqrt{\varepsilon_{\text{ex}} - \varepsilon_i}, \quad (4.4.4)$$

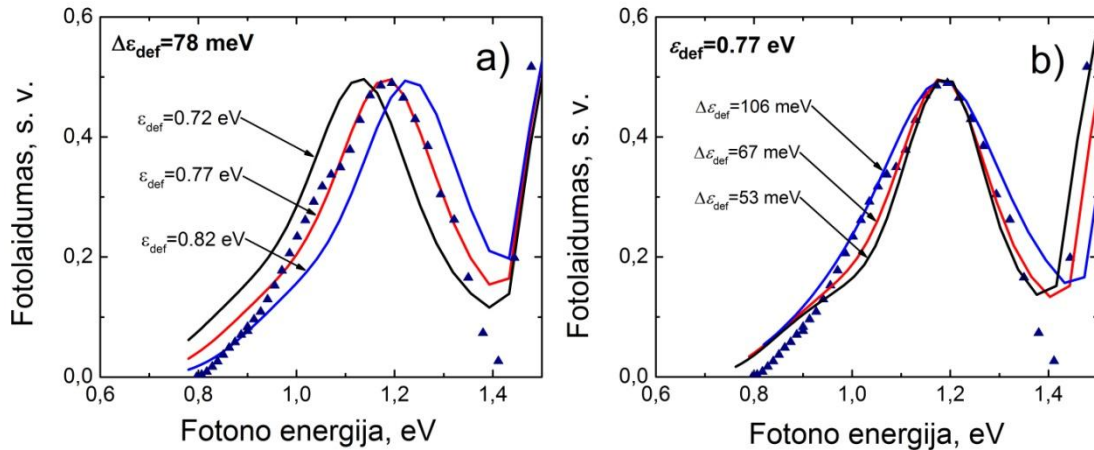
čia i atitinka L arba X slėnį, n_i – slėnių skaičius, D_i – tarpslėninių šuolių deformacinis potencialas, m_i – būsenų tankio masė, ω_0 – fonono dažnis, ρ – medžiagos tankis ir ε_i – elektronų energija šoniniame slėnyje. Analizuojant šuolius iš valentinės į laidumo juostą krūvininkų kiekis buvo randamas iš GaAs sugerties spektro [111].

Šuoliai žemiau draudžiamųjų energijų tarpo yra nulemti defektinės juostos, kuri buvo aproksimuoto Gauss'o tipo funkcija

$$N_{\text{def}} = N_0 \exp\left(-\frac{(\varepsilon_{\text{def}} - \varepsilon)^2}{2\Delta\varepsilon_{\text{def}}^2}\right), \quad (4.4.5)$$

čia N_0 – būsenų tankis ties $\varepsilon = \varepsilon_{\text{def}}$, ε_{def} – juostos padėtis atskaityta nuo valentinės juostos viršaus, o $\Delta\varepsilon_{\text{def}}$ – jos pusplotis. Fotonų pagavimo skerspūvis, kuris yra proporcingas sugerties koeficientui, buvo skaičiuojamas susumuojant visas įmanomas laidumo ir defektų juostos būsenų tankio sandaugas, kadangi vienos energijos fotonas turi daug sužadavimo galimybių.

Kai perteklinė energija tampa lygi tarpslėniniam atstumui, elektronai gali būti žadinami ir į kitus slėnius. Šiuo atveju buvo laikoma, kad elektronai iš defektų žadinami tiesiai į X ir L slėnius, o santykinis jų pasiskirstymas juose buvo proporcingu kiekvieno slėnio būsenų tankiui. Galiausiai ši skerspjūvio priklausomybė nuo fono energijos buvo sunormuojama taip, kad ties $1 \mu\text{m}$ būtų lygi 10^{-16} cm^2 [144], kas atitinka $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ sugerties koeficientą.



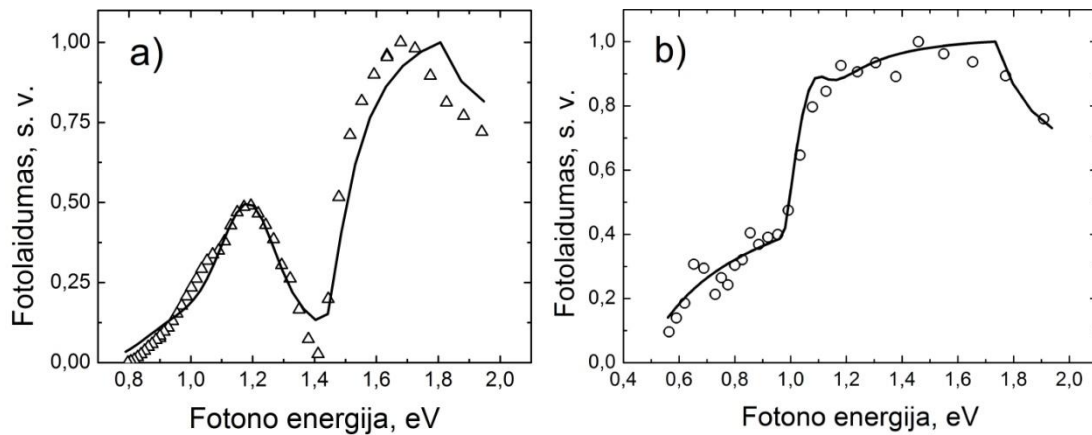
4.3 pav. Pikosekundinio fotolaidumo spektras ilgabangėje srityje. Ištininės linijos vaizduoja teorinio modeliavimo rezultatus esant skirtingiems defektų juostos parametrams. a) paveikslėlyje skirtingos kreivės atitinka skirtingą juostos plotį, b) – skirtingą juostos padėtį.

