

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Ričardas Norkus

PUSLAIDININKIŲ IR JŲ DARINIŲ TYRIMAS TERAHERCŲ SUŽADINIMO
SPEKTROSKOPIJOS METODU

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Ričardas Norkus

Leista gintis

2018-05-28

Darbo vadovas

Dr. Andrius Arlauskas

Lazerinių tyrimo Centro direktorius

Prof. Dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

Turinys

1. Įvadas	3
2. Literatūros apžvalga.....	5
2.1 Terahercinė spinduliuotė	5
2.2 THz laikinės srities spektroskopija.....	6
2.3 THz-TDS detektavimo principai	8
2.4 Paviršiniai emiteriai.....	11
2.4.1 Paviršinis elektrinis laukas puslaidininkiuose.....	15
2.4.2 Foto-Demberio efektas.....	16
2.4.3 Optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas	17
2.4.4 Anizotropinis fotolaidumas.....	18
3. Eksperimentų metodika ir aparatūra	22
3.1 Femtosekundinis lazeris „Femtosource synergy“.....	22
3.2 Femtosekundinis lazeris „Pharos“ ir optinis parametrinis stiprintuvas „Orpheus“ .	22
3.3 THz- TDS sistemos standai	23
3.3.1 Ti:safyro lazerio azimutinės priklausomybės matavimo stendas.....	23
3.3.2 Spektrinės priklausomybės matavimo stendas.....	25
3.4 Aukštesniųjų slėnių skaičiavimas.....	26
4. Eksperimento rezultatai	27
4.1 InP aukštesniųjų slėnių ir generacijos mechanizmo nustatymas	27
4.2 Laidumo juostos trūkio nustatymas THz sužadavimo spektroskopijos metodu	34
4.3 GaAs _{1-x} Bi _x /GaAs heterosandūros laidumo juostos trūkio nustatymas.....	38
5. Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	43
Literatūra.....	44

1. Įvadas

Terahercinė (THz) spinduliuotė – elektromagnetinių bangų diapazonas, esantis tarp infraraudonosios spinduliuotės ir mikrobangų. Ši sritis buvo žinoma jau seniai, tačiau efektyvių šaltinių ir registravimo sistemų nebuvo iki 20 a. antros pusės. Kadangi THz srityje yra įvairių vibracinių ir rotacinių sugerties linijų, šią spinduliuotę galima pritaikyti saugumo ir nelegalių medžiagų prevencijos srityje [1]. Vis dėlto pagrindine problema išlieka efektyvių, kompaktiškų emiterių bei detektorių nebuvimas šių bangų ruože.

20 a. pabaigoje buvo pradėta tyrinėti generacija iš puslaidininkio paviršiaus [2]. Kadangi generacijos mechanizmai yra labai susiję su medžiagos juostinėmis savybėmis, šių impulsų generaciją galime panaudoti puslaidininkinių medžiagų tyrimams. Šiame darbe naudosime THz sužadinimo spektroskopijos metodiką. Šiuo būdu galime nustatyti puslaidininkinės medžiagos šoninių slėnių padėtys [3]. Šiame darbe nustatysime InP laidumo juostos slėnio padėtį. Kuris yra svarbus parametras kuriant lauko tranzistorius (FET), kvantinius kaskadinius lazerius (*angl. Quantum cascade laser*), bei įvairius kvantinius šulinius (*angl. Quantum wells*).

Tai ne vienintelis prieš tai minėtoms struktūroms reikalingas parametras. Kadangi puslaidininkinės struktūros daromos iš keleto puslaidininkių, jų sandūroje susidaro laidumo ir valentinės juostos trūkiai. Šie du dydžiai gali pasiskirstyti įvairiai bei sudaryti įvairius barjerus elektronams ar skylėms. Šiuo metu egzistuoja nemažai būdų šiam parametrai nustatyti, tačiau dauguma jų yra kontaktiniai arba jų analizė yra sudėtinga ir netiesioginė. Šiame darbe pademonstruosime kad THz sužadinimo spektroskopijos metodu galime nustatyti šį parametą. Konkrečiai nagrinėsime $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x/\text{GaAs}$ heterosandūrose susidariusius juostų trūkius, kurie gali padėti gaminti efektyvesnius prietaisus naudojant šias medžiagas. Taigi šiame darbe bus nustatinėjamos puslaidininkių ir jų struktūrų savybės naudojant THz sužadinimo spektroskopiją.

Tikslas

Naudojantis THz emisijos spektroskopijos metodu ištirti puslaidininkius ir jų darinius, bei nustatyti jų juostinės struktūros parametrus.

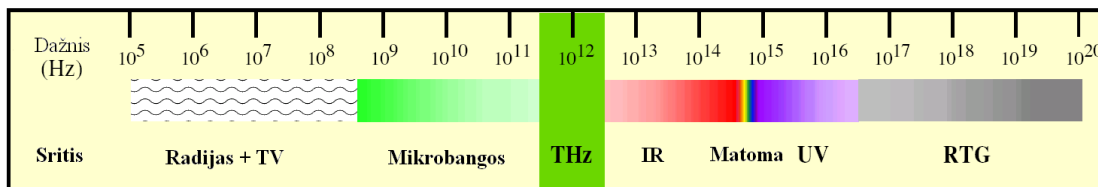
Uždaviniai

1. Išmatuoti THz impulsų amplitudės priklausomybę nuo žadinančio fotono energijos InP ir nustatyti jo šoninę slėnio energiją.
2. Nustatyti generacijos mechanizmus InP kristale.
3. Pritaikyti THz emisijos spektroskopijos metodiką, laidumo juostos trūkiui $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{AlInAs}$ heterosandūroje nustatyti.
4. Nustatyti GaAsBi/GaAs heterosandūros laidumo juostos trūkio energijos priklausomybę nuo bismuto koncentracijos.

2. Literatūros apžvalga

2.1 Terahercinė spinduliuotė

Elektromagnetinių bangų sritis esanti tarp mikrobangų ir infraraudonos spinduliuotės (1 pav.), dažniausiai vadinama THz spinduliuote. Literatūroje dar galima aptikti tokius šios spinduliuotės apibūdinimus, kaip sub-milimetrinė ar tolimoji infraraudonoji sritis. Šios spinduliuotės diapazonas nėra griežtai apibrėžtas. Literatūroje priimtina laikyti, kad THz sritis apima nuo 0,1 iki 10 THz (3 mm-30 μm) [4]. Šis diapazonas intensyviai pradėtas tyrinėti vėliausiai. Nekoherentinius šaltinius tolimojoje infraraudonoje srityje intensyviai tyrinėjo H.Rubensas daugiau kaip prieš šimtmetį. Tačiau didesnio proveržio nebuvo iki septinto dešimtmečio. Tuo metu patobulėję bolometrai ir piroelektrikai padėjo tiksliau detektuoti šią spinduliuotę. Taip pat išrastas lazeris leido atrasti naujus būdus generuoti intensyvesnę terahercinę spinduliuotę [5]. Didelis šuolis plačiajuosčių terahercinių šaltinių ir detektavimo srityje įvyko, kai buvo sukurtas titano safyro lazeris su netiesiniu Kero efektu generuojantis <100 fs impulsus. Šiais buvo galima generuoti plataus spektro THz spinduliuotę.



1 pav. Elektromagnetinių bangų diapazonas [6]

Kadangi THz spinduliuotės panaudojimas gali būti labai įvairus, būtent dėl šios priežasties ir vyksta intensyvūs šios spinduliuotės tyrimai. Vienas iš potencialių THz spinduliuotės taikymų galėtų būti bevielėje komunikacijoje. Kadangi šių bangų dažnis yra didesnis nei mikrobangų, jomis galima perduoti didesnę informacijos kiekį, tikimasi pasiekti >100 Gbit/s. Tačiau iš kitos pusės šios spinduliuotės sklaidimo nuotolį normaliomis sąlygomis riboja stipri vandens garų atmosferoje sugertis [2,11]. Dėl šios sugerties komunikacijai būtų naudojamos elektromagnetinės bangos iki 1 THz. Šis ruožas taip pat turi vandens sugerties linijų dėl to jis skirstomas į keletą dalių, kur galimas panaudojimas skiriamas pagal atstumą nuo 1 m iki 10 km. Kur ilgiausiam atstumam naudojama iki 0,2 THz spinduliuotė, o aukštesnio dažnio taikoma pakankamai nedideliuose atstumuose ir patalpose [8].

Dar viena panaudojimo sritis gali būti palengvintas paveikslų restauravimas. Naudojant THz spinduliuotę galima užregistruoti vaizdą esantį po dažų sluoksnių kuris įprastai yra nematomas.

Tai leistų atkurti pradinis paveikslų eskizus, nustatyti dažų sluoksnius, rasti įvairius defektus drobėje[9],[10], arba padėtų nustatyti paveikslo autentiškumą [11].

Panaudoti šį elektromagnetinių bangų ruožą bandoma medicinoje. Šios spinduliuotės privalumas lyginant su rentgeno spinduliuote yra tai, jog ji nėra jonizuojanti. Taip pat ji yra jautri nedideliems vandens pokyčiams ląstelėse, dėl prieš tai minėtos sugerties. Vienas pritaikymų gali būti akių ragenos stebėjimas ir akių sausėjimo nustatymas [12]. Taip pat atliekama nemažai tyrimų siekiant nustatyti įvairių ląstelių sugerties koeficientus ir lūžio rodiklius. Sukaupus pakankamą informacijos kiekį tai leistu atpažinti vėžines ląsteles [13].

Kadangi dauguma medžiagų, THz srityje yra skaidrios (kaip popierius, oda, įvairus nepermatomi plastikai ir t.t.), šią spinduliuotę būtų galima panaudoti apsaugos srityje, norint matyti paslėptus daiktus, kaip peilius ar ginklus [14]. Verta paminėti, kad daugelis vaistų, narkotikų ir plastikinių sprogmenų turi savo išskirtinius sugerties spektrus THz srityje. Tad labai patrauklus šios spinduliuotės panaudojimas būtų vaistų kokybės kontrolėje ir narkotinių ar plastikinių sprogmenų aptikimo sistemose [1]. Galiausiai THz spinduliuotė galėtų būti taikoma bekontaktei kokybės kontrolei ir vaizdinimui[14], [15].

2.2 THz laikinės srities spektroskopija

Viena pirmųjų mokslininkų dėmesio sulaukusi koherentinės THz spinduliuotės panaudojimo principų buvo THz laikinės srities spektroskopija (*angl. Terahertz time-domain spectroscopy, THz-TDS*). Didelį impulsą šioje srityje davė ir tai, jog buvo sparčiai vystoma femtosekundinių lazerių technologija. Taip atsiradus stabilesniems ultratrumpų impulsų lazeriams ir sparčiai vystantis puslaidininkinėms technologijoms susiformavo ultrasparčioji optoelektronika. Šios srities pradininku galima laikyti D. H. Auston [16]. Jis naudojo ant silicio uždėtas mikrojuosteles, kaip greito atsako antenas. Jos veikė kaip greitas fotojungiklis, su kuriuo buvo kuriami elektromagnetiniai impulsai. Pirmieji darbai kai buvo registruojami impulsai panaudojant greitus fotolaidžius elementus atlikti jau 1981 [17]. Šiame darbe pavyko sugeneruoti ir užregistruoti impulsus, kurių trukmė siekė 25 ps.

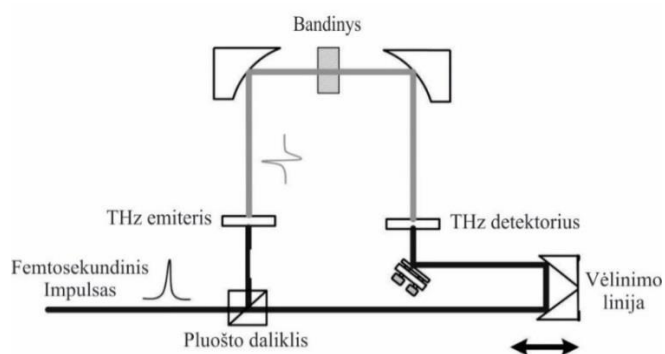
Naudojant femtosekundinius lazerius buvo galima gauti sub-ps trukmės optoelektroninius prietaisus. Kadangi iki tol buvo naudotos mikrojuostelinės linijos, juose didelė įtaka darė dispersija, kuri darydavo signalus, o nuostoliai priklausė nuo naudoto dažnio. Tada Auston ir kt [18] integravo pikosekundinį fotolaidininką su plačiajuoste dipoline antena taip, kad generuojami impulsai būtų skleidžiami laisva erdve. Vis dėl to prieš tai minėto išradimo praktinis

panaudojimas buvo abejotinas, nes laisvoje erdvėje signalas sklido tik 2 mm. Mažas atstumas buvo pasirinktas norint gauti signalą, nes THz spinduliuotė stipriai difraguodavo. Vėliau Fattering ir kt.[19] THz pluošto kolimavimui naudojo hemisferinį safyro lęšiuką, kuris kolimavo gautą spinduliuotę ir padėjo padidinti detektavimo ir generavimo efektyvumą..

Vieni pirmųjų THz laikinės skyros spektroskopijos (*angl. Terahertz time-domain spectroscopy*, THz-TDS) sistemų buvo pritaikyta dujų ir kristalų tyrinėjimam, pirmieji šį pavadinimą pritaikė van Exter ir kt.[7], kurie tyrinėjo vandens garų sugertį šiame diapazone, o Pastor ir kt. [20], nors ir dar nevartojo šios sąvokos, bet naudojo šio metodo principus ir tyrinėjo kvarco ir safyro lūžio rodiklius šiame elektromagnetinių bangų ruože.

Pagrindiniai THz-TDS sistemos privalumai būtų tai, jog vienu matavimu galime išmatuoti medžiagos parametrus plačioje THz srityje. Taip pat galima pasiekti didelį signalo triukšmo santykį, viršijantį 70 dB pagal spektrinę galią. Naudodami šį būdą vienu metu išmatuojame ne tik elektromagnetinio impulso amplitudę, bet ir fazę. Tai gaunama išmatavus spektrus su bandiniu ir be jo. Dėl šios priežasties galime nesunkiai nustatyti medžiagų lūžio rodiklį ir absorbcijos koeficientą visoje spektro srityje. Taip pat, skaidriuose THz srityje medžiagose, galime iš gautų duomenų sužinoti bandinio storį [21].

Principinė THz-TDS schema pateikta 2 pav. Kaip matome pagrindiniai šios sistemos elementai yra lazeris, kuris žadina emiterį ir detektorių, kurie atitinkamai išspinduliuoja ir užregistruoja THz impulsą. Taip pat vienoje iš šakų yra vėlinimo linija, kuri kontroliuoja vėlinimą tarp THz impulso ir detektorių žadinančio optinės spinduliuotės. Dažniausiai nukreipti terahercinį impulsą naudojami paraboliniai veidrodžiai dėl to, jog jose nepasireiškia įvairios aberacijos būdingos lęšiams. O tai yra svarbu, nes THz impulsas yra gan plataus spektro. Dažniausiai dėl mažų signalų registravimui naudojamas sinchroninis stiprintuvas (*angl. lock-in amplifier*).



2 pav. Principinė THz-TDS schema pralaidumo geometrijoje [22]

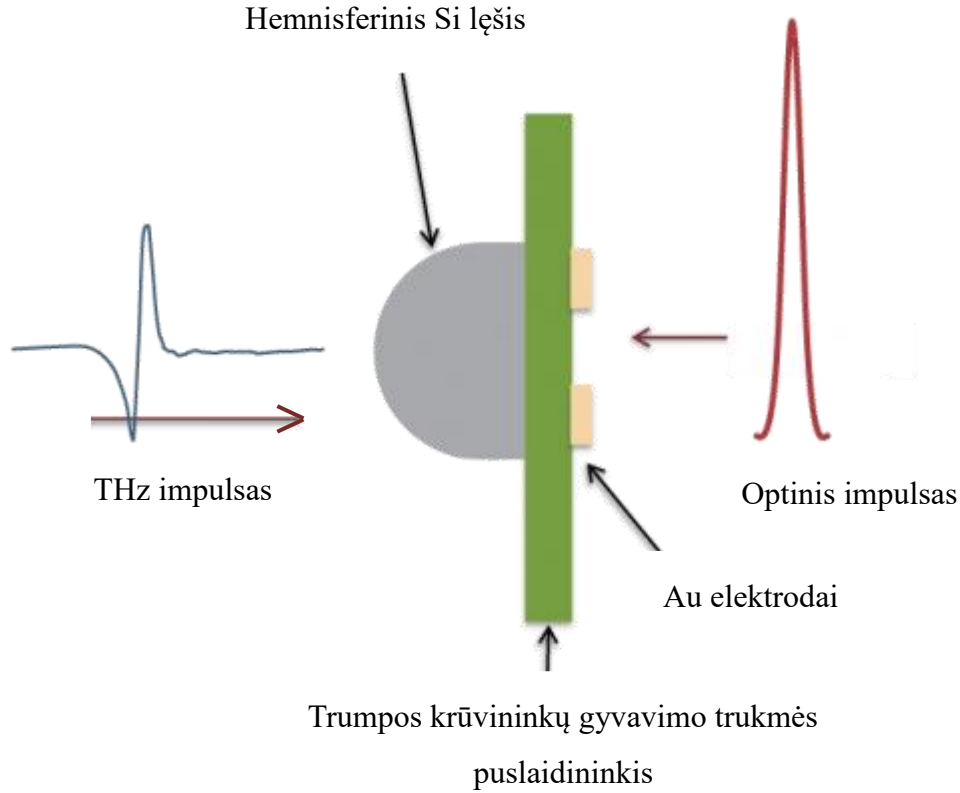
THz-TDS sistemose THz impulsų generacijai naudojami būdai skirstomi į srovės ir netiesinių efektų. Srovės efektais paremti emiteriai: fotolaidžios antenos [18], paviršiniai emiteriai [2]. Netiesiniais optiniais efektais paremti emiteriai: generacija iš netiesinių kristalų, pvz. ZnTe [23], organinių netiesinių kristalų, kaip DAST(4-N,N-dimethylamino-4'-N'-methylstilbazolium tosylate) [24], ore sukurtos plazmos[25],.

