

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS  
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

GEDIMINAS ŠLEKAS

MAŽŲ MATMENŲ OBJEKTŲ ELEKTRODINAMINIŲ SAVYBIŲ  
TYRIMAS BAIGTINIŲ SKIRTUMŲ LAIKO SKALĖJE METODU

Daktaro disertacija  
Fiziniai mokslai, fizika (02P), puslaidininkų fizika (P265)

Vilnius, 2014

Disertacija rengta 2009 – 2014 metais Fizinių ir Technologijos Mokslo  
Centro Puslaidininkių fizikos instituto Mikrobangų laboratorijoje

**Mokslinis vadovas:**

Habil. dr. Žilvinas Kancleris (FTMC Puslaidininkių fizikos institutas,  
fiziniai mokslai, fizika – 02P, puslaidininkių fizika – P265)

# Padėka

Nuoširdžiai dėkoju savo mokslinio darbo vadovui habil. dr. Žilvinui Kancleriui už skirtą laiką, dėmesį ir kantrybę. Visų doktorantūros studijų metu jis rūpestingai domėjosi darbo eiga, visuomet rasdavo laiko diskusijoms ar rezultatų aptarimui. Jo vertingų patarimų, pasitikėjimo ir sugebėjimo motyvuoti dėka mano darbas buvo kur kas lengvesnis nei galėjo būti.

Dėkoju prof. habil. dr. Raimondui Čiegiui ir doktorantui Andrejui Bugajev už įdomius pokalbius prie kavos ir produktyvų bendradarbiavimą, kurio rezultatai atsispindi disertacijos skyriuje apie skaičiavimų lygiagretinimą.

Taip pat noriu padėkoti recenzentams prof. habil. dr. Algirdui Sužiedėliui ir dr. Ramūnui Adomavičiui už atidumą skaitant disertaciją.

Esu dėkingas savo sužadėtinei Gritai, kurios optimizmą ir palaikymą jaučiu nuolatos.

# Turinys

<b>Santrumpų sąrašas</b>	<b>vii</b>
<b>Žymėjimų sąrašas</b>	<b>viii</b>
<b>Įvadas</b>	<b>x</b>
Įžanga . . . . .	x
Tyrimo rezultatų sklaida . . . . .	xiv
<b>1 Teorinis įvadas ir literatūros apžvalga</b>	<b>1</b>
1.1 Baigtinių skirtumų laiko skalėje metodas . . . . .	1
1.1.1 K. S. Yee Maksvelo lygčių diskretizavimo schema . . .	1
1.1.2 Kraštinės sąlygos . . . . .	5
1.1.3 Sutelktųjų parametrų kondensatoriaus modeliavimas BSLS metodu . . . . .	7
1.1.4 Plonų sluoksnių įtraukimas į BSLS skaičiavimo pro- cedūrą . . . . .	9
1.2 BSLS algoritmo lygiagretinimas . . . . .	12
1.2.1 Lygiagretieji skaičiavimai kompiuterių klasteryje . . .	12
1.2.2 Lygiagretieji skaičiavimai kompiuterio grafinėje plokš- tėje . . . . .	14
1.3 Mikrobangų detektoriai . . . . .	16
1.3.1 Klasikinių mikrobangų impulsų galios matavimo me- todų apžvalga . . . . .	16
1.3.2 Planarinis diodas mikrobangų detekcijai plačiame daž- nių intervale . . . . .	18
1.4 Žiediniai rezonatoriai kaip efektyvūs dažnių juostos filtrai . .	24
1.4.1 Metamedžiagos . . . . .	24
1.4.2 Metamedžiagų raida . . . . .	25
1.4.3 ŽR kaip elektriniai rezonatoriai . . . . .	27