Modeliavimo rezultatai ŽT-GaAs ilgabangėje spektro dalyje yra pateikti 4.3 pav. Teorinė fotolaidumo kreivė geriausiai atitiko eksperimentinius taškus, kai defektų juostos padėtis buvo lygi $0,77 \text{ eV}$, o jos plotis 67 meV . Taip pat galima pastebėti, kad teorinė kreivė daug jautriau reaguoja į juostos padėtį, nei į jos plotį. Modeliavimui naudotos puslaidininkio parametų vertės buvo paimtos iš [148] šaltinio.

4.4 pav. yra pavaizduota ŽT-GaAs ir ŽT-InGaAs pikosekundinio fotolaidumo spektro eksperimentiniai taškai bei teorinės kreivės visame matuotų bangos ilgių diapazone. Nepaisant to, kad buvo naudotas gan grubus modelis, teorinių ir eksperimentinių taškų tarpusavio atitikimas ŽT-GaAs atveju (4.4a pav.) yra gana geras.

ŽT-InGaAs (4.4b pav.) atveju šis sutapimas yra dar geresnis. Nors ŽT-InGaAs pikosekundinio fotolaidumo kreivė yra kiek kitokia, tačiau šuoliai vyksta dėl tų pačių priežasčių. Čia skirtumas yra tik tas, kad šuoliai iš defektų

juostos persikloja su šuoliais iš valentinės juostos ir todėl fotolaidumo sumažėjimo, kaip ŽT-GaAs ties 1,4 eV, nesimato. Iš modeliavimo rezultatų gauta, kad defektų juostos padėtis yra 0,4 eV virš valentinės juostos, o jos plotis yra panašus kaip ir ŽT-GaAs atveju. Geriausias teorinių ir eksperimentinių rezultatų sutapimas buvo gautas kai šoninio slėnio padėtis buvo lygi 0,68 eV virš laidumo juostos dugno.



4.4 pav. ŽT-GaAs (a) bei ŽT-In_{0.3}Ga_{0.7}As (b) pikosekundinio fotolaidumo spektrai.

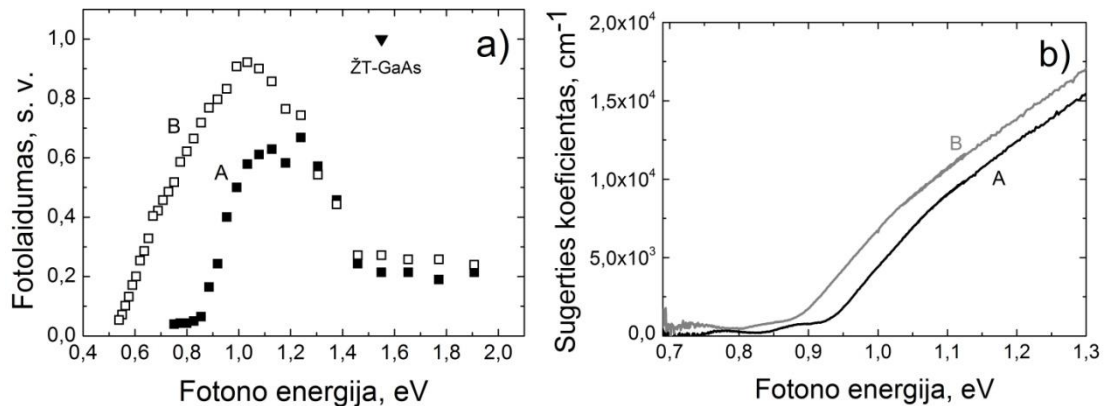
4.2 GaAsBi

GaAsBi yra viena iš nedaugelio medžiagų, kuri yra fotojautri, kai yra žadinama didesniu nei 0,8 μm bangos ilgiu ir tuo pačiu pasižymi panašiomis savybėmis kaip ir ŽT-GaAs: didele tamsine varža, gan dideliu elektronų judriu bei maža krūvininkų gyvavimo trukme (<1 ps). Anksčiau jau buvo pademonstruota, kad GaAsBi yra tinkama medžiaga fotolaidžioms antenoms, kurios yra aktyvuojamos 1 μm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais [149]. Šiame skyrelyje aptarsime GaAsBi pikosekundinio fotolaidumo priklausomybę nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Taip pat bus pademonstruota THz-TDS sistema, žadinama 1,55 μm femtosekundine lazerine sistema.

4.2.1 Bandiniai

Du GaAsBi sluoksniai buvo užauginti ant pusiau izoliuojančio (100) orientacijos GaAs padėklo MPE sistema. Auginimo metu padėklo temperatūra buvo palaikoma ties 240 °C, o As/Bi srautų santykis abiem bandiniams buvo skirtingas. Daugiau auginimo detalių pateikta [43] darbe.

Abiejų bandinių sluoksnių storis buvo 1,5 μm. Bi kiekis buvo įvertintas iš rentgeno spindulių difrakcijos ir abiejuose bandiniuose siekė ~6 %. Tuo tarpu draustinių energijų tarpas, nustatytas iš sugerties koeficiento matavimų, buvo 0,92 eV (bandinys A) ir 0,87 eV (bandinys B). Krūvininkų gyvavimo trukmė išmatuota optinio žadinimo ir THz zondavimo metodika A ir B sluoksniams buvo 1,7 ir 1,3 ps atitinkamai. Judris, įvertintas ta pačia metodika, buvo apytiksliai lygus 2000 cm²/(Vs). Standartiškai pabaigoje ant šių sluoksnių suformuotos Ti/Au antenos ir tiriamas bandinys buvo įstatytas į detektoriaus korpusą.