Tarp detektorių būtų galima paminėti fotolaidžias antenas [19]. Šio detektavimo principai paaiškinti tolimesniame skyriuje. Taip pat detektuojama naudojant ZnTe kristalus [26] kurie detektuoja dėl elektrooptinio reiškimo, t.y. kai THz spinduliuotė yra kaip pastovus elektrinis laukas optiniam impulsui, vyksta vadinamasis Pokelso efektas. Dėl jo lazerio poliarizacija yra pakeičiama iš tiesinės į eliptišką ir šis pokytis matuojamas naudojant Volastono prizmę. Tačiau naudojant šį būdą norint detektuoti platesnį dažnių diapazoną reikia kuo plonesnių kristalų, jog grupinių greičių dispersija nedarytų per didelės įtakos. Taip pat THz impulsai gali būti registruojami ore sugeneruota plazma [27].

2.3 THz-TDS detektavimo principai

Signalų registravimas yra THz – TDS sistemos pagrindas. Šiose sistemose yra naudojami įvairūs detektavimo metodai minėti anksčiau. Plačiau aptarsime fotolaidžių antenų detektavimo principus.

Fotolaidūs detektoriai yra gaminami iš puslaidininkių, kurių pagrindinė savybė yra maža krūvininkų gyvavimo trukmė. Šio prietaiso pagrindinės dalys (3 pav.) yra minėtas puslaidininkis, silicio lęšis, kuris fokusuoja THz impulsą į keletos mikrometrų dydžio dipolinę anteną. Ši koncentruoja spinduliuotės elektrinį lauką tarp elektrodų [28]. Iš kitos detektoriaus pusės fotolaidi antena apšviečiama sufokusuotu femtosekundiniu lazerio impulsu.



3 pav. Fotolaidaus detektoriaus schema

Lazerio spinduliuotė, kurios trukmė yra τ_{imp} , generuoja laisvus krūvininkus puslaidininkyje. Šių krūvininkų gyvavimo trukmė yra τ_e . THz impulsas savo elektriniu lauku veikia elektronus (skylių indėlio nepaisome dėl mažo jų judrio) ir kuria srovę [29]:

$$j(t, \tau) = \int I(t - t', \tau_{imp}) en(t') v(t', \tau) dt', \quad (1)$$

čia $I(t, \tau_{imp})$ – lazerio intensyvumo skirstinys, τ – vėlinimas tarp optinio ir THz impulsų, kuris kinta keičiant vėlinimo linijos padėtį, $n(t)$ – elektronų koncentracija, $v(t, \tau)$ – krūvininkų greitis, e – elektrono krūvis.

Krūvininkų koncentracijos dinamika sužadinus puslaidininkį dirako $\delta(t)$ tipo funkcija aprašome [30]:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{n(t)}{\tau_e} + \delta(t), \text{ tai } n(t) = \begin{cases} e^{-t/\tau_e} & \text{kai } t > 0 \\ 0 & \text{kai } t < 0 \end{cases} \quad (2)$$

Krūvininkų greičio kitimą galime aprašyti diferencialine lygtimi:

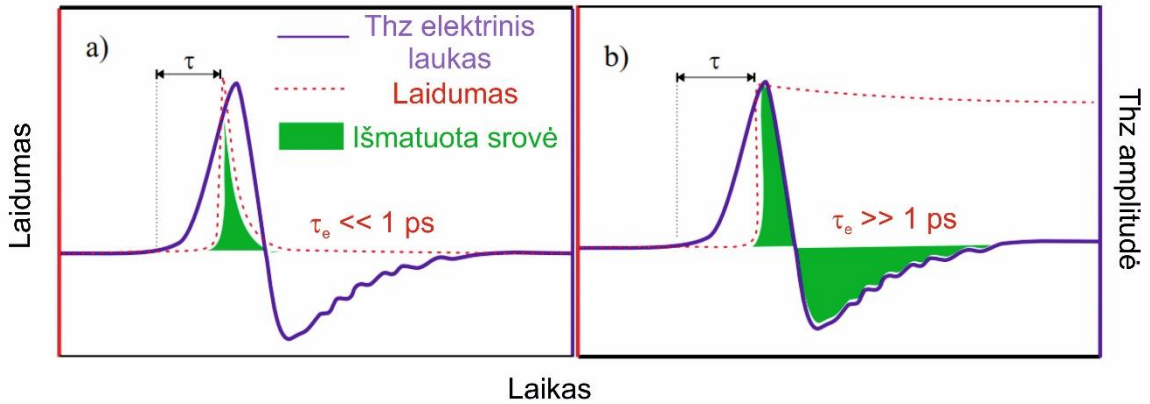
$$\frac{dv(t, \tau)}{dt} = -\frac{v(t, \tau)}{\tau_p} + \frac{e}{m^*} E_{THz}(t + \tau), \quad (2)$$

čia τ_p – elektronų impulso praradimo trukmė, m^* - elektronų efektinė masė. Dažniausiai matuojamas srovės kitimas yra spartus, o pati srovė nedidelė, dėl to naudojami sinchroniniai stiprintuvai, kurie matuoja suvidurkintą srovės vertę:

$$\overline{j(\tau)} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} j(t, \tau) dt, \quad (3)$$

čia T – lazerio impulsų pasikartojimo periodas. Taip randama ši srovė prie skirtingų vėlinimo linijos padėčių ir išmatuojamas THz impulsas. Pagal tai kokia yra krūvininkų gyvavimo trukmę galima skirstyti detektorius į tiesioginio detektavimo ir integruojančius. Pirmieji gaminami iš medžiagų kuriose krūvininkų gyvavimo trukmės yra gerokai trumpesnės už THz impulso trukmę. Dėl šios priežasties yra matuojama momentinė THz impulso vertė, o visas THz impulsas užregistruojamas keičiant vėlinimą τ (4 pav. a). Matuojame THz impulso elektrinio lauko amplitudę esančia ties pasirinkta vėlinimo linijos padėtimi:

$$E_{THz}(\tau) \propto I(\tau), \quad (4)$$



4 pav. Tiesioginio (a) ir integruojančio (b) detektoriaus tipo pavyzdys. Tiesi linija – THz impulso forma, punktyrinė – puslaidininkinės medžiagos laidumo dinamika, Užtušutas plotas – išmatuota srovė [31]

Jei nagrinėsime detektorius, kuriuose krūvininkų gyvavimo trukmė yra daug ilgesnė nei THz impulso, tada krūvininkai nespėja rekombinuoti, dėl to matuojame visą THz impulso sukurtą srovę (4 pav. b), t.y. srovė bus integruotas THz elektrinis laukas:

$$I(\tau) \propto \int_{\tau}^{\infty} E_{THz}(t) dt, \quad (5)$$

Tokiu atveju THz impulsą gauname diferencijuojant užregistruotą srovę:

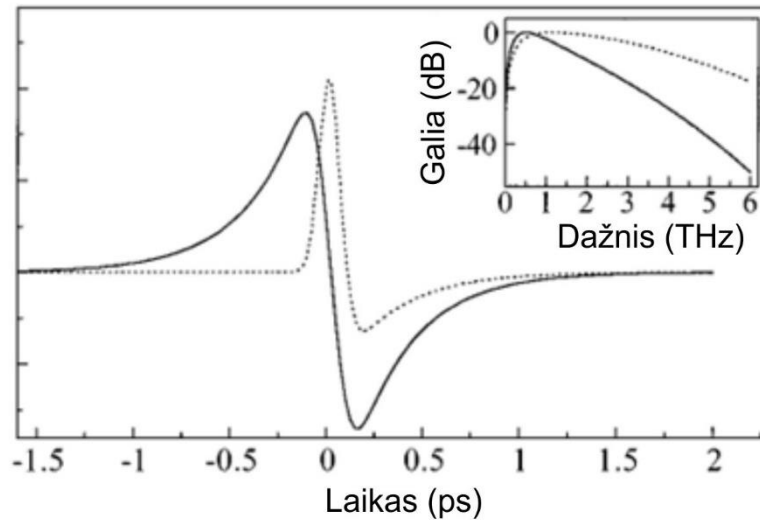
$$E_{THz}(t) \propto \frac{dI(\tau)}{d\tau}, \quad (6)$$

Tokiu būdu keisdami sužadavimo impulso padėtį taip pat galime išmatuoti Thz impulso formą. Kaip matyti iš (5) ir (6) spektro pločiui šis būdas įtakos nedaro. Tačiau šiuo atveju signalo triukšmo santykis yra daug didesnis lyginant su tiesioginiais [31].

Realiu atveju išmatuota srovė yra krūvininkų koncentracijos ir THz impulso sąsuka:

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

THz-TDS sistemose yra naudojamos medžiagos turinčios krūvininkų gyvavimo trukmę mažesnę už THz impulsą, tačiau ji nėra pakankamai maža. Dėl to reikėtų spręsti (7) lygtį norint gauti tikslią THz impulso formą. Tačiau dažniausiai tiksli $n(t)$ priklausomybė nėra žinoma. Dėl to darome prielaidą, jog matavimas yra tiesioginis. Tai lemia, jog užregistruoto impulso forma skiriasi nuo realios impulso formos, taip pat tai pakeičia ir matuojamą THz spektrą (5 pav.).



5 pav. Apskaičiuota THz impulso amplitudę (pagrindinis grafikas) ir spektrai (grafikas išpjovoje) tolimajame lauke, taškuota linija vaizduoja išspinduliuotą impulsą ir jo spektrą, o vientisa linija vaizduoja užregistruotą impulsą ir spektrą. Skaičiavimuose naudota: lazerio impulso trukmė – 120 fs, impulso relaksacijos trukmė – 30 fs, detektoriaus krūvininkų gyvavimo trukmė – 300 fs.[29]

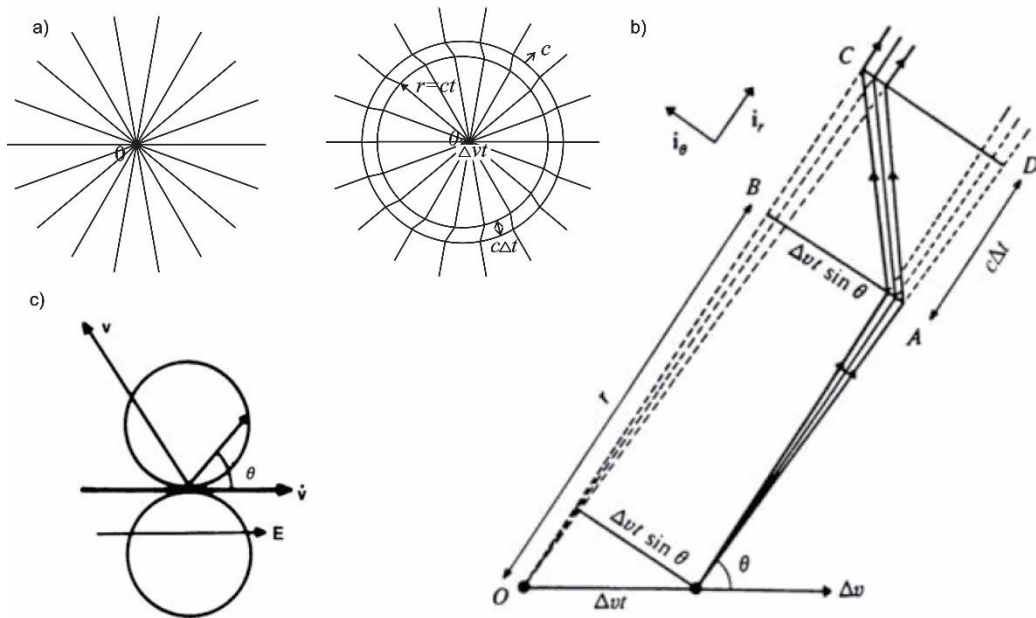
Šiuo būdu matuojamam THz spinduliuotės spektrui įtaka turi lazerio spinduliuotės impulso trukmė, naudojama puslaidininkinė medžiaga bei jos sugertis THz srityje, iš kurios pagamintas detektorius, krūvininkų gyvavimo trukmė, optiniai fononai.

2.4 Paviršiniai emiteriai

THz impulsų generavimas nuo puslaidininkinio paviršiaus yra gana paprastas generacijos metodas, nes užtenka puslaidininkinio paviršių apšviesti femtosekundiniais lazerio impulsais. Spartūs procesai vykstantys medžiagoje nulemia plataus spektro pločio THz impulso išspinduliavimą. Paviršiniams emiteriams svarbus krūvininkų judris, lazerinės spinduliuotės bangos ilgis, šiek tiek krūvininkų gyvavimo trukmė. Paviršiniai emiteris įprastai pasižymi prastesniu generavimo efektyvumu lyginant su fotolaidžiomis antenomis.

Generacija iš puslaidininkio paviršiaus vyksta dėl sužadintų krūvininkų dinamikos. Aprašant krūvio judėjimą su pagreičiu klasikiniu metodu yra sprendžiamos Maksvelo lygtys, bei skaičiuojami magnetinio ir elektrinio lauko pokyčiai toli nuo krūvio. Tačiau panaudosime J.J. Thompsono taikytą būdą įvertinti spinduliuojamą elektromagnetinę bangą [32].

Tarkime, kad turime krūvį q , kuris yra stacionarus taške O pradiniu laiko momentu $t = 0$. Tada jį pagreitiname greičiu Δv per laiko tarpą Δt . 6 a) pav. pavaizduota pradinė ir po laiko t krūvio padėtis, bei jo kuriamos elektrinio lauko linijos. Kadangi laukas kinta šviesos greičiu tai po laiko t , pakitęs laukas bus už spindulio $r = ct$, tačiau už jo jis nesikeis, nes informacija nebus perduodama greičiau už šviesos greitį. Dėl to susidarys žiedas $c\Delta t$, kuriame sujungiamo neapibrėžtas elektrinio lauko linijas. Čia matome, kad geometriškai atsiranda kitos krypties laukas, nukreiptas i_θ kryptimi.



6 pav. a) krūvio kuriamos elektrinio lauko linijos prieš jo judėjimą ir iškart po jo, b) priartintos elektrinio lauko linijos, c) Krūvininko judančio su pagreičių spinduliuojamos elektromagnetinės bangos pasiskirstymas kampo θ atžvilgiu [32]

Norėdami nustatyti elektrinio lauko stiprį panaudosime 6 b) pav. Jame pavaizduotas supaprastintas kelių elektrinio lauko linijų pokytis $c\Delta t$ srityje. Taip pat laikome, jog Δv yra mažas, t.y. $\Delta v \ll c$, dėl to laikome, kad elektrinio lauko linijos yra radialinės ne tik stacionarioje padėtyje, bet ir laiku t . Žiede $c\Delta t$, sujungus linijas galime skaičiuoti elektrinio lauko stiprį E_θ , kaip per jį pereinančių elektrinio lauko linijų skaičius į ploto vienetą. Tada iš 6 b) pav. geometrijos gauname išraišką:

$$\frac{E_{\theta}}{E_r} = \frac{\Delta v t \sin \theta}{c \Delta t}. \quad (8)$$

Čia E_r gauname iš Kulono dėsnio,

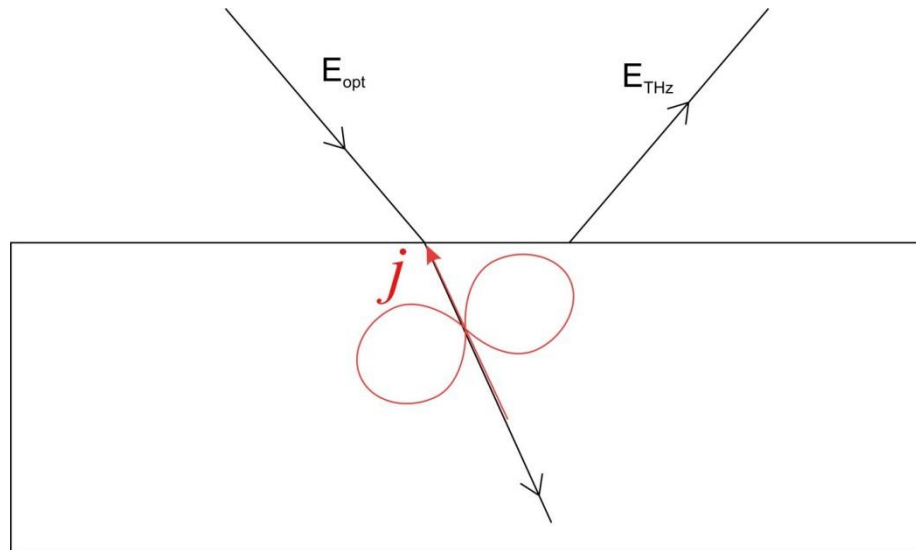
$$E_r = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r c^2}, \text{ kur } r = ct, \quad (9)$$

Tada

$$E_{\theta} = \frac{q|a|\sin\theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}. \quad (10)$$

čia $|a| = \Delta v / \Delta t$ yra krūvininko pagreitis. Taigi galime padaryti keletą išvadų, jog kuriama elektromagnetinė banga yra poliarizuota. Iš polinių koordinatų sistemos grafiko 6 c pav, matome jog elektrinis lauko stipris kinta $\sin\theta$ dėsningumu, o galia $\sin^2\theta$, kur θ yra kampas tarp pagreičio vektoriaus ir spinduliuotės krypties. Iš to matome, jog pagreičio kryptimi elektromagnetinė banga nespinduliuojama, o efektyviausiai generuojama 90° kampu. Skersinio elektrinio lauko stipris E_{θ} yra proporcingas krūvininko pagreičiui.

THz spinduliuotės emisija iš puslaidininkio paviršiaus yra nulemta elektronų kinetikos, nes įprastai skylių masė yra visa eile didesnė. Šių judėjimas su pagrečiu kuria kintamą srovę. Ši yra priešingos krypties nei elektronų judėjimas. Tai lemia elektromagnetinės spinduliuotės impulso spinduliavimą iš paviršiaus (7 pav.).



7 pav. Optinės spinduliuotės sužadintos fotosrovės kuriamo dipolio spinduliavimo kryptis

Impulsas spinduliuojamas statmenai kintamai srove, dėl to puslaidininkio paviršius yra apšviečiamas kampu (7 pav.), nes. tai lemia didesnę THz spinduliuotės išstrūką iš medžiagos. Dėl geometrijos patogumo dažniausiai paviršius apšviečiamas 45° laipsniu kampu.