1.4.4	Rezonanso padėties valdymas . . . . .	28
1.5	Apibendrinimas . . . . .	29
<b>2</b>	<b>Dvimatis sluoksnis charakterizuojamas savituoju paviršiniu laidumu</b>	<b>31</b>
2.1	BSLS lygtys 2DED sluoksniui . . . . .	31
2.2	2DED sluoksnis stačiakampiame bangolaidyje . . . . .	34
2.3	Elektromagnetinio lauko nuostolių laidininke modeliavimas BSLS metodu . . . . .	37
2.3.1	Skin-efekto aproksimacija . . . . .	37
2.3.2	BSLS lygčių su paviršiniu laidumu panaudojimas bangos absorbcijai stačiakampiame bangolaidyje modeliavimui . . . . .	39
2.4	Apibendrinimas . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Lygiagretinimo įrankių panaudojimas BSLS algoritmo spartinimui</b>	<b>42</b>
3.1	BSLS skaičiavimai kompiuterių klasteryje . . . . .	42
3.1.1	Pusiau automatinio lygiagretinimo biblioteka ParSol	42
3.1.2	Lygiagretaus algoritmo testavimas kompiuterių klasteryje "Vilkas" . . . . .	44
3.2	BSLS skaičiavimai kompiuterio grafines plokštės procesoriuje	45
3.2.1	Nvidia CUDA programavimo modelis . . . . .	45
3.2.2	Lygiagretaus algoritmo testavimas kompiuterio grafines plokštėje . . . . .	49
3.3	Apibendrinimas . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Planarinio diodo sąveika su stačiakampiame bangolaidyje sklindančia TE<sub>10</sub> banga</b>	<b>53</b>
4.1	Skaitmeninis PD modelis . . . . .	53
4.2	Elektrinis laukas PD mezoje . . . . .	57
4.3	PD jautrio optimizavimas . . . . .	61
4.4	Apibendrinimas . . . . .	67

<b>5</b>	<b>Žiedinių rezonatorių matricos rezonansinio dažnio derinimas te- rahercų ruože</b>	<b>69</b>
5.1	Elektros srovės modos ŽR kontūre . . . . .	69
5.1.1	Pavienio ŽR modelis . . . . .	69
5.1.2	Elektros srovės rezonansai ŽR kontūre . . . . .	71
5.2	ŽR masyvo filtravimo savybės . . . . .	76
5.2.1	Periodinio ŽR masyvo modelis . . . . .	76
5.2.2	ŽR masyvo pralaidumo savybių ryšys su elektros sro- vės rezonansais pavieniame ŽR . . . . .	77
5.3	ŽR rezonansų valdymas . . . . .	79
5.3.1	Optiškai valdomi ŽR . . . . .	79
5.3.2	Elektriškai valdomi ŽR . . . . .	81
5.4	FPR įtaka moduliacinėms ŽR masyvo savybėms . . . . .	84
5.4.1	ŽR su Schottky barjeru modeliavimas . . . . .	84
5.4.2	Eksperimentai su skirtingos geometrinės talpos ŽR . . . . .	87
5.5	Apibendrinimas . . . . .	90
<b>6</b>	<b>Išvados</b>	<b>92</b>
	<b>Literatūra</b>	<b>94</b>

# Santrumpų sąrašas

2DED	Dvimačių elektronų dujos
BSLS	Baigtinių skirtumų laiko skalėje
CP	Centrinis procesorius
CUDA	Bendrosios paskirties lygiagrečiųjų skaičiavimų architektūra ( <i>Compute Unified Device Architecture</i> )
DGMI	Didelės galios mikrobangų impulsas
EM	Elektromagnetinis
FPR	Fabry-Perot rezonansai
GP	Grafinis procesorius
MI	Mikrobangų impulsas
MM	Metamedžiaga
MPI	Pranešimų perdavimo sąsaja ( <i>Message Parsing Interface</i> )
NLR	Neigiamas Lūžio Rodiklis
PD	Planarinis diodas
PEC	Idealus elektrinis laidininkas ( <i>Perfect Electric Conductor</i> )
PML	Idealiai suderintas sluoksnis ( <i>Perfectly Matched Layer</i> )
RJ	Rezistorinis jutiklis
SIMD	Viena instrukcija daugeliui duomenų ( <i>Single Instruction Multiple Data</i> )
TE	Skersinis elektrinis ( <i>Transverse electric</i> )
TEM	Skersinis elektromagnetinis ( <i>Transverse Electromagnetic</i> )
UPML	Vienašis idealiai suderintas sluoksnis ( <i>Uniaxial Perfectly Matched Layer</i> )
ŽR	Žiedinis rezonatorius