4.5 pav. a) – A ir B bandinių pikosekundinio fotolaidumo spektrai. Palyginimui yra atidėtas signalas gautas ŽT-GaAs detektoriumi žadinant jį 800 nm spinduliuote. b) – A ir B bandinių sugerties koeficiento priklausomybė nuo fotono energijos. Matomi pavigiavimai esantys 0,7 – 0,9 eV srityje atsiranda dėl Fabry-Perot rezonanso sluoksniuotoje struktūroje.

4.2.2 Eksperimento rezultatai

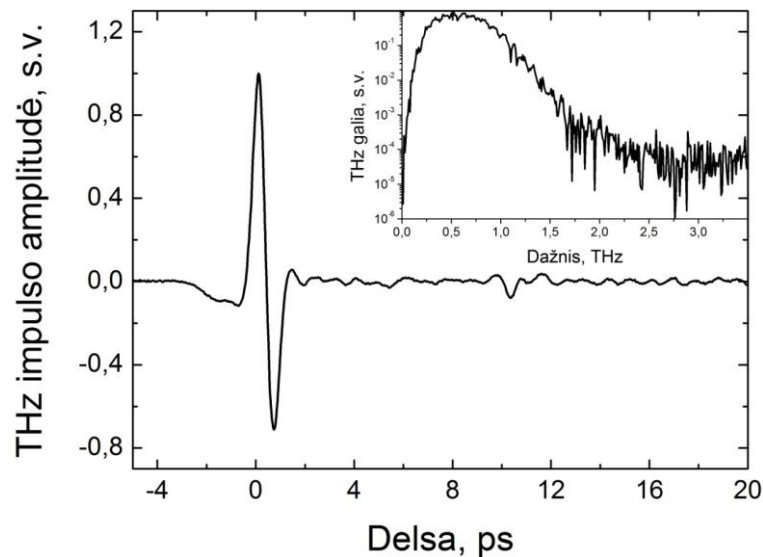
4.5a pav. pavaizduoti minėtų bandinių fotolaidumo spektrai, gauti registruojant THz impulso amplitudės priklausomybę nuo žadinančio impulso

bangos ilgio. Kaip matyti, didžiausias šių bandinių fotolaidumo signalas yra intervale nuo 0,9 – 1,2 eV. Visgi pagrindinis šių spektrų skirtumas matomas ilgabangėje srityje. A bandinyje signalas nukrenta iki nulio, kai žadinančio impulso fotono energija tampa kiek mažesnė nei 0,9 eV. Tuo tarpu B bandinyje ties 0,8 eV (1,55 μm) signalo dydis yra tik 40% mažesnis nei ties maksimalia verte – 1 eV.

Kaip žinoma, stori (daugiau nei 1 μm) GaAsBi sluoksniai pasižymi nehomogenišku bismuto pasiskirstymu ir yra linkę sudaryti sritis su didesne Bi koncentracija nei sluoksnio vidurkis [150, 151]. 4.5b pav. yra pavaizduoti tirtų bandinių sugerties koeficiento spektrai. Juose matyti, kad sugertis vyksta ir žemiau juostos krašto. A bandinyje, kurio $\varepsilon_g = 0,92$ eV, matomos sugerties koeficiento uodegos, kurios tęsiasi iki 0,75 eV, o B bandinyje iki 0,7 eV (ar net daugiau). Už sugertį šiame diapazone greičiausiai ir yra atsakingos aukščiau minėtos sritys su didesne Bi koncentracija. Bi pagrinde keičia valentinės juostos padėtį praktiškai neįtakodamas laidumo juostos [152]. Tad elektronų pernašos tokio tipo defektai beveik nepakeičia. Tai paaiškina, kodėl žemiau draustinių energijų tarpo detektoriaus fotolaidumas pasižymi tokia didele verte – elektronai yra žadinami iš šių sričių, kuriose ε_g yra mažesnis. Taip pat reikia pabrėžti, kad dvifotonė sugertis čia yra mažai tikėtina, kadangi fotolaidumo signalas priklauso tiesiškai, o ne kvadratiškai, nuo žadinančio lazerio impulso galios, kaip galima būtų tikėtis minėto reiškinio atveju.

Grįžkime prie 4.5a pav. ir paanalizuokime staigų fotolaidumo sumažėjimą, kai fotono energija viršija 1,2 ir 1,0 eV atitinkamai A ir B bandiniui. Šis staigus sumažėjimas siejamas su krūvininkų sklaida į šoninį L slėnį, kuriame efektinė elektrono masė yra didesnė, o impulso relaksacijos trukmė pasiekus šią energiją sumažėja. Pagal pirmame priede pateiktas formules iš šios maksimumo padėties buvo suskaičiuota L slėnio energija, kuri A ir B bandiniams atitinkamai buvo lygi 0,29 ir 0,22 eV. Pirmoji vertė gan tiksliai atkartoja gerai žinomą L slėnio energiją GaAs (0,28 eV). Tuo tarpu B bandinyje ji yra kiek mažesnė. Kaip jau buvo minėta, šiame bandinyje Bi pasiskirstymas yra gan nehomogeniškas. Todėl tie elektronai, kurie yra

žadinami iš sričių su didesne Bi koncentracija sklaidytis pradeda anksčiau nei žadinami iš valentinės juostos, kurios atstumas iki laidumo juostos buvo nustatytas iš 4.6 pav. Todėl šiuo atveju energija, ties kuria fotolaidumas įgauna maksimalią vertę, nevisai tiksliai atitinka elektronų perėjimus į šoninį slėnį, ji yra kiek didesnė.



4.7 pav. THz impulsas (a) ir jo Fourier spektras (b) užregistruotas THz-TDS sistema kuri buvo žadinama 1,55 μm bangos ilgio šviesolaidinio lazerio spinduliuote.