THz spinduliuotė gali būti nulemta rezonansinio sužadavimo, kai sukuriami laisvi krūvininkai ir jų kintamas judėjimas sukuria kintama srovę, kuri kuria THz diapazono elektromagnetinę bangą. Taip pat įtaką gali daryti nerezonansinis sužadavimas, šiuo atveju elektronai svyruoja atome ir jų kintami svyravimai gali lemti THz spinduliavimą. Dėl to bendra THz lauko stiprio išraiška[33]:

$$E_{THz} = -\frac{S}{c^2 R} \int_0^\infty \left(\frac{\partial j}{\partial t} + \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \right) dz, \quad (11)$$

čia c – šviesos greitis vakuume, R – atstumas nuo sužadinto puslaidininkio, S – paviršiaus plotas apšviestas lazerio spinduliuote, j ir P – atitinkamai fotosrovės ir netiesinės poliarizacijos komponentai THz spinduliuotės poliarizacijos kryptimi.. Tuo pačiu apšviestas puslaidininkio paviršius plotas lemia spinduliuotės kryptingumą. Jei optinė spinduliuotės apšviečiamas paviršiaus plotas yra daug didesnis nei generuojamos THz spinduliuotės bangos ilgis. Ši sklis beveik identiška optinio impulso kryptimi atspindžio ir pralaidumo geometrijoje. Nes kitomis kryptimis vyks destruktivi interferencija. Jei plotą mažinsime ir jis taps artimas ar mažesnis THz bangos ilgiui. Tada THz spinduliuotės destruktivi interferencija turės mažesnę įtaką. Tai lems artimą taškiniam šaltiniui spinduliavimą [34].

Kintamas elektronų ar dipolių judėjimas gali atsirasti dėl srovės efektų kaip foto-Demberio efektas ar paviršinis elektrinis laukas, dėl netiesinių efektų kaip optinis lyginimas (OR), elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas (EFIOR) ar anizotropinis fotolaidumas. Galima paminėti ir spinduliavimą iš gardelės virpesių (koherentinių fononų), kurios metu gaunama elektromagnetinė banga virpanti fonono dažniu [35]. Priklausomai nuo puslaidininkinės medžiagos gali dominuoti skirtingi THz generavimo mechanizmai, kurių dažnai būna ne vienas. Tad matuojant THz spinduliuotės emisiją iš puslaidininkio paviršiaus nėra paprasta identifikuoti dominuojančius efektus.

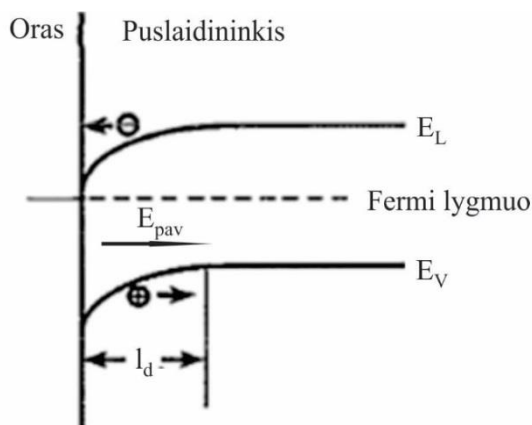
Pagrindiniai paviršinių emiterių privalumai lyginant su fotolaidžiomis antenomis būtų tai, jog nėra naudojama išorinė įtampa, galima padidinti spinduliuotės intensyvumą naudojant magnetinį lauką [36], bei šiuo būdu puslaidininkinės medžiagos pramušimo slenkstis yra didesnis. Taip pat gaunamų impulsų forma nepriklauso nuo įtampos fliktuacijų.

Vėlesniuose skyriuose bus apžvelgti fizikiniai mechanizmai, kurie nulemia THz emisiją iš puslaidininkio paviršiaus, kai jie apšviečiami femtosekundiniais lazerio impulsais.

2.4.1 Paviršinis elektrinis laukas puslaidininkiuose

Puslaidininkių medžiagų paviršiuje dėl nutrauktų ryšių, kurie iš dalies kompensuojami prisijungiant priemaišinius atomus (deguonis, azotas ir kt.), draustinių energijų juostoje atsiranda daugybė papildomų būsenų. Tas būsenas užpildo savieji krūvininkai, kurie suformuoja paviršinį elektrinį lauką (8 pav.). Šio lauko stiprumas priklauso nuo puslaidininkio legiravimo [2]. Kai šį paviršių apšviečiame spinduliuote, kurios kvanto energija didesnė už draustinės juostos tarpą, sugeneruojame skylių ir elektronų poras – nepusiausvyruosius krūvininkus. Šie yra greitinami arba lėtinami esančio elektrinio lauko ir tai kuria kintančią laikę elektros srovę. Ši gali būti efektyvus terahercinės spinduliuotės šaltinis.

Susidariusios fotosrovės impulso užaugimo laiką lemia žadinančio lazerinio impulso trukmė, o gesimo trukmę nulemia krūvininkų lėkio elektriniame lauke laikas. Dažniausiai juostos išlinksta priešingai n ir p tipo puslaidininkiuose, tai lemia ir susidariusio elektrinio lauko kryptį. Dėl to skirtingai legiruotų puslaidininkių paviršiai kurs skirtingos fazės THz impulsus kurių skirtumas 180° [37].



8 pav. Juostinė puslaidininkio struktūra arti paviršiaus ir krūvininkų judėjimo kryptis apšvietus lazerio spinduliuote [37]

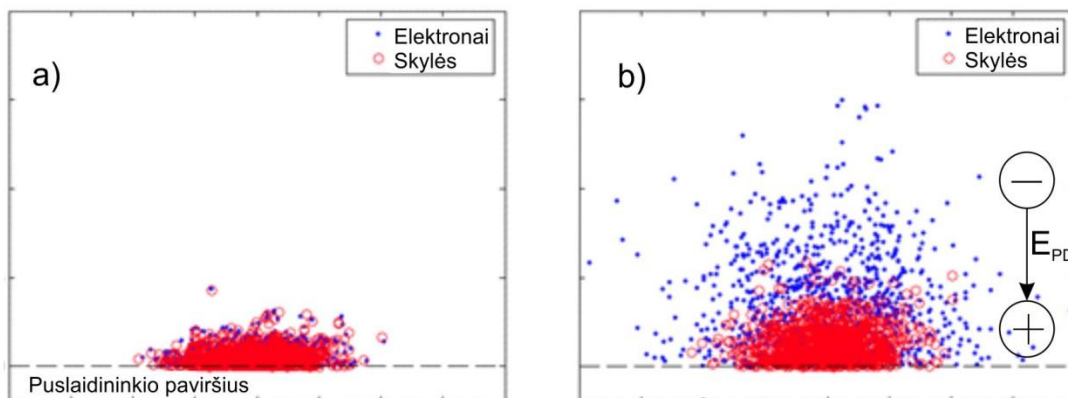
Žadinant puslaidininkį femtosekundinę lazerio spinduliuote vyksta balistinis elektronų judėjimas nuo paviršiaus dėl optinės spinduliuotės jiems suteikto judesio kiekio impulso. 8 pav. pavaizduoto atveju laukas yra nukreiptas nuo paviršiaus. Dėl to elektronai bus stabdomi tai lems kintamą jų judėjimą, bei elektromagnetinės bangos spinduliavimą.

THz impulso emisija nuo skirtingų puslaidininkių paviršių gali skirtis tiek impulso amplitudė, tiek ir forma. Amplitudė priklausys nuo paviršinio elektrinio lauko dydžio, lazerinės spinduliuotės sugerties ir krūvininkų judrio [37].

2.4.2 Foto-Demberio efektas

Žadinant puslaidininkio paviršių fotono energija didesne, nei draustinių energijų juostos tarpas, krūvininkai įgauna kinetinės energijos. Kadangi skylių ir elektronų judriai yra skirtingi, jų judėjimo greičiai irgi bus skirtingi. Tai lemia lokalų krūvių persiskirstymo gradientą. Dėl to susidaro Demberio elektrinis laukas.

Pagrindinės susidariusio elektrinio lauko priežastys yra skirtingi skylių ir elektronų difuzijos koeficientai. Daugelyje puslaidininkių elektronų difuzijos koeficientas yra didesnis už skylių. Tai lems elektronų spartesnį judėjimą į puslaidininkio tūrį lyginant su skylėmis (9 pav. a). Taip susidarę teigiamas ir neigiamas krūvio centrai juda skirtingu greičiu nuo paviršiaus. Po kurio laiko atsiskyre krūvininkai ima kurti savo elektrinį, kuris ima stabdyti jų atsiskyrimą – srovė ima mažėti. Tai lemia kintamos srovės atsiradimą, kuris lemia THz spinduliuotės emisiją.



9 pav. Krūvininkų padėtis laiko metu $t=0$, po fotosužadavimo (a), Elektronų ir skylių padėtis po sužadavimo praėjus laikui t (b), šone parodyta susidariusio lauko kryptis.[38]

Susidariusio foto-Demberio lauko stiprumas priklauso nuo draudžiamųjų energijų tarpo ir žadinančios spinduliuotės energijos kvanto energijos skirtumo. Dėl to didesnis laukas susidaro žadinant siauratarpius puslaidininkius su titano safyro lazeriu, kada galima pasiekti iki 1 eV perteklinę energiją. Tačiau puslaidininkiuose elektronus sužadinus su didele pertekline energija galima pasiekti slėnius, kuriuose elektronų efektinė masė išauga. Tai lemia THz generacijos efektyvumo sumažėjimą [39].

Taip pat galima paminėti, jog sukurtas elektrinis laukas visada bus nukreiptas ta pačia kryptimi, nepaisant legiravimo. Tai vienas pagrindinių skirtumų lyginant su paviršiniu elektriniu lauku.

Demberio įtampa U_d yra proporcinga karštų elektronų temperatūrai T [40]:

$$U_D = \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{n_0 b + p_0} \right) \quad (12)$$

čia b – elektronų ir skylių judrių santykis, Δn – fotosužadintų krūvininkų tankis, n_0 ir p_0 atitinkamai pusiausvyrų elektronų bei skylių tankis. Vadinasi, mažinant lazerio bangos ilgį ir didėjant fotosužadintų elektronų pertekliniai energijai bei temperatūrai, didėja ir U_D . Tačiau vien didinti perteklinę energiją ir rasti medžiagas, kur skylių ir elektronų judrių skirtumas yra didelis neužtenka, nes turint dideles energijas gali prasidėti tarpslėninė sklaida. Joje didėja elektronų efektinė masė kas lemia mažesnio elektrinio lauko, o tuo pačiu ir THz spinduliuotės dydį.

Tačiau daugelyje paviršinių emiterių stebimas THz spinduliuotės priklausomybė nuo azimutinio kampo. Šios priklausomybės negalima paaiškinti nei paviršiniu lauku, nei foto-Demberio lauko efektu.

2.4.3 Optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas

Tyrinėjant THz impulsų generacija nuo puslaidininkių paviršiaus buvo pastebėta, kad kai kuriose medžiagose THz impulsų amplitudė priklauso nuo kristalografinės plokštumos orientacijos žadinančio impulso poliarizacijos atžvilgiu. Šiuo metu egzistuoja keli mechanizmai aiškinantys šias priklausomybes.

Vienas iš šių efektų gali būti netiesinis optinio lyginimo efektas. Skirtingai nei prieš tai aprašytuose srovės efektuose, šiuo atveju THz spinduliuotę lemia netiesinės poliarizacijos narys. Elektrono judėjimas atome, lemia dipolio atsiradimą, kurio kintamas pokytis yra THz šaltinis.

Necentrosimetrinėse medžiagose netiesinė poliarizacija P yra išreiškiama taip:

$$P = \chi^{(2)} E E^* + \chi^{(3)} E E^* F; \quad (13)$$

čia E - lazerio spinduliuotės elektrinis laukas, $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ – atitinkamai antros ir trečios eilės netiesinio elektrinio jautrio tenzoriai, F – paviršinis elektrinis laukas. Pirmasis narys aprašo tūrinį optinio lyginimo efektą (OR). Antrasis narys turintis F elektrinį lauką – indukuotą optinį lyginimą (EFIOR). Paviršinis elektrinis laukas gali būti puslaidininkio paviršiuje dėl jau minėtų priežasčių (2.4.1 skyrius). Taip pat gali būti dėl erdvinio fotosužadintų krūvininkų atskyrimo.

Optinį lyginimą galime įsivaizduoti kaip skirtuminio dažnio generacija tarp skirtingų impulso komponentų. Ši generacija sukuria naujus dažnius THz srityje.

Tokia generacija vyksta medžiagose su necentrosimetriniu potencialo pasiskirstymu. Jei puslaidininkis yra centrosimetrinis, šio efekto neturėtų būti, tačiau azimutinė priklausomybė

atsiranda ir tokiose medžiagose. Pavyzdžiui šis reiškinys yra stebimas germanyje (kurio $\chi^{(2)} = 0$). Šiuo atveju už netiesinį efektą atsakingas yra $\chi^{(3)}$. Tai aiškinama tuo, jog paviršiuje esantis elektrinis laukas F deformuoja kristalo gardelę ir pakeičia paviršiuje esantį kristalo potencialą, o tai lemia, jog efektyvus netiesinis antros eilės elektrinis jautris tampa nelygus nuliui [41].

Kadangi netiesiniai elektriniai jautriai yra anizotropiniai dydžiai, t. y. skirtingomis kryptimis įgyja skirtingas vertes, todėl priklausomai nuo optinio impulso poliarizacijos orientacijos kristalinės gardelės atžvilgiu kinta ir THz impulso amplitudė. Dėl to atsiranda azimutinė priklausomybė. Šios azimutinės priklausomybės gali leisti atskirti OR ir EFIOR efektus, kadangi turi skirtingo periodiškumo priklausomybes. Cinko blizgučio (*angl. zinc-blende*) kristalo gardelės azimutinės priklausomybės pateiktos 1 lentelėje.

1 lentelė. THz amplitudės azimutinio kampo priklausomybė generuojant p poliarizacijos optine spinduliuote iš Cinko blizgučio gardelės kristalo. Pirmame stulpelyje pažymėta paviršiaus kristalografinė plokštuma, A ir B dydžiai neturintis priklausomybės nuo azimutinio kampo [42].

	E_s^{OR}	E_p^{OR}	E_s^{EFIOR}	E_p^{EFIOR}
(100)	$B\sin(2\varphi)$	$B\cos(2\varphi)$	0	A
(110)	$B(\cos(\varphi)+\cos(3\varphi))$	$B(\sin(\varphi)+\sin(3\varphi))$	$B\sin(2\varphi)$	$A+B\cos(2\varphi)$
(111)	$B\sin(3\varphi)$	$A(B-\cos(3\varphi))$	$B\sin(3\varphi)$	$A-B\cos(3\varphi)$

2.4.4 Anizotropinis fotolaidumas

Apšviesdami puslaidininkį spinduliuote, kurios kvanto energija yra didesnė už draudžiamųjų energijų tarpą, pasireiškia kitas netiesinis efektas, kuris yra susijęs su medžiagos fotolaidumu. Bendru atveju, III-V puslaidininkiams, susidariusią fotosrovę galima užrašyti pavidalu [43]:

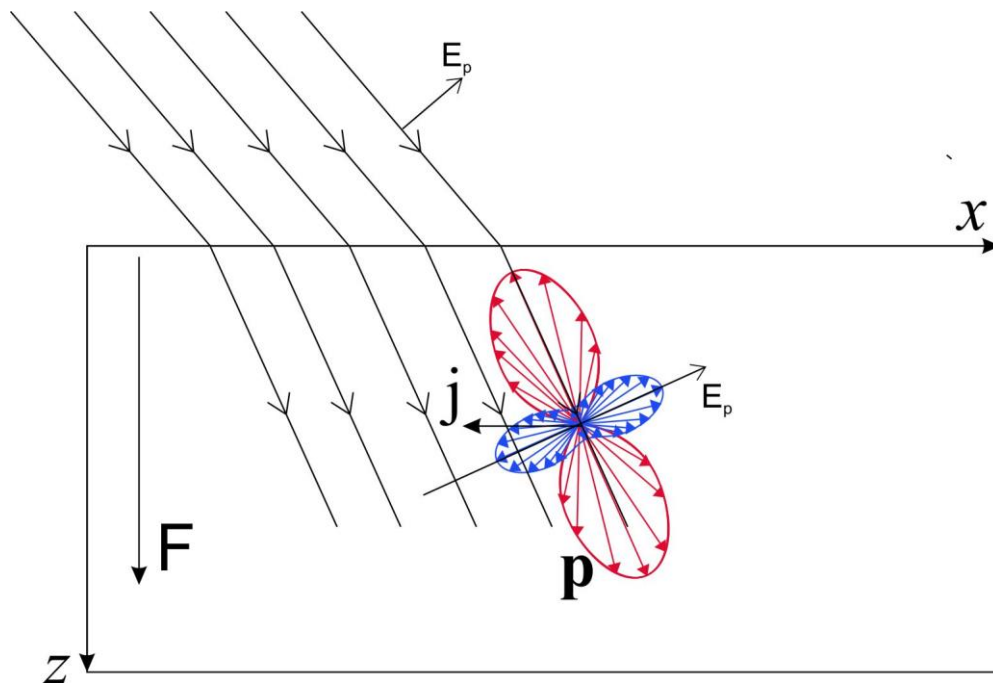
$$j = \alpha F E^2 + \beta E (F \gamma E) + \gamma (F_x E_x^2 \hat{x} + F_y E_y^2 \hat{y} + F_z E_z^2 \hat{z}), \quad (14)$$

čia $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ – vienetiniai vektoriai pagrindinėms kristalografinėms ašims, koeficientai α, β, γ išreikšti per nenulinius laidumo tenzorius: $\sigma_{zzzz}, \sigma_{zzxx}$ ir σ_{zzxz} , $\alpha = \sigma_{zzxx}$, $\beta = 2^* \sigma_{zzxz}$, $\gamma = \sigma_{zzzz} - \sigma_{zzxx} - 2^* \sigma_{zzxz}$, F – paviršinis elektrinis laukas, E – elektromagnetinės spinduliuotės su dažniu ω elektrinis laukas. Iš čia seka, kad pats fotolaidumas kaip netiesinis efektas gali būti anizotropinis.

Dėl kristalo simetrijos šio efekto sąlygotos azimutinės priklausomybės yra to pačio periodiškumo kaip ir prieš tai aprašyti OR ir EFIOR efektai [43].

Kai žadinama tiesiškai poliarizuota šviesa elektronai iš sunkių ir lengvų skylių yra sužadunami su skirtingais judesio kiekiais. Iš sunkių skylių juostos sužadinti elektronų impulsai pagrinde yra orientuoti lūžusio optinio pluošto kryptimi. Žadinant iš lengvųjų skylių juostos impulsai pagrinde yra nukreipti statmenai lūžusiam pluoštui (10 pav.) [44]. Kadangi elektronų sužadintų iš lengvųjų skylių yra gerokai mažiau jų įtakos nepaisysime.