Galiausiai pademonstruota TDS sistema, veikianti ties 1,55 μm . Ši buvo žadinama Er legiruotu šviesolaidiniu lazeriu (Toptica), spinduliuojančiu 1,55 μm bangos ilgio, 70 fs trukmės impulsus, kurių pasikartojimo dažnis – 80 MHz. Čia naudotas iš B sluoksnio pagamintas detektorius, kuris buvo aktyvuojamas 50 mW galios lazerio impulsais. THz impulsų šaltinis buvo paviršinis p-InAs emiteris, žadinamas 200 mW vidutinės galios lazerio impulsais. 4.7 pav. yra pavaizduotas šia sistema užregistruotas THz impulsas bei jo spektras. Kaip matyti jo plotis siekia 2 THz, o signalo ir triukšmo santykis yra ~ 40 dB.

Išvados

1. Didinant puslaidininkį žadinančio femtosekundinio impulso kvanto energiją THz impulso amplitudė didėja kol pasiekia maksimalią vertę, iš kurios galima nustatyti energiją tarp laidumo juostos dugno ir šoninio slėnio.
2. Iš THz emisijos sužadavimo spektrų nustatytas tarpslėninis atstumas (Γ -L) GaAs, InSb ir InAs kristaluose ir atitinkamai yra lygus 0.29, 0.55, 1.08 eV.
3. THz generacijos efektyvumas InAs nanovielelėse priklauso tiek nuo jų skersmens, tiek nuo ilgio ir, jiems didėjant, auga.
4. Skirtingai nei tūriniam p-InAs, nanovielelėse THz impulsai yra generuojami dėl foto-Demberio efekto.
5. THz impulsai nuo Te paviršiaus yra generuojami dėl dviejų skirtingų mechanizmų: foto-Demberio efekto ir anizotropinio fotolaidumo.
6. Žadinant Te femtosekundiniais impulsais, kurių kvanto energija mažesnė nei 0,9 eV, dominuoja anizotropinis fotolaidumas. Virš 0,9 eV, kai elektronai ir skylės yra išsklaidomi į šoninius slėnius, dominuoja foto-Demberio efektas.
7. Išmatuoti trijų žemoje temperatūroje augintų bandinių pikosekundinio fotolaidumo spektrai. Iš jų nustatyta, kad LT-GaAs defektų juostos padėtis yra 0,77 eV, o LT-In_{0,3}Ga_{0,7}As – 0,4 eV virš valentinės juostos dugno. Šių medžiagų juostos plotis yra panašus ir lygus 68 meV.
8. Sukurta THz-TDS sistema aktyvuojama šviesolaidiniu 1,55 μm bangos ilgio femtosekundiniu lazeriu.

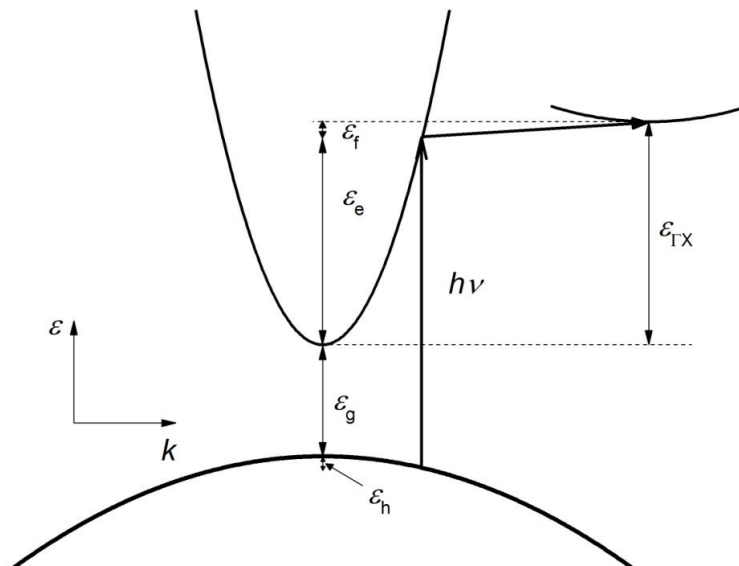
I priedas

Šviesa sužadinus puslaidininkį, tiek elektronai, tiek skylės įgyja kinetinės (perteklinės) energijos. Kai ši elektronų energija pasidaro lygi tarpslėniniam atstumui, elektronai fononų pagalba pradeda sklaidyti į šoninį slėnį.

Pradžioje apskaičiuosime elektronų perteklinės energijos priklausomybę nuo fotono energijos. Norėdami tai padaryti pasinaudosime energijos bei impulso tvermės dėsniais. Tokiu būdu galime užrašyti tokią lygčių sistemą:

$$\begin{cases} \hbar k_e + \hbar k_h = \hbar k_{hv} \\ \varepsilon_e + \varepsilon_g + \varepsilon_h = h\nu \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

čia k_e , k_h , k_{hv} atitinkamai elektronų, skylių bei žadinančio fotono banginiai vektoriai; ε_e , ε_h – atitinkamai elektronų ir skylių perteklinės energijos, ε_g – draustinis energijų tarpas; $h\nu$ – fotono energija (I.1 pav.).



I.1 pav. Standartinė tiesiatarpio puslaidininkio juostinė diagrama, bei energetiniai atstumai reikalingi aiškinant sklaidą į šoninį slėnį. Fotono sužadintas elektronas (vertikali stora rodyklė) yra išsklaidomas į šoninį slėnį fonono pagalba (horizontali stora rodyklė).

Elektronų ir skylių kvaziimpulsai yra gerokai didesni nei fotono impulsas, todėl dideliu tikslumu galime teigti, kad fotono impulsas yra lygus 0, o šuoliai yra vertikalūs. Taipogi tarsime, kad tiek laidumo, tiek valentinė juosta yra parabolinė, todėl:

$$\begin{cases} k_e + k_h = 0 \\ \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e} + \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h} = h\nu \end{cases}, \quad (\text{I.2})$$

čia m_e ir m_h – elektronų bei skylių efektinės masės. Perteklinė elektronų energija (ε_e) randama išsprendus (I.2) lygčių sistemą. Tarpslėninė sklaida prasideda, kai elektronų perteklinė energija ir sklaidančio fonono energijos suma tampa lygi tarpslėninei energijai ($\varepsilon_{\Gamma X} = \varepsilon_e + \varepsilon_f$), todėl:

$$\varepsilon_{\Gamma X} = \frac{\mu}{m_e} (h\nu - \varepsilon_g) + \varepsilon_f, \quad (\text{I.3})$$

čia $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ – redukuota elektrono ir skylės masė.

Kai puslaidininkis yra žadinamas tokios energijos fotonais, kad elektronų perteklinė energija pasidaro palyginama su draudžiamųjų energijų tarpu, būtina įskaityti ir juostų neparaboliškumą. Tokiu atveju laidumo juostos dispersinė kreivė yra aprašoma lygtimi

$$\frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e} = \varepsilon_e (1 + \beta \varepsilon_e), \quad (\text{I.4})$$

čia β – neparaboliškumo parametras.

Tokiu pačiu būdu pritaikius impulso bei energijos tvermės dėsnius, randama elektronų perteklinės energijos priklausomybė nuo žadinančio fotono energijos. Kadangi sklaidoje dalyvauja ir fononas, tai pridėjus jo energiją randamas atstumas tarp slėnių:

$$\varepsilon_{\Gamma X} = \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right)^2 + 4 \frac{m_e}{m_h} \beta (h\nu - \varepsilon_g)} - 1 - \frac{m_e}{m_h}}{2 \frac{m_e}{m_h} \beta} + \varepsilon_f, \quad (\text{I.5})$$

Literatūra

- [1] M. R. Robinson, *Night Vision: Exploring the Infrared Universe*, Cambridge University Press, p. 23 (2013).
- [2] http://missionscience.nasa.gov/ems/10_ultravioletwaves.html
- [3] J. C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*, Clarendon press, Oxford (1873).
- [4] H. Hertz, *Electric waves: Being researches on the propagation of electric action with finite velocity through space*, Macmillian and Company (1893).
- [5] C. M. Armstrong, *IEEE Spectrum*, **49**, 36 (2012).
- [6] H. Rubens, Gittermessungen im langwelligen Spektrum, *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften*, **8**, 27 (1921).
- [7] M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 347 (1947).
- [8] D. H. Andrews, W. F. Bruksch, W. T. Zeigler, E. R. Blanchard, *Rev. Sci. Instrum.*, **13**, 281 (1942).
- [9] H. M. Randall, D. M. Dennison, N. Ginsburg, L. R. Weber, *Phys. Rev.* **52**, 160 (1937).
- [10] P. Fellgett, *J. Sci. Instrum.*, **35**, 257 (1958).
- [11] S. J. Fray, J. F. C. Oliver, *J. Sci. Instr.*, **36**, 195 (1959).
- [12] Y. Ta, *Compt. Rend.*, **207**, 1042 (1938).
- [13] A. Crocker, H. A. Gebbie, M. F. Kimmitt, L. E. S. Mathias, *Nature*, **201**, 250 (1964).
- [14] T. Y. Chang, T. J. Bridges, *Opt. Comm.*, **1**, 423 (1970).
- [15] K. H. Yang, P. L. Richards, Y. R. Shen, *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 320 (1971).
- [16] S. Komiyama, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 271 (1982).
- [17] L. R. Elias, J. Hu, G. Ramian, *Nucl. Instr. Meth. A*, **237**, 203 (1984).
- [18] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, H. -W. Hübers, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 254801 (2002).
- [19] <http://www.nasa.gov/vision/universe/watchtheskies/kuiper.html>

- [20] D. H. Auston, K. P. Cheung and P. R. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 284 (1984).
- [21] P.R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss, *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 255 (1988).
- [22] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, D. A. Kleinman, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1555 (1984).
- [23] B. B. Hu and M. C. Nuss, *Opt. Lett.*, **20**, 1716 (1995).
- [24] A. J. L. Adam, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **32**, 976 (2011).
- [25] J. P. Guillet, B. Recur, L. Frederique, B. Bousquet, L. Canioni, I. Manek-Hönninger, P. Desbarats, P. Mounaix, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **35**, 382 (2014).
- [26] T. Löffler, T. Bauer, K. J. Siebert, H. G. Roskos, A. Fitzgerald, S. Czasch, *Opt. Express*, **9**, 616 (2001).
- [27] E. Pickwell, V. P. Wallace, B. E. Cole, S. Ali, C. Longbottom, R. J. Lynch, M. Pepper, *14th International Conference on Terahertz Electronics*, p. 578 (2006)
- [28] M. A. Brun, F. Formanek, A. Yasuda, M. Sekine, N. Ando and Y. Eishii, *Phys. Med. Biol.*, **55**, 4615 (2010)
- [29] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira D. Zimdars, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S266 (2005).
- [30] H. B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X. C. Zhang, *Proceedings of the IEEE*, **95**, 1514 (2007).
- [31] C. Seco-Martorell, V. López-Domínguez, G. Arauz-Garofalo, A. Redo-Sanchez, J. Palacios, and J. Tejada, *Opt. Express*, **21**, 17800 (2013).
- [32] G. Neugebauer, C. A. Beichman, B. T. Soifer, H. H. Aumann, T. J. Chester, T. N. Gautier, F. C. Gillett, M. G. Hauser, J. R. Houck, C. J. Lonsdale, F. J. Low, and E. T. Young, *Science*, **224**, 14 (1984).
- [33] Peter H. Siegel, *IEEE Antennas Propag. Mag.*, **55**, 2957 (2007).
- [34] T. Kleine-Ostmann, T. Nagatsuma, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **32**, 143 (2011).