Esant simetriškam elektronų impulso pasiskirstymui, kaip parodyta 10 pav., suminė kintama srovė puslaidininkio paviršiuje yra lygi nuliui, nes elektronų impulsų skirstinys yra simetriškas. Tačiau jei sužadavimo vietoje yra elektrinis laukas, kuris 10 pav. pažymėtas F , viršutinės aštuoniukės dalies elektronai bus greitinami, o apatinės dalies esantys elektronai bus lėtinami. Taip atsiranda nekompensuota srovė, kuri yra lygiagreti elektriniam laukui puslaidininkyje. Ši srovė nepriklauso nuo azimutinio kampo orientacijos, nes sukant kristalą aplink paviršiaus normalę, fotosrovės kryptis gardelės atžvilgiu nesikeičia. Taip vyksta, kai žadinama su nedideliu intensyvumu ar artima draustinių energijų tarpui fotono energija.

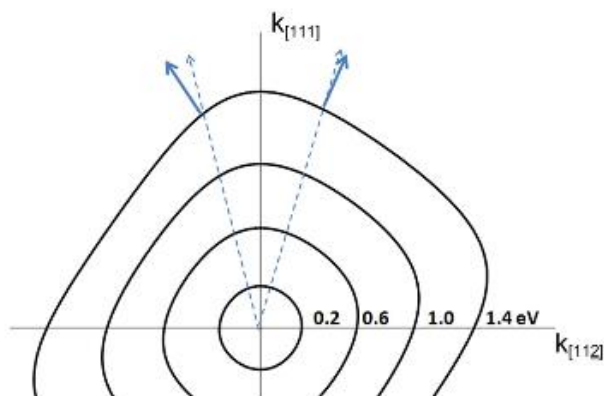


10 pav. Sužadintų elektronų judesio kiekio kryptis sužadinus elektronus iš sunkiųjų skylių ir lengvųjų skylių [43]

Siauratarpiuose puslaidininkiuose, kaip InAs ir InSb elektronai yra žadinami keletą kartų didesne kvanto energija, nei draudžiamųjų energijų tarpas. Tokie elektronai patenka į neparabolinę laidumo juostos sritį, t.y. skirtingai sužadintose laidumo juostos srityse efektinė

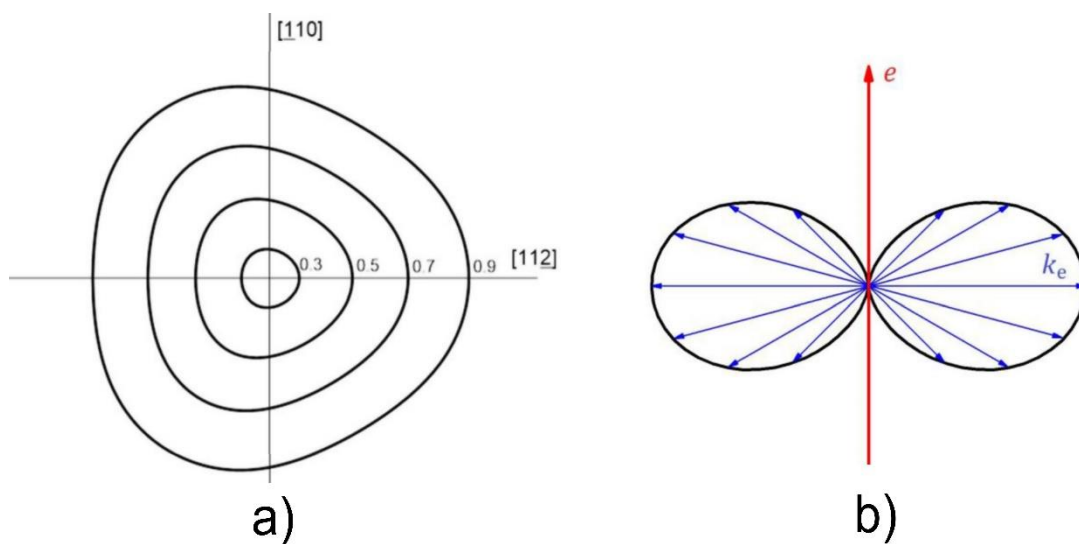
masė skirsis. 10 pav. pavaizduoti elektronų impulsai po sužadavimo, šiuo atveju z kryptimi judantys elektronai greitinami arba lėtinami elektrinio lauko priklausomai nuo jų judėjimo krypties. Tačiau elektrinis laukas nedarys poveikio x kryptimi nukreiptiems elektrono impulsams. Kadangi x kryptimi lauko nėra, šia kryptimi impulsas nepasikeis. Bet dėl prieš tai minėto masės pokyčio elektronų, kurie yra lėtinami elektrinio lauko, masė sumažės, o tai lems didėjantį jų greitį. Tuo tarpu elektronai, kurie yra greitinami z kryptimi turės didėjančią masę, kas lems jų greičio mažėjimą x kryptimi. Dėl šio greičių skirtumų atsiras nekompensuota kintama srovė (10 pav. j), kuri bus THz impulso šaltinis [43].

Nagrinėjant situaciją, kai pastovaus elektrinio lauko nėra pasireiškia efektai apspręsti izoenergetinio paviršiaus gofruotumo. Cinklo blizgučio kristalinės gardelės atveju yra stebimas statmenos pridėtam laukui fotosrovės atsiradimas [43]. 11 pav. pavaizduotas izoenergetinio paviršiaus pjūvis lygiagrečiai (110) plokštumai. Iš čia matyti, jog esant didelėms optinio impulso kvanto energijoms izoenergetinis paviršius tampa nesimetriškas ir nukrypsta nuo sferinio artinio esančio arti Γ slėnio. Kadangi fotosužadinti elektronai turi skirtingus k vektorius, o greičio kryptis visada yra statmena izoenergetiniam paviršiui, tai lemia, srovės atsiradimą 11 pav. $k_{[112]}$ kryptimi. Dėl to susidarys kintama srovė lygiagrečiai paviršiui, kuri spinduliuos THz impulsą.[45]



11pav. Elektronų izoenergetinio paviršiaus skerspjūvis prie skirtingų sužadavimo energijų InAs (110) plokštumoje, punktyrinė linija rodo elektrono impulsą esant sferiniam izoenergetiniam paviršiui, tuo tarpu ištisa linija nurodo elektrono impulsą esant gofruotam paviršiui [45]

Šių efektų anizotropiškumas pasireiškia dėl to, jog laidumo juostos izoenergetiniai paviršiai yra anizotropiniai. 12 pav. Pateiktas InSb [111] plokštumos izoenergetinis paviršius prie skirtingų perteklinių energijų. Iš jo galima matyti, jog keičiant azimutinį kampą, t.y. sukant izoenergetinį paviršių elektronai bus sužadunami iš skirtingų gofruotumo vietų. Tai lems anizotropinę priklausomybę.



12 pav. InSb izonergetinis paviršius prie skirtingų sužadavimo energijų (111) plokštumoje, a) pažymėta perteklinė energija, b) k_e – elektronų impulso pasiskirstymas po fotosužadavimo, e – optinės spinduliuotės poliarizacijos vektorius [46]

3. Eksperimentų metodika ir aparatūra

3.1 Femtosekundinis lazeris „Femtosource synergy“

Eksperimentuose naudotas lazeris buvo „Femtosource synergy“ (Femto Lasers GmbH.). Tai kietojo kūno lazeris, kurio aktyvioji medžiaga yra titano safyras. Ši sistema kaupinama diodiniu lazeriu „Opus“ (Laser Quantum) kurio maksimali galia yra 2,15 W. Impulsai generuojami naudojant pasyviąją modų sinchronizaciją, kuri pasiekama dėl Kero efekto. Impulsai išplitę rezonatoriuje yra suspaudžiami čirpuotais veidrodžiais. Tai leidžia gauti spektriškai ribotus impulsus.

Šio lazerio centrinis bangos ilgis yra ties 800 nm, o sinchronizuotų modų spektrinis plotis siekia daugiau nei 40 nm. Tokiu būdu yra generuojami trumpi lazerio impulsai, kurių trukmė yra mažesnė negu 20 fs. Lazerio impulsų pasikartojimo dažnis yra apie 75 MHz. Iš osciliatoriaus išeina 2 mm diametro pluoštas, kurio skersinės modos TEM₀₀ kokybės parametras $M^2 < 1,3$. Lazerio spinduliuotė yra tiesiškai poliarizuota ir lygiagrečiai stalo paviršiui. Lazerį kaupinant ~1,8 W energija, gaunama ~200 mW vidutinės galios spinduliuotė. Tai reiškia, jog vieno impulso energija yra kiek mažesnė nei 3 nJ.

3.2 Femtosekundinis lazeris „Pharos“ ir optinis parametrinis stiprintuvas „Orpheus“

Eksperimentuose taip pat buvo naudojamas femtosekundinis lazeris „Pharos“ („Light conversion“) ir juo kaupinamas optinis parametrinis stiprintuvas (OPA) „Orpheus“ („Light conversion“). Lazerio osciliatorius veikia kaupinant aktyviąją terpę, Yb:KGW (Iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframas) kristalą, diodiniais lazeriais. Sudarytame rezonatoriuje stiprinama ~1030 nm spinduliuotė. Trumpi impulsai gaunami naudojant Kerr'o lęšių efektą. Osciliatoriuje gaunama ~ 740 mW vidutinė galia ir apie 76 MHz pasikartojimo dažnis. Šie impulsai yra išplečiami ir patenka į regeneratyvinį stiprintuvą. Patekimas į jį kontroliuojamas Pokelso celėmis, kurios tuo pačiu gali reguliuoti pasikartojimo dažnį. Pats regeneratyvinis stiprintuvas taip pat sudarytas iš Yb:KGW kristalo, kuris yra kaupinamas diodiniais lazeriais. Išplėsti impulsai yra sustiprinami ir gardelėmis suspaudžiami taip gaunant 160 fs trukmės impulsus su vidutine 7 W galia, kurio pasikartojimo dažnis yra 200 kHz. Ši spinduliuotė pluošto dalikliu yra paskirstoma į dvi dalis: 0,5 W yra naudojama atliekant eksperimentus, o likusi ~6,5 W dalis patenka į OPA.

Optiniame parametriniame stiprintuve iš lazerio išėjęs pluoštas vėl yra padalinamas į dvi dalis. Viena jų naudojama baltos šviesos kontinuumo generacijai, o kita konvertuojama į antrą

harmoniką. Baltos šviesos kontinuumo dalis yra naudojama, kaip norimo gauti užkratas (*angl. seed pulse*) pirmoje stiprinimo pakopoje. Tuo tarpu antros harmonikos pluoštas vėl dalinamas į dvi dalis, kurios nukreipiamos į skirtingas stiprinimo pakopas. Pirmoje stiprinimo pakopoje yra stiprinama iš baltos šviesos kontinuumo šakos nukreipta spinduliuotė. Stiprinimas vyksta dėl antros eilės netiesiškumo sukkelto reiškinio vadinamo optiniu parametriniu stiprinimu. Čia mažos galios signalinė banga yra pastiprinama vykstant tribangiui maišymui.

Antroje pakopoje ši spinduliuotė yra dar kartą sustiprinama tokiu pačiu procesu. Išėjime turime tris kolinearius pluoštus: signalinį, šalutinį bei stiprinimo (*angl. pump*). Pastarasis yra nufiltruojamas naudojant dichroinį veidrodį. Signalinė ir šalutinė banga atskiriamos dielektrinių veidrodžių komplektu, kurie skirti skirtingiems bangos ilgiams.

Šia sistema galime gauti impulsus kurių vidutinė galia yra nuo 200-500 mW, trukmė 120-200 fs, pasikartojimo dažnis 200 kHz, o keičiamas bangos ilgio diapazonas 640-2600 nm.

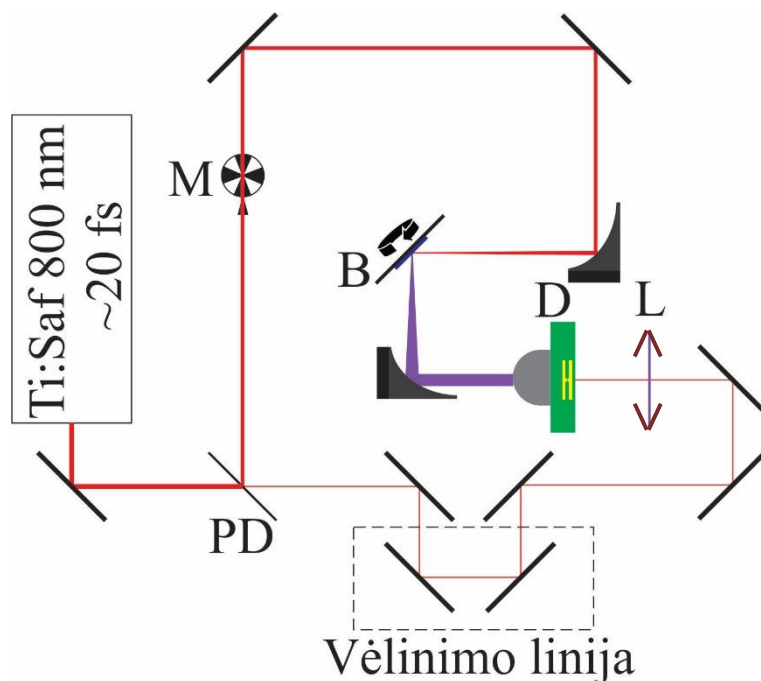
3.3 THz- TDS sistemos stendai

3.3.1 Ti:safyro lazerio azimutinės priklausomybės matavimo stendas

Ekspimento metu naudota schema pateikta 13 pav. Šioje sistemoje yra naudojamas titano safyro lazeris, kuris aprašytas 3.1 skyriuje. Ši spinduliuotė iš pradžių pereina periskopą, kad spindulys būtų optimaliame aukštyje su kitais sistemos elementais. Šis elementas pakeičia optinio elektromagnetinės spinduliuotės poliarizaciją iš p į s (statmena stalo paviršiui). Kadangi impulsas yra labai trumpas, eksperimente vengiama įprastinių pluošto daliklių, kurių kelių milimetrų storis dėl grupinių greičių dispersijos pastebimai išplečia impulsą. Dėl to naudojama peliklė (PD), kurios storis yra keli šimtai mikrometrų. Šiuo optiniu elementu spindulys yra padalinamas į dvi šakas, kurias vadinsime atitinkamai emiterio ir detektoriaus šakomis. Kadangi naudojamas paviršinis emiteris, šia šaka sklinda apie 100 mW spinduliuotės galios, tuo tarpu detektoriaus šakoje paliekama apie 15 mW. Likusi dalis prarandama optiniuose elementuose.

Emiterio šakoje naudojami metaliniai veidrodžiai nukreipia spinduliuotę į neašinę (*angl. off-axis*) 90° parabolinį veidrodį. Šis spindulį fokusuoja į paviršinį puslaidininkinį emiterį, į kurį spinduliuotė krenta ~45° kampu. Šioje vietoje yra tiriamas bandinys, kuris įtvirtintas laikiklyje ir gali sukis 360° aplink savo ašį. Emiteryje sugeneruota THz spinduliuotė yra surenkama neašiniu 90° paraboliniu veidrodžiu, kuris tuo pačiu kolimuoja pluoštą. ir nukreipia jį į detektorių.

Detektoriuje esantis silicio lęšis sufokusuoja THz elektromagnetinę bangą į tą pačią vietą, į kurią iš kitos pusės šviečia žadinantis 800 nm bangos ilgio pluoštas.



13 pav. THz-TDS schema azimutinėms priklausomybėms matuoti. PD-peliklė, M – malūnėlis, B – puslaidininkis įstatytas į motorizuotą azimutiniu kampu besisukantį laikiklį., L – lęšis, FV – fokusuojantis veidrodis, D – detektorius. Terahercinė spinduliuotė krito 45° kampu į bandinį.

Emiterio šakoje esantis malūnėlis sukasi ~ 1 kHz dažniu ir yra prijungtas prie sinchroninio stiprintuvo (*angl. lock in amplifier*) „Stanford SR830“. Taip sumažinamas triukšmo lygis ir tai leidžia išmatuoti signalus, kurių įprastai matuoti negalėtume.

Detektoriaus šakoje optinė spinduliuotė nukreipiama metaliniais veidrodžiais (aukso ir sidabro). Optinio impulso vėlinimas THz atžvilgiu atliekamas motorizuota vėlinimo linija („Standa“), ant kurios uždėtas retroreflektorius. Tada optiniu lęšiu spinduliuotė fokusuojama į fotolaidžią anteną, kuri detektuoja terahercinę spinduliuotę. Šis detektorius yra gaminamas iš žemoje temperatūroje auginto GaAs (LT-GaAs) puslaidininkio sluoksnio.

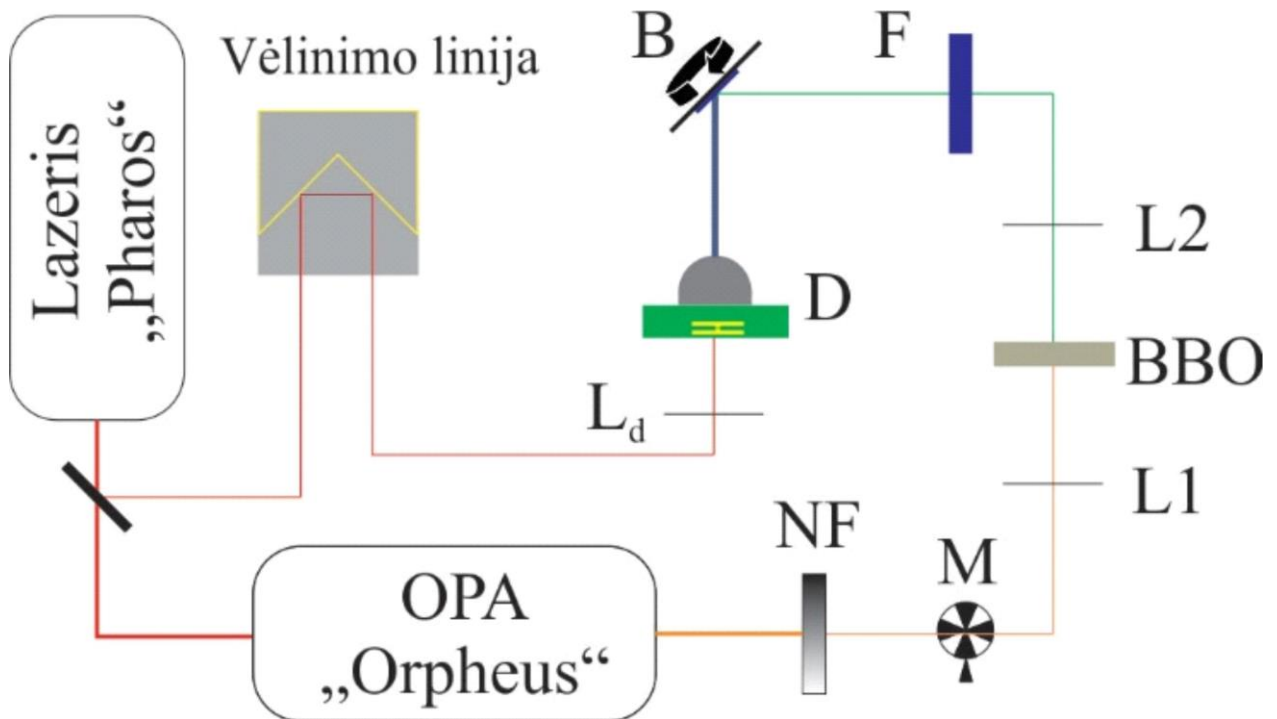
Keisdami vėlinimo linijos padėtį gauname signalo amplitudės pasiskirstymą laike. Ties maksimalia amplitudės verte yra matuojamos azimutinės tiriamo bandinio priklausomybės. Tai atliekama motorizuotu laikikliu, kuriame yra bandinys.