- [35] <http://www.pcmag.com/article2/0,2817,2470277,00.asp>
- [36] B. Escalante-Ramirez, *Remote Sensing - Advanced Techniques and Platforms*, InTech, 474 (2012).
- [37] A. Hirata, H. Takahashi, R. Yamaguchi, T. Kosugi, K. Murata, T. Nagatsuma, N. Kukutsu, and Y. Kado, *J. Lightwave Technol.*, **26**, 2338 (2008).
- [38] A. Hirata, H. Takahashi, N. Kukutsu, Y. Kado, H. Ikegawa, H. Nishikawa, T. Nakayama, and T. Inada, *NTT Technical Review*, **7**, March Issue (2009).
- [39] S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmogrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold, I. Kallfass, *Nature Photonics*, **7**, 977 (2013).
- [40] A. Krotkus, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 273001 (2010).
- [41] L. Duvilaret, F. Garet, J. F. Roux, J. L. Coutaz, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **7**, 615 (2001).
- [42] S. Kono, M. Tani, K. Sakai, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 898 (2001).
- [43] K. Bertulis, A. Krotkus, G. Aleksejenko, V. Pačebutas, R. Adomavičius, G. Molis, S. Marcinkevičius, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 201112 (2006).
- [44] Ch. Fattering and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 490 (1989).
- [45] F. Miyamaru, Y. Saito, K. Yamamoto, T. Furuya, S. Nishizawa M. Tani. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 211104 (2010).
- [46] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
- [47] X. Xie, J. Dai, X.-C. Zhang, *Phys Rev Lett*, **96**, 075005 (2006).
- [48] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. Federici, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2076 (1997)
- [49] F. G. Sun, G. A. Wagoner and X.-C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1656 (1995)
- [50] N. Wang, M. Jarrahi, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **34**, 519 (2013)
- [51] Q. Wu X.-C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3523 (1995).

- [52] Y. S. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer Science, 340 (2009)
- [53] C. Winnewisser, P. Uhd Jepsen, M. Schall, V. Schyja and H. Helm, *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3069 (1997)
- [54] Z. Zhao, A. Schwagmann, F. Ospald, D. C. Driscoll, H. Lu, A. C. Gossard, J. H. Smet, *Opt. Express*, **18**, 15956 (2010).
- [55] T. In Jeon, D. Grischkowsky., *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3032 (1998)
- [56] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, C. Fattinger, *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 2006 (1990).
- [57] H. Hirori, K. Yamashita, M. Nagai, and K. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.*, **43**, L1287 (2004).
- [58] P. U. Jepsen, D. G. Cooke M. Koch, *Laser Photonics Rev.*, **5**, 124 (2011).
- [59] T. Darrow, X.-C. Zhang, D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 25 (1991).
- [60] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 091106 (2011).
- [61] B. Clough, J. Dai, X.-C. Zhang, *Mater. Today*, **15**, 50 (2012).
- [62] George R. Neil, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **35**, 5(2014).
- [63] M. S. Longair, *High energy astrophysics, 2nd ed.*, Cambridge university press, 61-65 p. (1992)
- [64] R. Inoue, K. Takayama, M. Tonouchi, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, A14 (2009).
- [65] W. Shockley, *Phys. Rev.* **56**, 317 (1939).
- [66] I. Tamm, *Phys. Z. Soviet Union* **1**, 733 (1932).
- [67] Walter A. Harrison, *Electronic Structure and the Properties of Solids–The Physics of the Chemical Bonds*, Freeman, pp. 64-71, 1980.
- [68] V. Kažukauskas, *Šiuolaikiniai puslaidininkų mikroelektronikos Prietaisai: Fizika ir technologijos*, Progretus (2008).
- [69] X.-C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darow D.H. Auston, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1011 (1990).
- [70] X.-C. Zhang, D.H. Auston, *J. Appl. Phys.*, **71**, 326 (1992).

- [71] R. Kersting, J. N. Heyman, G. Strasser, K. Unterrainer, *Phys. Rev. B*, **58**, 4553 (1998).
- [72] M. Nakajima, M. Hangyo, M. Ohta, H. Miyazaki, *Phys. Rev. B*, **67**, 195308 (2003).
- [73] H. Dember, *Phys. Zeits.*, **32**, 554 (1931).
- [74] <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:PDanim.gif>
- [75] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, X.-C. Zhang, *J. Appl. Phys.*, **91**, 5533 (2002).
- [76] A. Reklaitis, *J. Appl. Phys.* **108**, 053102 (2010).
- [77] K. Liu, J. Xu, T. Yuan, X.-C. Zhang, *Phys. Rev. B*, **73**, 155330 (2006).
- [78] N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, Z. Liu, *J. Appl. Phys.*, **84**, 654 (1998).
- [79] C. Weiss, R. Wallenstein, and R. Beigang, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4160 (2000).
- [80] H. Takahashi, M. Sakai, A. Quema, S. Ono, N. Sarukura, G. Nishijima K. Watanabe, *J. Appl. Phys.*, **95**, 4545 (2004).
- [81] G. Klatt, F. Hilser, W. Qiao, M. Beck, R. Gebs, A. Bartels, K. Huska, U. Lemmer, G. Bastian, M. B. Johnston, M. Fischer, J. Faist, T. Dekorsy, *Opt. Express*, **18**, 4939 (2010).
- [82] V. Apostolopoulos M. E. Barnes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 374002 (2014).
- [83] P. Gow, S. A. Berry, D. McBryde, M. E. Barnes, H. E. Beere, D. A. Ritchie and V. Apostolopoulos, *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 252101 (2013).
- [84] R. Mueckstein, M. Natrella, O. Hatem, J. R. Freeman, C. S. Graham, C. C. Renaud, A. J. Seeds, E. H. Linfield, A. G. Davies, P. J. Cannard, M. J. Robertson, D. G. Moodie, O. Mitrofanov, *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, **5**, 260 (2015).
- [85] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics, 3rd Edition*, Academic Press, pp. 640 (2008).