Norėdami apskaičiuoti visą terahercinę galią galima naudoti abudu motorizuotus laikiklius. Pasukus bandinį tam tikru kampu išmatuojamas THz impulso amplitudės kitimas laike. Tada atlikę sparčiąją Furjė transformaciją (*angl. Fast Fourier transform, FFT*) gauname impulso

spektrą, kuri suintegravę apskaičiuojame jo galią. Pakeitus azimutinį kampą, procedūra kartojama ir taip yra gaunama THz impulso galios priklausomybė nuo azimutinio kampo. Tokio tipo priklausomybė yra tikslesnė, nes įtakos nedaro impulso fazės pokyčiai.

3.3.2 Spektrinės priklausomybės matavimo stendas

Eksperimente buvo naudojamas optinis parametrinis stiprintuvas kaupinamas „Pharos“ lazeriu. Šio eksperimento tikslas buvo gauti THz impulso generacijos priklausomybę nuo fotono energijos. Matavimai buvo atliekami naudojant pastovią galią. Vėliau rezultatai buvo sunormuoti į vienodą fotonų skaičių.



14 pav. Spektrinės ir azimutinio kampo priklausomybės matavimo stendai. D – GaAsBi detektorius, B – bandinys su motorizuotu laikikliu matuoti azimutinės priklausomybės, F – filtras skirtas 1 harmonikai nufiltruoti, L1 ir L2 – glaudžiamųjų lęšių sistema, L_d – Lęšis fokusuojantis į detektorius, BBO – kristalas skirtas generuoti 2 harmoniką, M – malūnėlis, NF – neutralus filtras skirtas kontroliuoti optinės spinduliuotės galią, naudojami auksiniai ir dielektriniai veidrodžiai nenurodyti.

Eksperimento schema pavaizduota 14 pav.. Detektoriaus šakoje naudojama 5 mW lazerio spinduliuotė, kuri yra nukreipiama į vėlinimo liniją („Standa“) su retroreflekcine prizme. Tada pluoštas nukreipiamas į optinį lęšį, kuris lazerio spinduliuotę sufokusuoja į detektorius (GaAsBi).

Emiterio šakoje pluošto, išėjusio iš OPA, galia yra reguliuojama neutraliu filtru. Iš OPA išėjęs pluoštas yra fokusuojamas į antros harmonikos kristalą, BBO (beta bario boratas).

Naudojant šalutinę bangą galima pasiekti 520-960 nm bangos ilgio diapazoną, o naudojant signalinę bangą – 400-520 nm. Tokiu būdu išplečiame, galimą matuoti diapazoną.. Už kristalo pluoštas yra sukolimuojamas kitu optiniu lęšiu, o pirmoji harmonika yra nufiltruojama optiniu filtru. Pluoštas yra karpomas malūnėliu, kuris sukasi ~1 kHz dažniu. Galiausiai yra žadinamas puslaidininkis, kuris atspindžio kampu (~45°) generuoja THz impulsą, kuris sufokusuojamas silicio hemisferiniu lęšiu detektoriuje. Norėdami išmatuoti diapazoną nuo 640 iki 2600 nm naudojame iš parametrinio stiprintuvo išeinančias signalinę ir šalutinę bangas. Dažniausiai atsiranda nedidelis trūkis ties 1,2-1,22 energijomis, taip yra dėl to, jog ties šiuo bangos ilgiu yra keičiama naudojama optinė spinduliuotė iš signalinės į šalutinę ar atvirkščiai. Tai lemia stendo perstatymą, dėl to registruojama THz impulso amplitudė šiek tiek kinta.

Šiame stende bandinį įstačius į motorizuotą laikiklį, kuris sukasi 360° kampu galima matuoti THz impulso amplitudės priklausomybę nuo azimutinio kampo orientacijos esant skirtingoms žadinančio kvanto energijoms.

3.4 Aukštesniųjų slėnių skaičiavimas

Daugumoje puslaidininkių yra stebima tendencija, jog suteikiant elektronams daugiau perteklinės energijos jų efektyvumas didėja. Tačiau kai kuriuose medžiagose pastebima, jog šis didėjimas yra tik iki tam tikros vertės, po kurio pradedamas stebėti THz impulso amplitudės mažėjimas. daugumoje puslaidininkių šis sumažėjimas atsiranda dėl sklaidos į šoninius slėnius. Dėl šios priežasties padidėja efektinė elektronų masė ir sumažėja impulso relaksacijos trukmė, kas lemia THz spinduliuotės mažėjimą [3].

Norėdami apskaičiuoti slėnių padėtį turime apskaičiuoti elektrono perteklinės energijos priklausomybę nuo fotono energijos. Tam naudojame impulso ir energijos tvermės dėsnius. Gauname sistemą:

$$\begin{cases} \hbar k_e + \hbar k_h = \hbar k_{h\nu} \\ \varepsilon_e + \varepsilon_g + \varepsilon_h = h\nu \end{cases} \quad (15)$$

Čia k_e , k_h , $k_{h\nu}$ 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.

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:

$$\begin{cases} k_e + k_h = 0 \\ \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e} + \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h} = \hbar\nu \end{cases} \quad (16)$$

čia m_e ir m_h – elektronų bei skylių defektinės masės. Perteklinė elektronų energija (ε_e) randama išsprendus (16) 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:

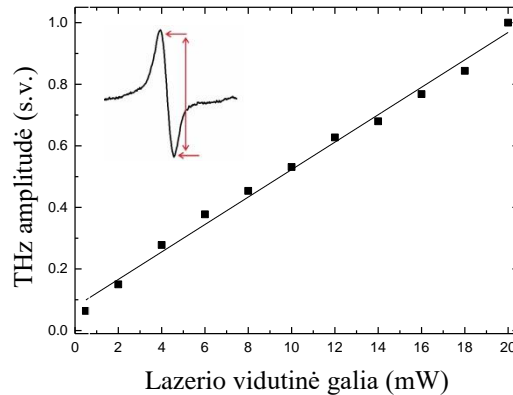
$$\varepsilon_{\Gamma X} = \frac{\mu}{m_e} (\hbar\nu - \varepsilon_g) + \varepsilon_f, \quad (17)$$

čia μ – redukuota elektrono ir skylės masė $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$, ε_f – fonono energija

4. Eksperimento rezultatai

4.1 InP aukštesniųjų slėnių ir generacijos mechanizmo nustatymas

Ekperimentuose buvo naudojami 2 tipų ir skirtingų plokštumų InP. Pirmas bandinys buvo SI (semi-insulating), kurio kristalografinė paviršiaus plokštuma (100). Antras bandinys buvo n tipo, kurio kristalografinė paviršiaus plokštuma (111), o krūvininkų koncentracija $n = 1 - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.



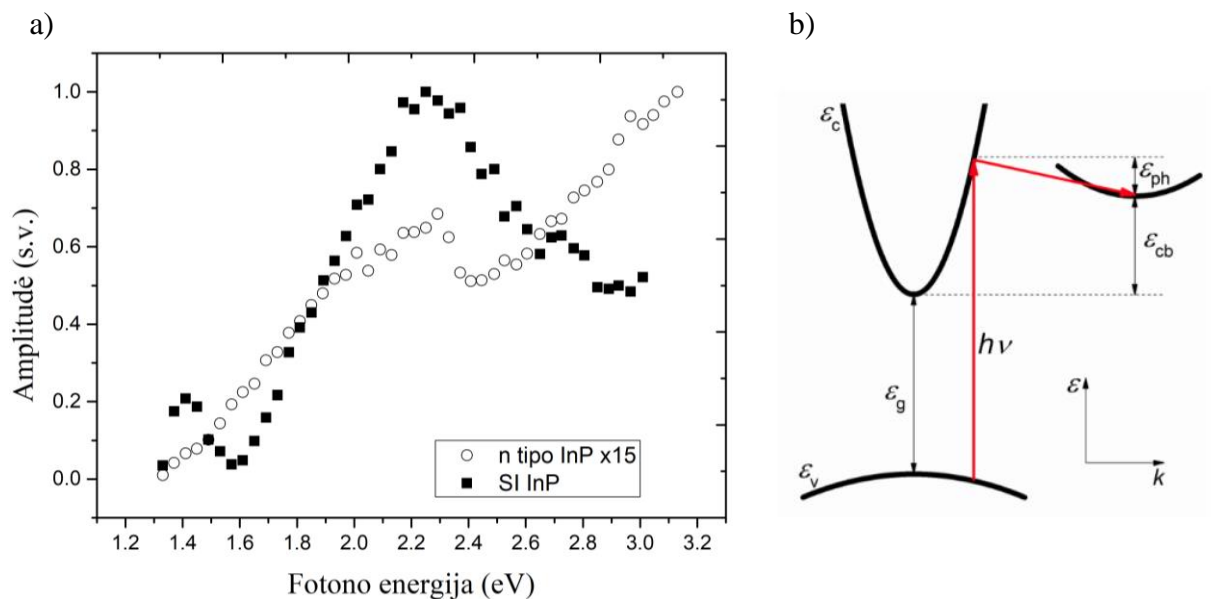
15 pav. THz impulso amplitudės priklausomybė nuo lazerio optinės spinduliuotės vidutinės galios naudojant 532 nm bangos ilgį, intarpe pavaizduota kuri impulso dalis yra pasirinkta kaip signalo amplitudė

Visų pirma buvo atlikti matavimai norint nustatyti, ar matavimai nevyks soties režimu. Tai leidžia atlikti korektišką normavimą į vienoda krentančių fotonų skaičių. Kaip matyti 15 pav. priklausomybė yra artima tiesinei, tačiau galima matyti, kad ties 16 mW THz amplitudė pradeda sotintis.

Įsitikinę, jog matavimai vyksta ne soties režime, išmatavome spektrines priklausomybes n ir SI InP bandiniuose (16 pav.). Atitinkamai žadinta buvo 15 mW (n tipo) ir 10 mW (SI tipo) vidutine lazerio spinduliuotės galia. Didesnė galia naudojama n tipo bandinyje, norint padidinti

signalu amplitudę ir sutrumpinti matavimų trukmę. 16 pav. pavaizduota, kaip THz amplitudė priklauso nuo žadinančio kvanto energijos. THz amplitudė tai vertė nuo viršūnės iki viršūnės (angl. *peak to peak*) (žiūrėti tarpą 15 pav.). O atlikus matavimus su vienoda vidutine galia prie skirtingų bangos ilgių, signalas buvo sunormuotas į vienodą fotonų skaičių. Matuojant buvo naudojamas 3.3.2 pateiktas standas, o azimutinis kampas buvo orientuotas taip, kad signalas būtų maksimalus.

Visų pirma galima atkreipti dėmesį į tai, jog n tipo InP generuojamo signalo amplitudė buvo daugiau nei eile mažesnė. Tai galima paaiškinti tuo, jog laisvieji krūvininkai esantys paviršiuje ekranuoja besikuriančią kintamą srovę atsakingą už THz generavimą. Tuo tarpu SI InP tai nevyksta, nes savųjų krūvininkų koncentracija yra keletą eilių mažesnė.



16 pav. a) THz spinduliuotės generavimo priklausomybė nuo skirtingų fotonų energijų n ir SI InP kristaluose. b) InP juostinės struktūros schema, raudona rodyklė žymi elektrono sužadinimą ir sklaidą

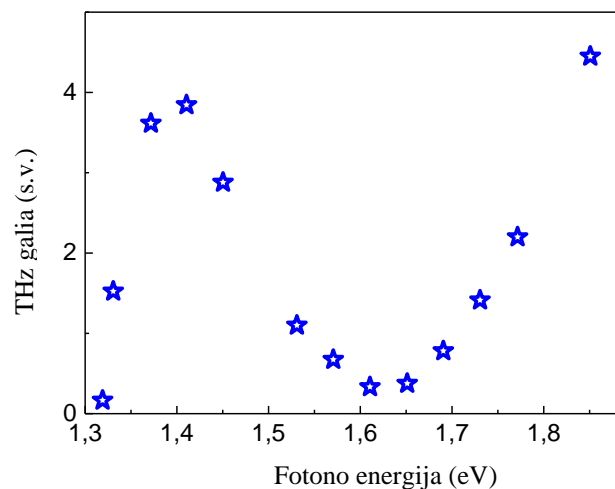
Abiejose bandiniuose matoma viršūnė ties 2,2-2,3 eV. Šis staigus mažėjimas atsiranda todėl, kad pasiekiamas aukštesnis slėnis, į kurį pradeda sklaidyti elektronai, o jame esanti didesnė efektyvi masė ir sumažėjusios judrio vertės pradeda mažinti THz signalo efektyvumą. Tačiau n tipo bandinyje dar labiau didinant suteikiama perteklinę energiją elektronams signalas vėl pradeda didėti, ko paaiškinti negalime. Tuo tarpu SI InP bandinyje vyksta įprastas signalo mažėjimas dėl prieš tai minėtų parametrų pokyčio.

Norėdami nustatyti aukštesniojo slėnio padėtį naudojame (17) formulę. Pagrindiniai puslaidininkio parametrai paimti iš [47], o fonono energijos vertė iš [48] yra 43 meV. Atlikę skaičiavimus gavome, jog aukštesniojo slėnio padėtis yra:

$$\mathcal{E}_{cb}=0,75 \text{ eV.}$$

InP turi du šoninius slėnius: X ir L. Mūsų eksperimentinė metodika negali pasakyti kokios simetrijos yra šis slėnis. Skirtingi teoriniai skaičiavimai sako, kad L slėnis yra intervale 0,62-0,86 eV, o X slėnis 0,92-1,14 eV [49]–[52]. Eksperimentiniai matavimai šiuos skaičiavimus patvirtina: L slėnis kinta intervale 0,4-0,86 eV, o X – 0,66-0,94 eV [53]. Tad tiek eksperimentiniai, tiek teoriniai skaičiavimai rodo, kad L slėnis yra žemiau už X slėnį. Todėl THz sužadavimo kreivėje esantis maksimumas greičiausiai yra susijęs su sklaida į L slėnį. Tuo tarpu kito slėnio galime nematyti dar ir dėl to, jog jų efektinės masės yra gana panašios X ir L slėnyje [47].

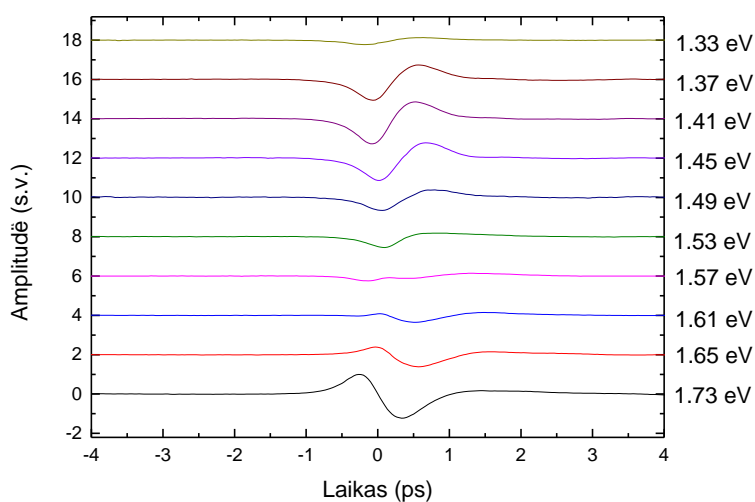
Dar vienas skirtumas tarp dviejų tipų InP bandinių pasireiškia šalia draustinių energijos tarpo (ϵ_g), kuri InP atveju yra apie 1,34 eV [47]. Čia matome, jog n tipo bandinyje mažėjant elektronų perteklinei energijai signalas tolydžiai mažėja. Tuo tarp SI tipo bandinyje matomas papildomas įdubimas. Kadangi matuojama tik amplitudė neįskaitomi faziniai THz impulso pokyčiai. Dėl to šioje srityje buvo apskaičiuota visa THz impulso galia. Tai padaryta pritaikius Furjė transformaciją gautam impulsui ir gautą spektrą suintegravus. Šis grafikas pateiktas 17 pav.



17 pav. THz impulsų galios priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės fotonų energijos

Kaip matome amplitudės priklausomybė yra panaši į galios, iš čia galime tiksliai nustatyti minimumo padėtį kuri yra 1,63 eV (~770nm). 18 pav. matome, jog kintant fotonų energijai nuo

1,33 iki 1,73 eV matomas akivaizdus fazės pasikeitimas. Panašius rezultatus gavo Zhang ir kt.[54]. Jie tyrinėjo GaAs ir aptiko, jog keičiant fotonų energiją šiek tiek aukščiau draustinės juostos tarpo, keičiasi THz impulso fazė. Tai jie prilygino rezonansiniui ir nerezonansiniui optiniam lyginimui. Šis procesų pasikeitimas nėra ties draustinės juostos riba o šalia jos. Tai gali lemti dviejų skirtingų THz generavimo mechanizmų konkuravimą, kas lemia THz impulso generavimo efektyvumo sumažėjimą ties 1,61 eV. Galima paminėti tai, jog jų bandymuose šis fazės pokyčio minimumas buvo apie 0,05 eV virš ε_g tuo tarpu InP ši riba yra apie 0,3 eV. Taip pat šis efektas nepaaiškintų pokyčio dėl legiravimo tipo. Dėl to buvo atlikti papildomi matavimai.



18 pav. THz impulsai žadinant optinę spinduliuotę kurios fotonų energija yra nuo 1,33 iki 1,73 eV (932 -716 nm)

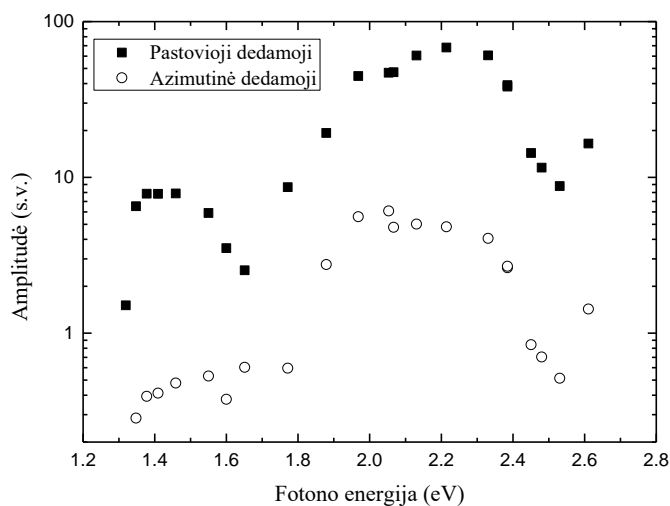
Kadangi fazės pokytis yra aukščiau virš draustinės juostos tarpo lyginant su Zhango eksperimentu, įtaką galėtų daryti įvairūs srovės efektai. Dėl to buvo atlikti azimutinio kampo matavimai, kurie leido nustatyti, kurie mechanizmai daro didesnę įtaką impulso amplitudei. Kadangi tiesiniai srovės efektai nepriklauso nuo azimutinio kampo atskirtį juos nuo netiesinių efektų galime gautas kampines priklausomybėms pritaikę:

$$E_{THZ} = A + B \sin(d\varphi), \quad (18)$$

čia E_{THz} – THz impulso maksimali amplitudė, A – tiesinių srovės efektų dedamoji, B – netiesinių efektų dedamoji, d – koeficientas parodantis pagal kokia priklausomybę kinta netiesinio efekto amplitudė (šiuo atveju buvo 2 ir 4 atitinkamai 20 pav. ir 21 pav.), φ – azimutinio kampo reikšmė.

19 pav. matome, kad pastovioji dedamoji beveik atkartoja prieš tai išmatuotą spektrinę priklausomybę 16 pav. Taip pat panašu, jog azimutinė dedamoji turi panašią maksimalią vertę, tačiau neturi įdubimo arti draustinės juostos tarpo. Dėl to galime daryti prielaidą, jog už šį

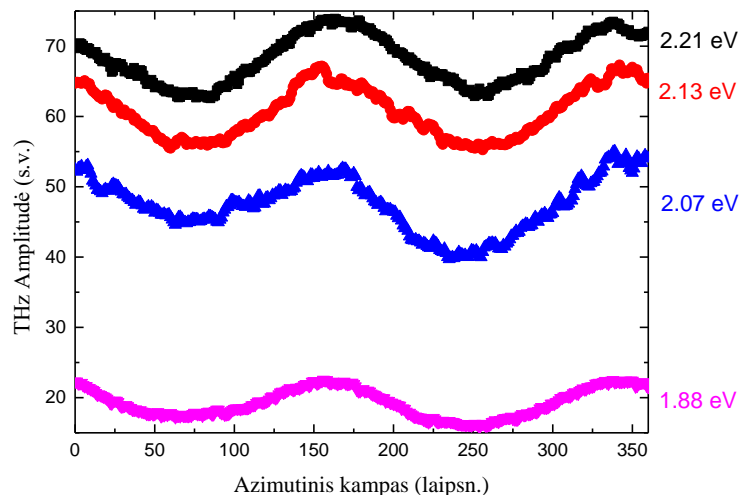
įdubimą gali būti atsakinga tiesinė srovės dedamoji. Savo ruožtu ši gali būti sudaryta iš dviejų konkuruojančių mechanizmų aptartų 2.4.1 ir 2.4.2 skyriuose. Paviršinis laukas n ir p tipo InP bandiniuose buvo stebėtas [2], [55]. Taip pat staigus pakilimas šalia ϵ_g įprastai vertinamas kaip elektrinio lauko būvimas. Dėl to laukas yra ir SI bandinyje. Tuo tarpu foto-Demberio lauko (DL) efektas, reiškiasi visada esant perteklinei elektrono energijai, kuo ji didesnė tuo didesnė šio efekto daroma įtaka. Pagrindinis šių efektų skirtumas galėtų būti tai, jog keičiant legiravimo tipą paviršinio elektrinio lauko generacijos mechanizmo metu elektrinis laukas gali keisti savo kryptį tuo pačiu kinta THz impulso fazė. Tuo tarpu DL visada kuriamas vienos krypties, nes elektronai juda sparčiau nei skylės balistinio judėjimo metu. Tai reiškia, jog paviršinio lauko kryptis SI bandinyje nukreiptas į paviršiaus tūrį. Kai Perteklinė elektronų energija nedidelė šis laukas greitina elektronus ir dėl to yra spinduliuojamas THz impulsas. Vis dėl to didinant perteklinę energiją elektronai turėdami savo impulsą juda nuo paviršiaus. Kuriasi DL laukas, kuris yra priešingos krypties nei paviršinis. Tai lemia paviršinio lauko ekranavimą ir THz impulso efektyvumo mažėjimą iki 1,63 eV. Vėliau DL tampa didesnis ir dėl jo pradeda didėti generacijos efektyvumas. Panašią ribą stebėjo Nakajima ir kt. jie fazės kitimą dėl keičiamos temperatūros taip pat priskyrė konkuruojantiems paviršinio lauko ir DL efektams. Tuo tarpu n tipo bandinyje nėra įdubimo dėl to, jog paviršinis laukas yra nukreiptas į bandinio tūrį ir sutampa su DL.



19 pav. Skirtingų THz spinduliuotės dedamųjų įtaką prie skirtingų fotonų energijų SI – InP (100)

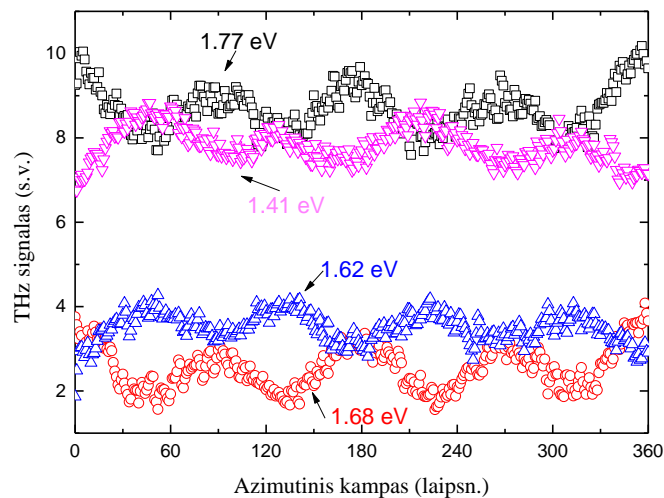
Norėdami nustatyti generacijos mechanizmus atlikome azimutinio kampo priklausomybės matavimus. Tai gana populiari metodika norint nustatyti puslaidininkių generacijos mechanizmą dėl netiesinių efektų [56]. Atlikti matavimai naudojant 3.3.2 skyriuje aprašytą stendą. Naudota 8 mW vidutinės galios lazerio spinduliuotė, o vėliau signalų dydis sunormuotas į vienodą fotonų

skaičių. Buvo matuojamos priklausomybės prie įvairių bangos ilgių. Keletas gautų rezultatų parodyta 20 ir 21 pav. Čia buvo matuota SI InP bandinys, kurio paviršiaus kristalografinė orientacija buvo (100).



20 pav. Azimutinio kampo priklausomybės naudojant skirtingus bangos ilgius, SI InP (100) bandinyje

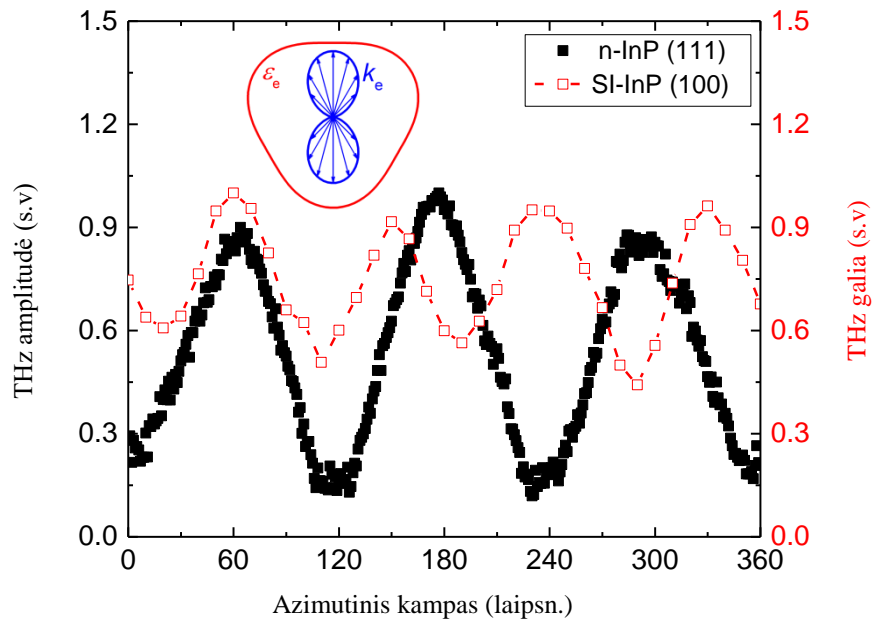
Galime matyti aiškią $\sin(2\phi)$ priklausomybę kai fotonų energija yra daugiau nei $\sim 1,8$ eV (18 pav.). Tuo tarpu 20 pav. matome pakitusią $\sin(4\phi)$ priklausomybę. Taip pat galime matyti, kad iki ~ 1.62 eV yra viena fazė, o peržengus šią ribą matome priešingos fazės priklausomybę. Prieš tai literatūroje nėra aprašytas azimutinio kampo kitimas keičiant žadinančios optinės spinduliuotės bangos ilgį.



21 pav. Azimutinio kampo priklausomybės naudojant skirtingus bangos ilgius, SI InP (100) bandinyje

Be azimutinės priklausomybės ryškiai matoma pastovioji dedamoji, kuri ir sudaro didžiąją signalo dalį. Šis mechanizmas yra dėl prieš tai minėtų elektrinio lauko ir DL kuriamos spinduliuotės.

Naudodamiesi 3.3.1 skyriuje aprašytą stendą matavome azimutines priklausomybes SI InP bei n tipo InP, kurio kristalografinė plokštuma buvo (111). Šiuo atveju buvo naudojama apie 90 mW vidutinės galios lazerio pluoštas, kurių impulsų trukmė buvo apie 20 fs.



22 pav. THz amplitudės ir galios priklausomybė nuo azimutinio kampo padėties, intarpe pavaizduotas elektronų judesio kiekio pasiskirstymas ir izoenergetinis 111 plokštumos paviršius

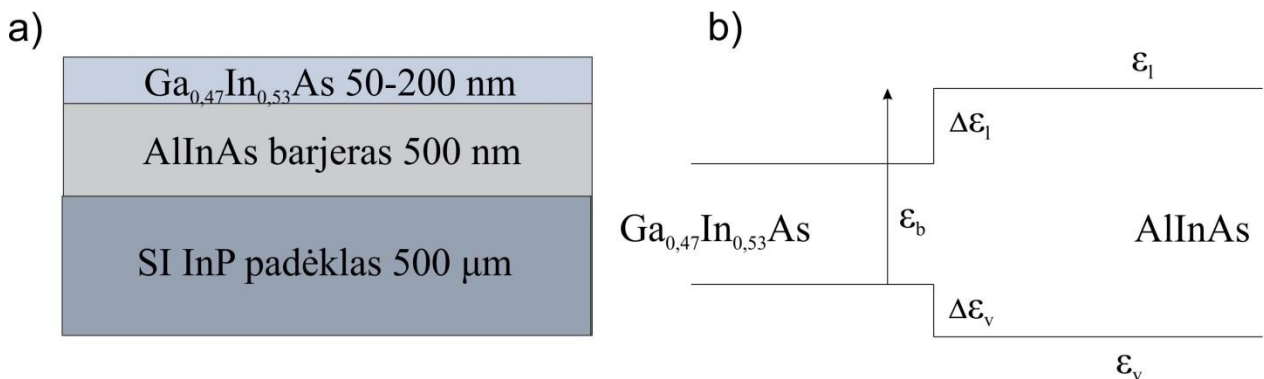
22 pav. matome, kad (111) plokštumoje yra $\sin(3\varphi)$ priklausomybė. Ši gali atsirasti dėl anizotropinio fotolaidumo, kuris yra aprašytas 2.4.4 skyriuje. Šiuo atveju sukdami puslaidininkį azimutiniu kampu keičiame izoenergetinio paviršiaus padėtį (22 pav. intarpas) elektronų judesio kiekio pasiskirstymo atžvilgiu. Taip gauname azimutinio kampo priklausomybę proporcingą $\sin(3\varphi)$. Tačiau (111) plokštumoje tokį patį pasiskirstymą turi optinio lyginimo (OR, 2 eilės netiesinis efektas) ir elektrinio lauko indukuotas optinis lyginimas (EFIOR, 3 eilės netiesinis efektas). Tačiau (100) plokštumoje ši priklausomybė skiriasi pagal [42] arba 1 lentelę. OR atveju turime $\sin(2\varphi)$ priklausomybę, o EFIOR atveju priklausomybės neturėtų būti. Kadangi galios $\cos(4\varphi)$ priklausomybė yra proporcinga amplitudės $\cos(2\varphi)$ priklausomybei, galime teigti, jog netiesinis THz impulso komponentas atsiranda dėl OR efekto.

Taigi gavome, jog pagrindinis netiesinis efektas atsakingas už THz generaciją yra antros eilės netiesinis fotolaidumo efektas. Tuo tarpu pastoviosios dedamosios THz generacijos mechanizmas yra sąlygotas dviejų konkuruojančių efektų: paviršinio elektrinio lauko ir DL. Dominuojantis mechanizmas priklausys nuo sužadinančios spinduliuotės bangos ilgio.

4.2 Laidumo juostos trūkio nustatymas THz sužadavimo spektroskopijos metodu

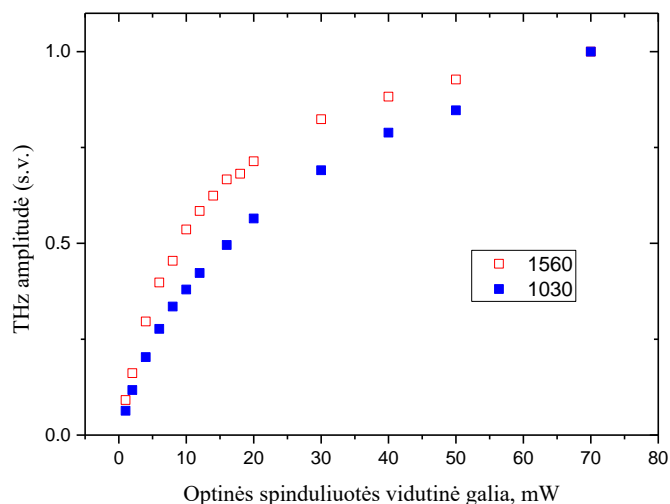
Šiame skyriuje bus pateikti tyrimai siekiant nustatyti laidumo juostos trūkius heterosandūrose. Tai yra alternatyvus būdas nustatyti, barjerų aukščius puslaidininkių struktūrose. Toks metodas galėtų būti taikomas, dėl to, jog THz impulso amplitudė yra priklausoma nuo fotosužadintų elektronų kinetikos erdvėje. Tuo tarpu kuriami barjerai riboja erdvę kurioje gali būti tam tikros energijos elektronai. Jei generacijos mechanizmas yra dėl DL, tai didelę įtaką turės elektronų atsiskyrimas nuo skylių, kuris gali siekti kelis šimtus nm. Apribojus šį atstumą THz generavimo efektyvumas sumažės, kol nebus pasiekta pakankama elektrono perteklinė energija galinti įveikti barjerą, pasiekus šią ribą efektyvumas pradės didėti. Tokiu principu galėtume rasti laidumo juostos trūkį. Kuris būtų stebimas tiesiogiai iš eksperimento metu gauto spektro.

Visų pirmą tyrinėsime medžiagą su žinomu barjero aukščiu. Tai bus 1 tipo heterosandūra. Ji bus sudaryta iš InP padėklo, AlInAs barjero, bei $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ sluoksnio (23 pav a.).



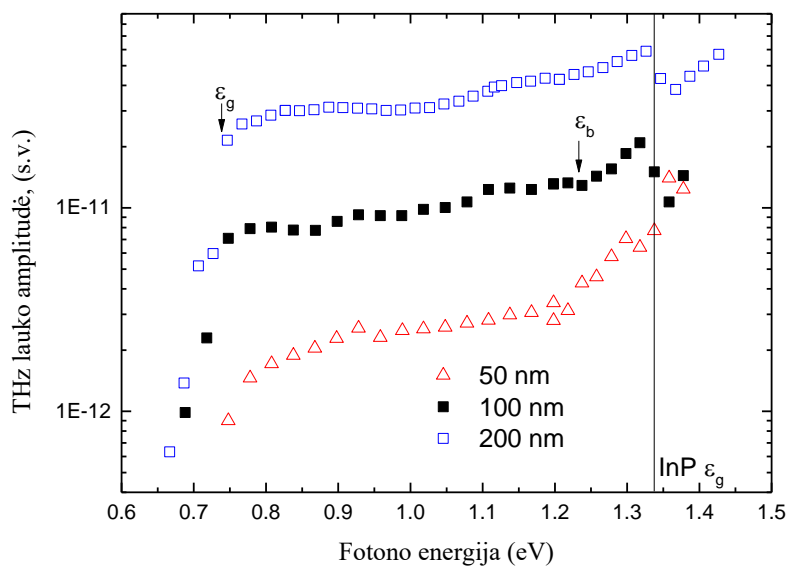
23 pav. a) Matuojamos heterosandūros schema, b) Heterosandūros struktūros energijos schema

Atliekant eksperimentus buvo naudojami 4 bandiniai, pirmasis buvo ant InP padėklo užaugintas 500 nm AlInAs barjero sluoksnis, o ant jo 200 nm GaInAs sluoksnis. Vėliau dalis šio bandinio buvo nuėsdinta, taip paliekant GaInAs sluoksnius, kurių storis buvo ~100 nm ir ~50 nm. Palyginimui buvo naudotas ant InP padėklo užaugintas 1 μm GaInAs sluoksnis be barjero.