- [86] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics 2nd Edition*, pp 1200, Wiley-Interscience (2007).
- [87] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 446 (1962).
- [88] A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart, B. Ruiz, R. U. A. Khan. P Günter, *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 1822 (2006).
- [89] A. Schneider, *Phys. Rev. A*, **82**, 033825 (2010).
- [90] J. Hebling, K. -L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, K. A. Nelson, *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, B6 (2008)
- [91] A. Nahata, A. S. Weling. T. F. Heinz, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2321 (1996).
- [92] C. Zhang, Y. Avetisyan, A. Glosser, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi, *Opt. Express*, **20**, 8784 (2012).
- [93] K. L. Vodopyanov, W. C. Hurlbut and V. G. Kozlov, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 041104 (2011).
- [94] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin and M. Alexander, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1324 (1994).
- [95] L. Xu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1784 (1992).
- [96] A. Urbanowicz, A. Krotkus, R. Adomavičius, V.L. Malevich, *Physica B*, **398**, 98 (2007).
- [97] T. A. Germer, K. W. Kołasin-acutecki, J. C. Stephenson, L. J. Richter, *Phys. Rev. B*, **55**, 10694 (1997)
- [98] S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, A. F. J. Levi, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 102 (1992).
- [99] V. L. Malevich, A. Krotkus, A. Bičiūnas and V. Pačebutas, *J. Appl. Phys.*, **104**, 113117 (2008).
- [100] R. Adomavičius, J. Adamonis, A. Bičiūnas , A. Krotkus, A. Atrashchenko, V. Evtikhiev, V. Ulin, M. Kaliteevski, R. Abram, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **33**, 599 (2012).
- [101] M. Reid, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs, *Phys. Rev. B*, **72**, 035201 (2005)

- [102] C. V. Shank, B. P. Zakharchenya (ed.), *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, Elsevier B.V., (1992).
- [103] Y. V. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, V. L. Malevich, *J. Appl. Phys.*, **115**, 073103 (2014).
- [104] V. L. Malevich, P. A. Ziaziulia, R. Adomavičius, A. Krotkus and Y. V. Malevich *J. Appl. Phys.*, **112**, 073115 (2012).
- [105] R. Butkutė, V. Pačebutas, B. Čechavičius, R. Adomavičius, A. Koroliiov, A. Krotkus, *Phys. Status Solidi C*, **9**, 1614 (2012).
- [106] R. N. Kini, L. Bhusal, A. J. Ptak, R. France, and A. Mascarenhas, *J. Appl. Phys.*, **106**, 043705 (2009).
- [107] A. R. Mohmad, F. Bastiman, C. J. Hunter, R. D. Richards, S. J. Sweeney, J. S. Ng, J. P. R. David and B. Y. Majlis, *Phys. Status Solidi B*, **251**, 1276 (2014).
- [108] V. Pačebutas, A. Bičiūnas, S. Balakauskas, A. Krotkus, G. Andriukaitis, D. Lorenc, A. Pugžlys, A. Baltuška, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 031111 (2010).
- [109] R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, V. Sirutkaitis, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 261101 (2005).
- [110] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>
- [111] A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP*, Science and Encyclopedia, (1994)
- [112] Z. Dobrovolskis, A. Krotkus. Электропроводность узко-щелевых полупроводников, *Mokslas*, pp.192 (1988).
- [113] R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus and E. Šatkovskis, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2463 (2004).
- [114] R. K. Willardson, A. C. Beer, *Semiconductors and Semimetals Vol. 2*, pp. 75-100, Academic, (1966).
- [115] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>

- [116] M. Feneberg, J. Däubler, K. Thonke, R. Sauer, P. Schley, R. Goldhahn, *Phys. Rev. B*, **77**, 245207 (2008).
- [117] R. Ascázubi, I. Wilke, K. Denniston, H. Lu, W. J. Schaff, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4810 (2004).
- [118] I. Wilke, Y. J. Ding, T. V. Shubina, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **33**, 559 (2012)
- [119] G. D. Chern, E. D. Readinger, H. Shen, M. Wraback, C. S. Gallinat, G. Koblmüller, J S Speck, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 141115 (2006).
- [120] P. Carrier and S. -H. Wei, *J. Appl. Phys.*, **97**, 033707 (2005).
- [121] J. N. Heyman, N. Coates, A. Reinhardt and G. Strasser, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5476 (2003).
- [122] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>
- [123] H. Ahn, Y. -P. Ku, Y. -C. Wang, C. -H. Chuang, S. Gwo, C. -L. Pan, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 13210 (2007).
- [124] P. Hoyer, M. Theuer, R. Beigang, E. -B. Kley, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 091106 (2008)
- [125] T. Yang, S. Hertenberger, S. Morkötter, G. Abstreiter, G. Koblmüller, *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 233102 (2012).
- [126] S. Sasa, S. Umino, Y. Ishibashi, T. Maemoto, M. Inoue K. Takeya, M. Tonouchi, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **32** 646 (2011).
- [127] W. -J. Lee, J. W. Ma, J. M. Bae, K. -S. Jeong, M.-H. Cho, C. Kang. J. - S. Wi, *Sci. Rep.*, **3**, 1984 (2013).
- [128] S. A Dayeh, E. T. Yu, D. Wang, *Small*, **5**, 77 (2009).
- [129] A. Lin, J. N. Shapiro, A. C. Scofield, B. L. Liang, D. L. Huffaker, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 053115 (2013)
- [130] H. H. Wieder, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 206 (1974)
- [131] N. Erhard, P. Seifert, L. Prechtel, S. Hertenberger, H. Karl, G. Abstreiter, G. Koblmüller, A. W. Holleitner, *Ann. Phys.*, **525**, 180 (2013).
- [132] T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, H. Kurz, *Phys. Rev B*, **53**, 4005 (1996).