24 pav. Išmatuota THz impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančios optinės spinduliuotės vidutinės galios, kai optinės spinduliuotės bangos ilgis yra 1030 nm ir 1560 nm

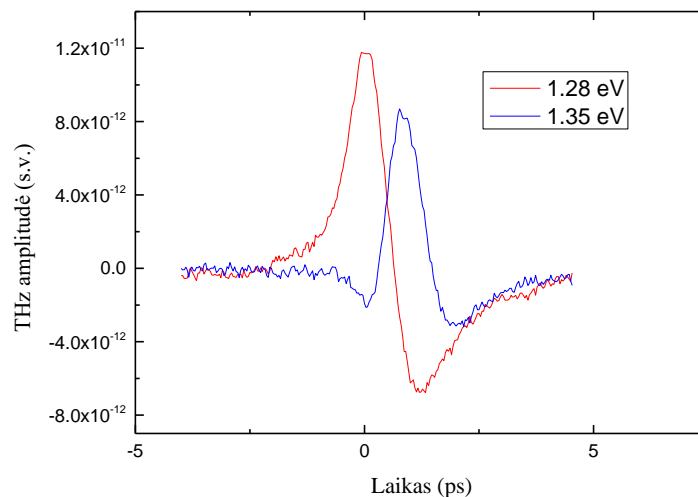
Iš pradžių buvo išmatuota THz amplitudės priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės vidutinės galios. Šiuo atveju buvo matuojama ant bandinio patenkanti optinė spinduliuotė už moduliuojančio malūnelio. Šie matavimai buvo atlikti prie skirtingų bangos ilgių norint įsitikinti, jog soties forma yra panaši. Tai reiškia, jog sotinimasis nepriklauso nuo fotono energijos. Vadinas naudodami vienodą galią galime korektiškai įvertinti vienodo fotonų skaičiaus generavimo efektyvumą.



25 pav. Spektrinės GaInAs/InAlAs struktūrų su skirtingais GaInAs storiais priklausomybės. Grafike pavaizduota ištisinė linija nurodo InP draustinės juostos energijos plotį, rodyklės žymi GaInAs draustinės juostos energiją (E_g), bei energija kurioje kinta generacijos efektyvumo polinkis (E_b)

24 pav. esančios kreivės yra panašios, jos šiek tiek skiriasi dėl THz impulsų amplitudžių skirtumo dėl efektyvesnio generavimo ties 1030 nm bangos ilgiu. Visi bandiniai buvo žadinti 10 mW spinduliuotė, išskyrus 50 nm storio, kuris buvo žadinamas 15 mW vidutine galia. Tai buvo dėl to, jog detektavimo signalas beveik siekė triukšmo lygi dėl to buvo nuspręsta, nepaisant prasidedančio soties režimo, padidinti THz impulso amplitudę.

25 pav. pateikti minėtų bandinių THz sužadavimo spektrai. Visų pirmą šiame grafike matome, jog kintant storiui, THz signalas mažėja. Taip yra dėl to, jog optinė spinduliuotė yra mažiau sugerama, o elektronų atsiskyrimas yra mažiau efektyvus plonesniuose bandiniuose. Ties mažomis fotono energijomis (~0,7 eV – 0,8 eV) matomas staigus šuolis generacijos efektyvumo padidėjimas. Tai yra dėl paviršinio elektrinio lauko. Dėl to galime gan tiksliai nustatyti draudžiamųjų energijų tarpo vertę, kuri yra ~0,74 eV. Ši vertė gerai sutampa su literatūroje randamomis vertėmis [57]. Plonesnių bandinių THz sužadavimo spektre yra stebimas akivaizdus THz generacijos efektyvumo polinkio pasikeitimas ties ~1,2 – 1,22 eV, šią vertę vėliau naudosime skaičiavimuose norėdami nustatyti heterostruktūros valentinės ir laidumo juostos trūkio padėtį.

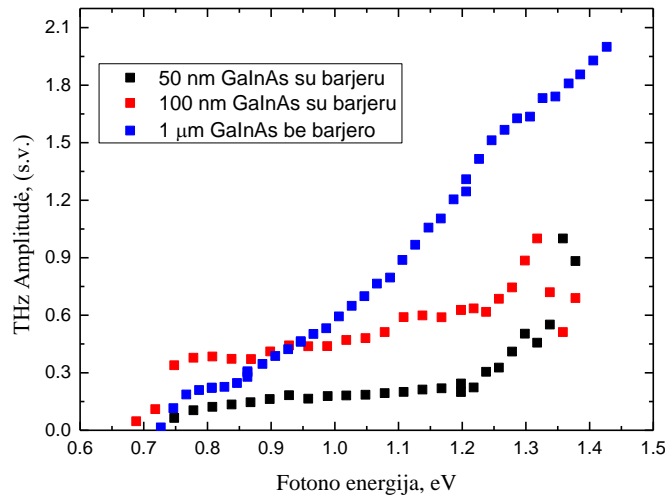


26 pav. THz impulso forma prie skirtingų žadinančio optinio impulso fotono energijų

Ties 1,33 eV stebimas efektyvumo sumažėjimas. Tai atitinka InP draustinės juostos tarpo energijos vertę. Kadangi prieš tai atlikti tyrimai parodė, jog InP gerai generuoja THz spinduliuotę, ties šia energija vyksta sugeneruotų THz impulsų interferencija nuo skirtingų bandinio sluoksnių. Šioje srityje pradeda kisti impulso forma (26 pav.). Tai vyksta dėl to, jog optinės spinduliuotės skverbties gylis GaInAs yra ~ 500 nm, tai lemia jog didelė dalis

spinduliuotės sugerama ir InP padėkle, kadangi AlInAs sluoksnis yra skaidrus šiame bangos ilgių diapazone. Taigi 1,33 eV yra riba, kuri apsprendžia kokio aukščio barjerus galėtume stebėti. Nes už šios ribos įtaką pradeda daryti SI InP padėklas, kuris nėra tyrinėjamos heterosandūros dalis.

Taip pat palyginimui buvo išmatuotas THz sužadavimo spektras nuo 1 μm storio GaInAs sluoksnio. Gautas rezultatas palygintas su 100 ir 50 nm storio bandiniais su barjeru 27 pav.



27 pav. THz sužadavimo spektrai išmatuoti naudojant 100 ir 50 nm storio GaInAs sluoksnius su AlInAs barjeru, bei 1 μm storio GaInAs sluoksnis

Čia galima stebėti monotonišką kilimą tūriniame GaInAs bandinyje. Tuo tarpu kreivės kilimo pokrypis iki 1,2 eV esdintuose bandiniuose skiriasi nuo tūrinio, aiškiai galime matyti barjero daroma įtaką gaunamam spektrui. Ties 1,2-1,22 eV energija generacijos efektyvumo pokrypis yra panašus, tai yra dėl to, jog elektronai patenka į AlInAs, kuriame jų judėjimas jau nebėra ribojamas susidariusio barjero.

Gauta 1,2-1,22 eV reikšmė, nėra laidumo juostos trūkio aukštis, jį turime apskaičiuoti. Tai yra dėl to, jog dalis perteklinės energijos yra perduodama sunkiosioms skylėms. Perteklinę energiją suteikta elektronams galime rasti šiek tiek pakeitę (17) formulę:

$$\varepsilon_{per} = \frac{m_r}{m_e} (h\nu - \varepsilon_g) \quad (19)$$

čia ε_{per} – perteklinė elektrono energija. Efektinės masės $m_e=0,043m_0$, $m_{hh}=0,38m_0$ vertės iš [58], m_0 – elektrono masė. Šiuo atveju nereikalinga fonono energija, nes čia nepasireiškia sklaida.

Ši perteklinė energija ir atitiks laidumo juostų trūkį. $\Delta\varepsilon_l = 0,43$ eV (23 pav. b). Iš fotorefrakcijos eksperimento buvo nustatyta AlInAs draustinės juostos tarpo energijos vertė lygi 1,45eV. Tokiu būdu galime apskaičiuoti ir valentinės juostos trūkį kuris lygus:

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{g1} - \varepsilon_{g2} - \Delta\varepsilon_l \quad (20)$$

čia ε_{g1} ir ε_{g2} yra atitinkamai AlInAs ir GaInAs draustinės juostos tarpo energija.

Gauta vertė – 0,28 eV. Tai lemia, jog laidumo ir valentinės juostų santyki yra ~60/40, kas atitinka prieš tai matuotus rezultatus [58]. Vadinasi tai yra galimas būdas nustatinėti heterosandūrų valentinės ir laidumo juostos trūkius. Tačiau tam reikalingas plonas sluoksnis, kuris pagal atliktus eksperimentus turėtų būti mažesnis už 200 nm. Šiuo atveju optimaliausias storis buvo 100 nm atsižvelgiant į THz impulso amplitudę ir polinkio pokytį THz sužadavimo spektre. Šios metodikos trūkumas yra tai, jog matuojama spektrinę sritį riboja padėklas. Eksperimentų metu pastebėta, jog pasiekus padėklo sugerties ribą jis pradeda pakankamai efektyviai generuoti THz impulsus. Tai lemia šio matavimo ribą ties didesnėmis fotonų energijomis. Šio metodo skyrą riboja žadinančio impulso spektro pločio, kurios vertė ~0,015 eV.

4.3 GaAs_{1-x}Bi_x/GaAs heterosandūros laidumo juostos trūkio nustatymas

Prieš tai skyriuje buvo pasirinkta heterosandūra, kuri buvo gerai išnagrinėta, bei daugelis parametrų gerai žinomi. Tai leido nustatyti valentinės ir laidumo juostos trūkį. Šiame skyriuje bus nagrinėjamas puslaidininkių struktūra, kuri vis dar tyrinėjama, dėl to ne visi parametrai yra gerai žinomi.

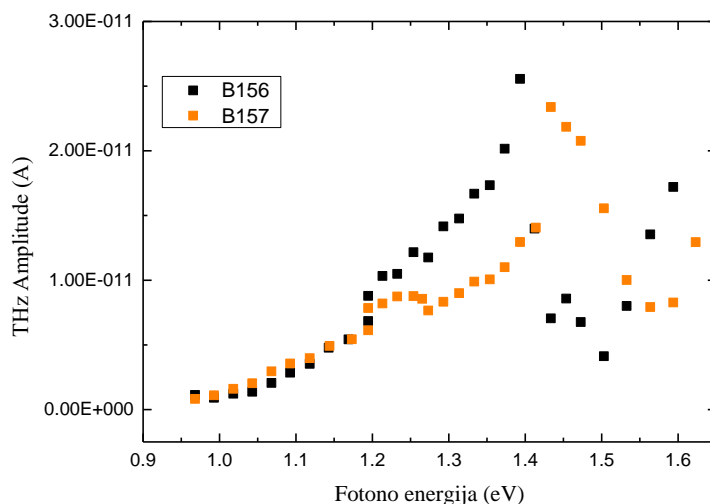
Šiuo atveju heterosandūra buvo sudaryta tarp GaAs_{1-x}Bi_x su keičiamu bismuto kiekiu, bei GaAs ($\varepsilon_g=1,42$ eV) padėklo. Tarp jų auginamas GaAs buferio sluoksnis. Šie bandiniai buvo auginti MBE technologija. Šiame darbe buvo tirti bandiniai, kurių bismuto koncentracija kito nuo 4 % iki 10 %. Atsižvelgiant į praėjusio eksperimento rezultatus buvo auginti 100 nm storio sluoksniai. Bismuto kiekis ir draustinių juostų tarpas buvo nustatytas iš fotoluminescencijos matavimų. Bandiniai apibendrinti 2 lentelėje.

Matavimuose buvo naudotas 3.3.2 skyriuje aprašytas stendas, šiuo atveju bandiniai buvo apšviečiami 20 mW vidutine galia.

Iš pradžių buvo atlikti matavimai su B156 ir B157 bandiniais. Gauti spektrai pateikti 28 pav.

2 lentelė. GaBiAs sluoksnių išmatuotos draustinių energijų tarpo vertės E_g , Bi koncentracija x , bei buferio sluoksnio storis – d , E_b – Energija nuo kurios matomas THz spinduliuotės generacijos efektyvumo padidėjimas, barjero aukščio energija.

Bandinio pavadinimas	E_g , eV	X , %	d , nm	E_b , eV
VGA099	1,04	~5,2	~10	1,24
VGA101	-	-	~10	1,3
VGA102	1,11	~4	~10	1,28
VGA108	1,09	~4,2	~10	1,25
VGA109	1,01	~5,6	~10	1,24
B156	1,04	~5,8	~100	-
B157	0,944	~6,8	~100	-
B838	0,79	~11,3	~10	0,9
B839	0,96	~6,7	~10	1,15

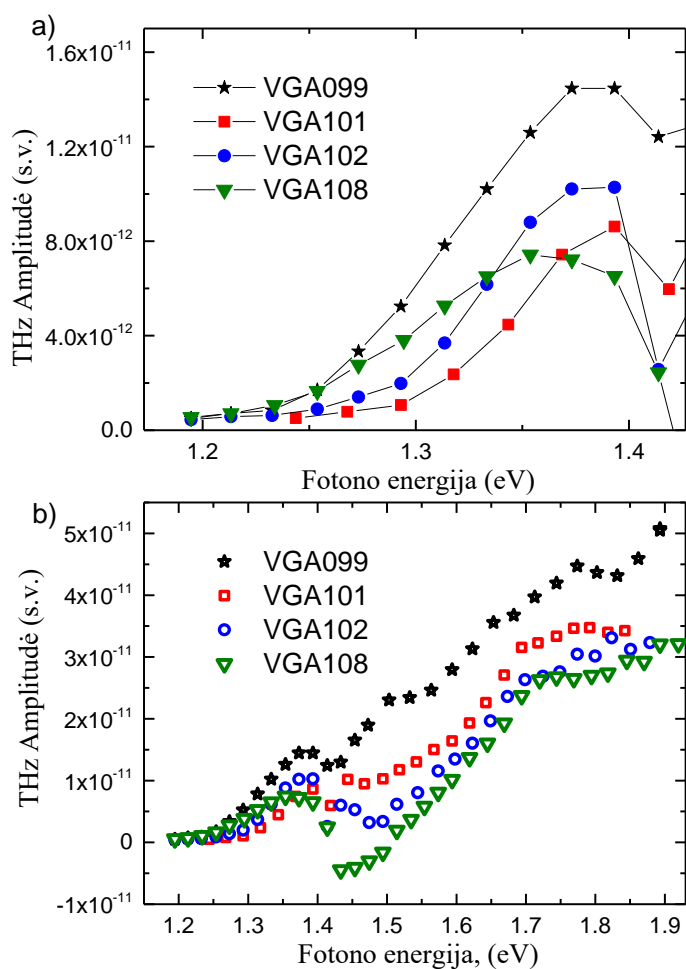


28 pav. B156 ir B157 bandinių THz sužadavimo spektrai

Šiuose spektruose nesimato ryškaus kreivės polinkio pokyčio. Taip pat nematome ir ryškaus draustinių juosto tarpo, tai gali reikšti, jog paviršinis elektrinis laukas yra mažas. Polinkis atsiranda ties 1,36 eV b156 bandinyje. Kadangi šis polinkis atsiranda labai netoli GaAs draudžiamųjų energijų tarpo, labai tikėtina, kad šis kilimas ir yra susijęs su generacija iš GaAs ir nėra sąlygotas barjero tarp GaAsBi ir GaAs. Šiuose bandiniuose buferio sluoksnis yra legiruotas. Tai lemia, elektrinių laukų atsiradimą heterosandūroje. Dėl šios priežasties matuojamas barjero aukštis slenkasi į aukštesnių fotonų energijų pusę. Taigi atlikus šiuos matavimus buvo nuspręsta

kuo labiau sumažinti buferio sluoksnio storį, kas leistų išmatuoti realias laidumo juostos trūkio vertes.

Bandiniai su plonais buferio sluoksniais buvo matuojami tokiais pat sąlygomis, kaip ir B156 ir B157 bandiniai. Šiuo atveju buvo matuojama ne viršūnė – viršūnė vertė, o tik pirmoji viršūnė. Šių spektrinės priklausomybės pavaizduotos 29 pav.



29 pav. VGA 099,101,102 ir 108 bandinių THz sužadavimo spektrai, a) nuo 1,15 eV iki 1,45 eV, b) nuo 1,15 eV iki 1,9 eV

Šiuo atveju gavome, jog sumažinus buferio sluoksnį signalai sumažėjo, bei THz impulsų generacija prasidėdavo virš draustinių juostų tarpo. Tai gali būti paaiškinta tuo, jog be buferio auginami sluoksniai yra prastesnės kokybės, tai lemia mažesnę THz impulsų generavimo efektyvumą. Iš kitos pusės elektrinio lauko nebuvimas paviršiuje lemia, THz generaciją prasideda tik pasiekus barjero energiją, nes generacija vyksta dėl DL efekto. Dėl to signalas pradeda augti, tik tuo atveju, kai elektronai gali patekti į SI GaAs padėklą. Taigi laikysime, jog THz generacijos

atsiradimas ir vieta nuo kurios generacijos efektyvumas pradeda kilti yra fotono energija nuo kurios elektronai efektyviai pradeda įveikti barjerą.

Tuo tarpu 29 b) pav. matomas platesnis išmatuotas diapazonas, Šiuo atveju matomas skirtingas kitimas tarp 1,4 ir 1,55 eV. Kaip prieš tai atliktame eksperimente su GaInAs/AlInAs struktūra matomas generacijos efektyvumo sumažėjimas. Kitame spektriniame ruože nuo 1,55 iki 1,9 eV matome THz signalo efektyvumo sotinimąsi ties 1,7 - 1,8 eV, tai gali būti apspręsta tuo, jog pasiekiamas GaAs šoninis slėnis, kurio vertė yra 1,71 eV [59]. Tai reiškia, jog generacijos metu yra generuojama iš GaAs sluoksnio, arba elektronai balistinio judėjimo metu patekę į padėklą yra sklaidomi.

Bandiniai B838 ir B839 skiriasi tuo, jog jie buvo auginami kitu MBE aparatu, dėl to buvo pasiektas didesnis bismuto kiekis. Tačiau buferio storis buvo palaikomas panašus. Šie bandiniai taip pat pasižymėjo tuo, jog nebuvo gauta liuminescencija kambario temperatūroje, o ϵ_g apskaičiuotas ekstrapoliavus reikšmes gautas prie žemų temperatūrų.

VGA109 bandinys pasižymėjo prasta THz signalo amplitude. Vis dėl to buvo galima nustatyti generacijos efektyvumo polinkio vertę.

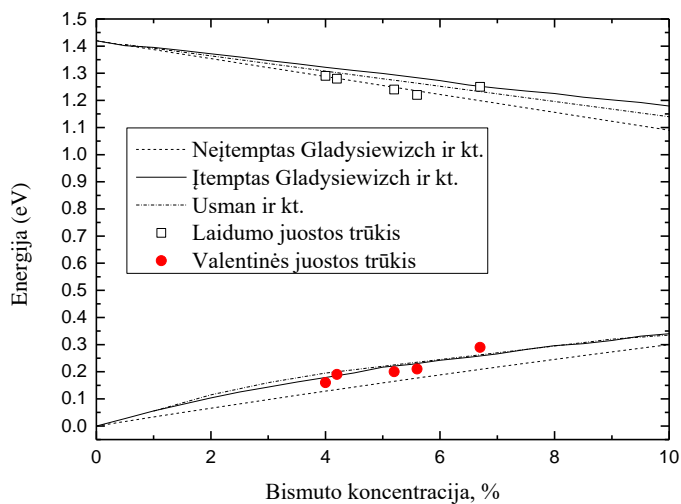
3 lentelė. Apskaičiuotos įvairių bandinių $\text{Ga}_{1-x}\text{Bi}_x\text{As}/\text{GaAs}$ heterosandūros trūkiai naudojant skirtingą bismuto kiekį x , ϵ_l ir ϵ_v atitinkamai laidumo ir valentinės juostų trūkių energijos, $\Delta\epsilon_g$ – draudžiamųjų energijų tarpų skirtumas tarp GaAs ir GaBiAs.

Bandinys	x , %	$\Delta\epsilon_l$, eV	$\Delta\epsilon_v$, eV	$\Delta\epsilon_l/\Delta\epsilon_g$, %
VGA099	5,2	0,18	0,20	47
VGA102	4	0,15	0,16	48
VGA108	4,2	0,14	0,19	42
VGA109	5,6	0,2	0,21	49
B838	10,5	0,1	0,53	16
B839	6,7	0,17	0,29	37

Nustatę energiją ties kuriomis THz spinduliuotės generacijos efektyvumas padidėja, galime apskaičiuoti valentinės ir laidumo juostos trūkius naudodami (19) ir (20) formules gauti rezultatai

pateikti 3 lentelėje. Šiuo atveju skaičiavimams buvo naudotos GaAs defektinės elektronų masės, kadangi GaAsBi su mažu kiekiu (iki 10 %) yra panaši [59].

Gavome, jog prie nedidelių bismuto kiekių iki 7 %, valentinės ir laidumo juostos trūkiai kinta panašiai, o pasiskirstymas tarp laidumo ir valentinės juostų yra apie 45/50.



30 pav. Gautų laidumo ir valentinės juostų trūkių palyginimas su teoriniais skaičiavimais, kur Gladysiewicz ir kt. [60], Usman ir kt. [61]

Taigi 30 pav. matome, jog gauti eksperimentiniai rezultatai gana gerai atitinka teorines valentinės juostos trūkio vertes. Kadangi naudojami sluoksniai yra tik 100 nm storio galimai sluoksnis yra nespėjęs relaxuoti ir yra įtemptas. Šie rezultatai taip pat patvirtina, jog įterpiant daugiau bismuto keičiasi tiek valentinės tiek laidumo juostos padėtis.

Didelės koncentracijos GaAsBi sluoksnio laidumo ir valentinės juostos trūkio vertės neatitinka teorinių skaičiavimų. Tai gali būti dėl to, jog įterpus didelį bismuto kiekį draustinių energijos tarpas tampa neapibrėžtas, pats bandinys nehomogeniškas dėl to reikėtų matuoti daugiau bandinių su dideliais bismuto kiekiais.

Taigi šiame skyriuje buvo tyrinėti $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ /GaAs heterosandūrų laidumo ir valentinės juostų trūkiai kintant bismuto kiekiui. Buvo dar karta parodyta, jog naudojant šia metodiką galima nustatyti laidumo juostos trūkį. Tuo pačiu rezultatai gerai sutapo su teoriniais skaičiavimais.

5. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Išmatuota THz amplitudės priklausomybė nuo žadinančio fotono energijos n ir SI tipo InP kristaluose. Iš jos nustatyta InP šoninio slėnio padėtis – 0,75 eV.

2. InP kristale THz impulsai generuojami dėl tiesinių ir netiesinių srovės efektų:

- paviršinio elektrinio lauko ir foto-Demberio efekto,
- antros eilės netiesinio srovės efekto.

3. Pademonstruota, jog THz emisijos spektroskopijos metodu galima nustatyti laidumo juostos trūkį, kai sluoksnio storis yra ~ 100 nm.

4. Nustatyta $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x/\text{GaAs}$ heterosandūros valentinės ir laidumo juostų trūkiai esant skirtingoms bismuto koncentracijoms. Eksperimentiniai rezultatai sutampa su teoriniais skaičiavimais.

Literatūra

- [1] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, “Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 20, p. 2549, 2003.
- [2] X.-C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darrow, and D. H. Auston, “Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 11, pp. 1011–1013, Mar. 1990.
- [3] R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, and V. Sirutkaitis, “Spectral dependencies of terahertz emission from InAs and InSb,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 26, pp. 1–3, 2005.
- [4] B. Ferguson and X.-C. Zhang, “Materials for terahertz science and technology,” *Nat. Mater.*, vol. 1, no. 1, pp. 26–33, 2002.
- [5] M. F. Kimmitt, “Restrahlen to T-rays - 100 Years of terahertz radiation,” *J. Biol. Phys.*, vol. 29, no. 2–3, pp. 77–85, 2003.
- [6] “Terahercai – elektromagnetinių bangų spektro ‘plėšiniai.’” [Interaktyvus]. Available: <http://rtn.elektronika.lt/rtn/0301/terahercai.html>. [Žiūrėta: 27-06-2017].
- [7] M. van Exter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, “Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 20, p. 1128, 1989.
- [8] T. Nagatsuma, G. Ducournau, and C. C. Renaud, “Advances in terahertz communications accelerated by photonics,” *Nat. Photonics*, vol. 10, no. 6, pp. 371–379, 2016.
- [9] A. S. Skryl, J. B. Jackson, M. I. Bakunov, M. Menu, and G. A. Mourou, “Terahertz time-domain imaging of hidden defects in wooden artworks: application to a Russian icon painting,” *Appl. Opt.*, vol. 53, no. 6, p. 1033, 2014.
- [10] J. P. Guillet *et al.*, “Art Painting Diagnostic Before Restoration with Terahertz and Millimeter Waves,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 38, no. 4, pp. 369–379, 2017.
- [11] C. Seco-Martorell, V. López-Domínguez, G. Arauz-Garofalo, A. Redo-Sanchez, J. Palacios, and J. Tejada, “Goya’s artwork imaging with Terahertz waves,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 15, p. 17800, 2013.
- [12] I. Ozheredov, M. Prokopchuk, M. Mischenko, A. Angeluts, A. Balakin, and A. Shkurinov, “In vivo THz sensing of the cornea of the eye,” 2018.
- [13] C. Yu, S. Fan, Y. Sun, and E. Pickwell-Macpherson, “The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date,” *Quant. Imaging Med. Surg.*, vol. 2, no. 1, pp. 33–45, 2012.
- [14] H.-B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X.-C. Zhang, “Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications,” *Proc. IEEE*, vol. 95, no. 8, pp. 1514–1527, 2007.
- [15] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, and D. V. Derle, “Terahertz technology and its applications,” *Drug Invent. Today*, vol. 5, no. 2, pp. 157–163, 2013.
- [16] D. H. Auston, “Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, no. 3, pp. 101–103, 1975.
- [17] P. R. Smith, D. H. Auston, and W. M. Augustyniak, “Measurement of GaAs field-effect transistor electronic impulse response by picosecond optical electronics,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, no. 9, pp. 739–741, 1981.
- [18] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, “Picosecond photoconducting Hertzian dipoles,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 45, no. 3, pp. 284–286, 1984.
- [19] C. Fattinger and D. Grischkowsky, “Terahertz beams,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no. 6, pp. 490–492, 1989.
- [20] Y. Pastol, G. Arjavalingam, G. V. Kopsay, and J. M. Halbout, “Dielectric properties of uniaxial crystals measured with optoelectronically generated microwave transient radiation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, no. 22, pp. 2277–2279, 1989.
- [21] M. Perenzoni and D. J. Paul, *Physics and Applications of Terahertz Radiation*. New York, Springer 2014.
- [22] “Gedik Group - Research.” [Interaktyvus]. <http://web.mit.edu/gediklab/research.html>. [Žiūrėta: 22-06-2017].
- [23] S. Vidal, J. Degert, M. Tondusson, E. Freysz, and J. Oberlé, “Optimized terahertz generation via optical

- rectification in ZnTe crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, no. 1, p. 149, Jan. 2014.
- [24] C. Vicario *et al.*, “High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 4, p. 4573, 2015.
- [25] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, “Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 17, pp. 2725–2728, 1993.
- [26] Q. Wu and X. C. Zhang, “Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 10, pp. 1285–1286, 1997.
- [27] J. Dai, X. Xie, and X. C. Zhang, “Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 10, pp. 8–11, 2006.
- [28] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, and J. Federici, “Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2076–2078, 1997.
- [29] D. Leonel, G. Fredric, R. Jean-Francois, and J.-K. Coutaz, “Analytical Modeling and Optimization of Terahertz Time-Domain Spectroscopy Experiments Using Photoswitches as Antennas,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, no. 4, pp. 605–623, 2001.
- [30] Y. S. Lee, *Principles of terahertz science and technology*. New York, Springer Science+Business 2009.
- [31] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish, and M. B. Johnston, “Photoconductive response correction for detectors of terahertz radiation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 5, pp. 1–7, 2008.
- [32] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Jungtinė karalystė, Cambridge University press, 3. 2011.
- [33] V. L. Malevich, R. Adomavičius, and A. Krotkus, “THz emission from semiconductor surfaces,” *Comptes Rendus Phys.*, vol. 9, no. 2, pp. 130–141, 2008.
- [34] R. Inoue, K. Takayama, and M. Tonouchi, “Angular dependence of terahertz emission from semiconductor surfaces photoexcited by femtosecond optical pulses,” *Josa B*, vol. 26, no. 9, pp. A14–A22, 2009.
- [35] R. Merlin, “Generating Coherent THz Phonons With Light Pulses,” *Solid State Communications*, vol. 102, no. 2–3, pp. 207–220, 1997.
- [36] C. Weiss, R. Wallenstein, and R. Beigang, “Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 25, pp. 4160–4162, 2000.
- [37] X. C. Zhang and D. H. Auston, “Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 71, no. 1, pp. 326–338, 1992.
- [38] “Photo dember effect.” [Interaktyvus]. Prieiga per: https://en.wikipedia.org/wiki/Photo-Dember_effect#/media/File:PDanim.gif.
- [39] V. Apostolopoulos and M. E. Barnes, “THz emitters based on the photo-Dember effect,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 47, no. 37, 2014.
- [40] M. Winfried, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH Physics and Astronomy*. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- [41] T. A. Germer, K. W. Kołasin-acutecki, J. C. Stephenson, and L. J. Richter, “Depletion-electric-field-induced second-harmonic generation near oxidized GaAs(001) surfaces,” *Phys. Rev. B*, vol. 55, no. 16, pp. 10694–10706, 1997.
- [42] M. Reid, I. V. Cravetchi, and R. Fedosejevs, “Terahertz radiation and second-harmonic generation from InAs: Bulk versus surface electric-field-induced contributions,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 72, no. 3, pp. 1–9, 2005.
- [43] V. L. Malevich, P. A. Ziaziulia, R. Adomavičius, A. Krotkus, and Y. V. Malevich, “Terahertz emission from cubic semiconductor induced by a transient anisotropic photocurrent,” *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 7, 2012.
- [44] C. V. SHANK, B. P. ZAKHARCHENYA, C. V. SHANK, and P. BECKER, “CHAPTER 5 – Femtosecond Processes in Semiconductors,” in *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, 1992, pp. 215–243.
- [45] P. Cicėnas, A. Geižutis, V. L. Malevich, and A. Krotkus, “Terahertz radiation from an InAs surface due to lateral photocurrent transients,” vol. 40, no. 22, pp. 5164–5167, 2015.

- [46] A. Arlauskas, L. Subačius, A. Krotkus, and V. L. Malevich, “Terahertz emission from InSb illuminated by femtosecond laser pulses,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 50, no. 5, 2017.
- [47] “InP physical properties.” [Interaktyvus]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/>.
- [48] A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook of physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers, 1994.
- [49] C. B. Geller *et al.*, “Computational band-structure engineering of III-V semiconductor alloys,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 3, pp. 368–370, 2001.
- [50] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, “Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors,” *Phys. Rev. B*, vol. 14, no. 2, pp. 556–582, 1976.
- [51] Y. S. Kim, M. Marsman, G. Kresse, F. Tran, and P. Blaha, “Towards efficient band structure and effective mass calculations for III-V direct band-gap semiconductors,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 82, no. 20, pp. 1–11, 2010.
- [52] S. Zollner, U. Schmid, N. E. Christensen, and M. Cardona, “Conduction-band minima of InP: Ordering and absolute energies,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 22, pp. 2339–2341, Nov. 1990.
- [53] J. Peretti, H. J. Drouhin, D. Paget, and A. Mircéa, “Band structure of indium phosphide from near-band-gap photoemission,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 15, pp. 7999–8008, 1991.
- [54] X. C. Zhang, Y. Jin, K. Yang, and L. J. Schowalter, “Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, no. 15, pp. 2303–2306, 1992.
- [55] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, and X. C. Zhang, “Study of terahertz radiation from InAs and InSb,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 9, pp. 5533–5537, 2002.
- [56] A. Krotkus, A. Arlauskas, R. Adomavičius, I. Nevinskas, and V. L. Malevich, “Physical mechanisms of surface terahertz emission from semiconductors,” *Proc. SPIE*, vol. 9934, p. 993405, 2016.
- [57] “NSM Archive - Gallium Indium Arsenide (GaInAs) - Band structure.” [Interaktyvus]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaInAs/bandstr.html>. [Žiūrėta: 23-05-2018].
- [58] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11 I, pp. 5815–5875, 2001.
- [59] “Physical properties of Gallium Arsenide (GaAs).” [Interaktyvus]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/>. [Žiūrėta: 24-05-2018].
- [60] M. Gladysiewicz, R. Kudrawiec, and M. S. Wartak, “8-band and 14-band *kp* modeling of electronic band structure and material gain in Ga(In)AsBi quantum wells grown on GaAs and InP substrates,” *J. Appl. Phys.*, vol. 118, no. 5, p. 055702, 2015.
- [61] M. Usman, C. A. Broderick, A. Lindsay, and E. P. O’Reilly, “Tight-binding analysis of the electronic structure of dilute bismide alloys of GaP and GaAs,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 84, no. 24, pp. 1–13, 2011.

Santrauka

Šiame darbe naudojantis THz-TDS sužadavimo spektroskopijos metodu buvo nustatinėjamos puslaidininkių ir jų struktūrų savybės. Visų pirma buvo tyrinėtas InP. Buvo išmatuoti (111) n ir (100) SI tipo THz emisijos spektrai, iš kurio nustatėme šoninio L slėnio padėtį – 0,75 eV. Taip pat buvo pastebėta keletas skirtumu šalia draustinių energijo tarpo. Tai buvo paaiškinta konkuruojančiais paviršinio elektrinio lauko ir fotodemberio efektais. Pirmasis dominuoja iki 1,63 eV, o antrasis virš šios energijos. Išmatuotos azimutinės priklausomybės (111) ir (100) plokštumuose parodė, jog šioje medžiagoje yra ir antros eilės netiesinis srovės efektas.

Šiame darbe taip pat buvo nustatyta laidumo juostos trūkio energija $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{AlInAs}$ heterosandūroje. Matuojant skirtingo storio sluoksnius buvo pastebėta, jog ploninant sluoksnį laidumo juostos trūkio padėtis ryškėja. Iš šių matavimų buvo nustatyta laidumo ir valentinės juostų trūkiai, atitinkamai 0,43 eV ir 0,28 eV. Jų pasiskirstymo santykis 60/40 atitinka prieš tai matuotas, bei apskaičiuotas reikšmes. Tai parodo šio metodo patikimumą. Patikrinus šią metodiką buvo matuojamos $\text{Ga}_{1-x}\text{Bi}_x\text{As}/\text{GaAs}$ heterosandūros. Iš šių matavimų nustatėme, jog kintant bismuto kiekiui keičiasi tiek laidumo, tiek valentinės juostos trūkiai. Gauti duomenis gerai atitiko teorinius skaičiavimus. O laidumo ir valentinės juostos trūkių santykis atitinkamai yra 45/55. Vis dėl to bandiniai su dideliu bismuto kiekiu lemia spartų valentinės juostos slinkimąsi. Tačiau norint tai patvirtinti reikia atlikti išsamesnius tyrimus.

Abstract

Semiconductor and their structure characterization using terahertz excitation spectroscopy

Student: Ričardas Norkus

In this work, the properties of semiconductors and their structures were determined using the THz-TDS emission spectroscopy method. First of all Indium Phosphide (InP) was investigated. THz pulse emission spectra of (111) n and (100) SI-type THz were measured. From which the position of the L-valley was determined to be 0.75 eV. There were also some differences near forbidden energy gap. This was explained by the competing effects of surface electric field and photo-Dember. The first dominates up to 1.63 eV, and the second one above this value. The measured azimuthal dependencies (111) and (100) have proven that there is a nonlinear current effect due to anisotropic photoconductivity. The dependence of $\sin(2\phi)$ on the plane (100) showed that the dominant effect is OR (optical rectification). After that, the position of the conduction band offset was determined in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAlAs}$ heterojunction. When measuring the layers of different thicknesses, it was observed that by lowering thickness of emitting layer will result to more expressed conduction band offset in the spectra. From these measurements, the conductivity and valence bands were determined to be 0.43 eV and 0.28 eV respectively. Their distribution ratio 60/40 corresponds to previously determined value. This shows the reliability of this method. After checking this methodology, a $\text{Ga}_{1-x}\text{Bi}_x\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunction was measured using different bismuth concentration. From these measurements, we found that the variation in the bismuth amount changes the offset of both the conductivity and the valence band. The data obtained complied to theoretical calculations with a small amount of bismuth. And the conductivity bandwidth ratio is 45/55. However, specimens with high bismuth levels cause rapid shift of valence band offset. However, further studies are needed to confirm this.