- [133] P. Grosse, *The Physics of Tellurium, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 48*, Springer, (1969).
- [134] P. Grosse, *Die Festkoerper Eigenschaften von Tellur*, Springer-Verlag, (1969).
- [135] E. L. Ivchenko, G. E. Pikus, *JETP Lett.* **27**, 604 (1976).
- [136] I. P. Zhadko, E. I. Rashba, V. A. Romanov, I. M. Stakhira, and K. D. Tovstyuk, *Sov. Phys. - Solid State*, **7**, 1432 (1965).
- [137] R. M. Hahn, F. Schtezina, *Phys. Rev. B*, **7**, 729 (1973).
- [138] I. P. Zhadko, L. S. Solonchuk, and Y. G. Yurov, *Sov. Phys. - Semicond.*, **8**, 105 (1974).
- [139] G. Ribakovs, A. A. Gundjian, *J. Appl. Phys.*, **48**, 4601 (1977).
- [140] E. L. Ivchenko, G. E. Pikus, *JETP Lett.*, **27**, 604 (1976).
- [141] 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**, 1585 (1992).
- [142] J. Lagowski, H. C. Gatos, J. M. Parsey, K. Wada, M. Kaminska and W. Walukiewicz, *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 342 (1982).
- [143] W. C. Hurlbut, Y.-S. Lee, K. L. Vodopyanov, P. S. Kuo, M. M. Fejer, *Opt. Lett.*, **32**, 668 (2007).
- [144] S. U. Dankowski, D. Streb, M. Ruff, P. Kiesel, M. Kneissl, B. Knüpfel, G. H. Döhler, U. D. Keil, C. B. Sorenson, and A. K. Verma, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 37 (1996).
- [145] G. H. Glover, *J. Appl. Phys.*, **44**, 1295 (1973).
- [146] S. S. Li (ed.), *Semiconductor Physical Electronics*, pp. 191–201, Plenum Press, (2006).
- [147] C. Erginsoy, *Phys. Rev.* **79**, 1013 (1950).
- [148] H. L. Hartnagel, R. Katilius, A. Matulionis, *Microwave Noise in Semiconductor Devices*, p. 146, Wiley, (2001).
- [149] V. Pačebutas, A. Bičiūnas, S. Balakauskas, A. Krotkus, G. Andriukaitis, D. Lorenc, A. Pugžlys, and A. Baltuška, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 031111 (2010).

- [150] S. Imhof, C. Wagner, A. Chernikov, M. Koch, K. Kolata, N. S. Köster, S. Chatterjee, S. W. Koch, X. Lu, S. R. Johnson, D. A. Beaton, T. Tiedje, O. Rubel, and A. Thränhardt, *Phys. Status Solidi B*, **248** 851 (2011).
- [151] B. Čechavičius, R. Adomavičius, A. Koroliov, and A. Krotkus, *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 085033 (2011)
- [152] K. Alberi O. D. Dubon, W. Walukiewicz, K. M. Yu, K. Bertulis A. Krotkus, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 051909 (2007).

Padėka

Prie šio darbo atsiradimo prisidėjo nesuskaičiuojama galybė žmonių. Deja daugumos jų jau nebėra, kita dalis šio darbo greičiausiai niekada neperskaitys. Visgi, tiesiogiai susiję žmonės, kurie vienaip ar kitaip įnešė svarų indelį į šį darbą, visada buvo šalia. Jiems ir noriu padėkoti.

Pirmiausiai tai Ignui ir Pauliui už jų šiltą draugiją, kurioje man teko dirbti paskutinius metus. Už pokalbius ir visą veiklą, kuri suteikė tiek daug gerų emocijų ir tuo pačiu įkvėpė parašyti šį darbą. Galbūt tik dėka jūsų šis darbas yra toks, koks yra.

Vadovui Ramūnui už visokeriopą pagalbą per visus 4 studijų metus, o ypač už labai vertingas pastabas rašant šį darbą.

Šio darbo konsultantui ir laboratorijos vadovui Arūnui. Be abejonės be jūsų indėlio šis darbas nebūtų išvydęs dienos šviesos. Dėkoju už žinias, kurias įgijau, už perteiktą patirtį mokantis analizuoti ir interpretuoti mokslinius rezultatus.

Juozui, už įdomius ir vertingus pokalbius įvairiomis fizikos temomis. Esu dėkingas už tavo pastabas ir įžvalgas.

Renatai, už šiltą ir draugišką rūpestį bei pagalbą visais klausimais.

Na ir žinoma visam optoelektronikos laboratorijos kolektyvui, kuris vienaip ar kitaip prisidėjo prie šio darbo.