## Formulėse naudojamų dydžių sąrašas

- $a$  — Bangolaidžio plačiosios sienelės matmuo
- $b$  — Bangolaidžio siaurosios sienelės matmuo
- $c$  — Šviesos greitis vakuume
- $d$  — Planarinio diodo susiaurintos dalies plotis
- $e$  — Elektrono krūvis
- $f$  — Dažnis
- $f_k$  — Kritinis bangos dažnis bangolaidyje
- $h$  — Planarinio diodo storis
- $j$  — Elektros srovės tankis
- $j_C$  — Tekančios per kondensatorių elektros srovės tankis
- $k$  — Banginis skaičius
- $l$  — Atstumas tarp kondensatoriaus plokštelių
- $n$  — Laisvųjų elektronų tankis puslaidininkyje
- $s$  — Elektrono impulso relaksacijos laiko priklausomybės nuo energijos rodiklis
- $t$  — Laikas
- $v$  — Greitis
- $w$  — Planarinio diodo plotis
- $x$  — Koordinatė  $x$  Dekarto koordinatių sistemoje
- $y$  — Koordinatė  $y$  Dekarto koordinatių sistemoje
- $z$  — Koordinatė  $z$  Dekarto koordinatių sistemoje
- $A$  — Žiedinio rezonatoriaus kraštinės matmuo
- $C$  — Elektrinė talpa
- $C_S$  — Vienetinio ploto elektrinė talpa
- $D$  — Elektronų difuzijos koeficientas
- $E$  — Elektrinio lauko stipris
- $E_0$  — Elektrinio lauko stipris tuščio bangolaidžio centre
- $E_m$  — Mikrobangų elektrinio lauko amplitudė
- $H$  — Magnetinio lauko stipris
- $I$  — Elektros srovės stipris
- $I_C$  — Tekančios per kondensatorių elektros srovės stipris
- $K$  — Rezonanso kokybės faktorius
- $L$  — Planarinio diodo ilgis
- $N$  — Koeficientas aprašantis elektronų energijos ir Maksvelo relaksacijos laikus puslaidininkyje
- $N_d$  — Donorinių priemaišų tankis
- $P$  — Elektromagnetinio lauko galia
- $P_0$  — Krentančio elektromagnetinio signalo galia



$P_{abs}$  — Absorbuota elektromagnetinio lauko galia  
 $Q$  — Šilumos srauto tankis  
 $R$  — Atspindžio koeficientas  
 $S$  — Planarinio diodo jautris  
 $S_C$  — Kondensatoriaus plokštelių plotas  
 $S_p$  — Planarinio diodo puslaidininkinės dalies skerspjūvio plotas  
 $T$  — Elektrinio lauko pralaidumo koeficientas  
 $T_{GaAs}$  — Galio arsenido plokštelės storis  
 $T_P$  — Galios pralaidumo koeficientas  
 $U$  — Elektros įtampa  
 $U_d$  — Tarp planarinio diodo kontaktų detektuojama įtampa  
 $Z_0$  — Vakuumo banginė varža  
 $\alpha$  — Tūrinis šiluminės elektrovaros koeficientas  
 $\alpha_1$  — Planarinio diodo susmailėjimo kampas  
 $\alpha_b$  — Bangos Bangos slopimo koeficientas  
 $\gamma$  — Normuotas savitasis laidumas  
 $\gamma_S$  — Normuotas savitasis paviršinis laidumas  
 $\delta$  — Skin-gylis laidininke  
 $\varepsilon$  — Santykinė dielektrinė skvarba  
 $\varepsilon_0$  — Vakuumo dielektrinė skvarba  
 $\kappa$  — Elektronų šiluminio laidumo koeficientas  
 $\lambda$  —  
 $\mu$  — Elektronų judris  
 $\mu_0$  — Magnetinė vakuumo konstanta  
 $\rho$  — Savitoji varža  
 $\sigma$  — Savitasis laidumas  
 $\sigma_S$  — Savitasis paviršinis laidumas  
 $\tau_E$  — Elektronų energijos relaksacijos laikas  
 $\tau_M$  — Maksvelo relaksacijos laikas  
 $\omega$  — Ciklinis dažnis  
 $\Delta x$  — Diskretizavimo žingsnis pagal koordinatę  $x$   
 $\Delta y$  — Diskretizavimo žingsnis pagal koordinatę  $y$   
 $\Delta z$  — Diskretizavimo žingsnis pagal koordinatę  $z$   
 $\Delta t$  — Laiko diskretizavimo žingsnis  
 $\mathcal{E}$  — Vidutinė elektronų energija

# Įvadas

## Įžanga

Klasikinėje elektrodinamikoje mažais objektais laikomi kūnai, kurių matmenys yra ženkliai mažesni už su jais sąveikaujančios bangos ilgį. Toks apibūdinimas gerai tinka santykinai paprastos formos, vientisiems objektams, kaip metalinė arba dielektrinė sfera, cilindras ir panašiai. Šiuolaikiniuose praktikoje sprendžiamuose elektrodinamikos uždaviniuose, kaip taisyklė, vyrauja kompleksiški objektai, sudaryti iš įvairių formų ir dydžių detalių bei skirtingų savybių medžiagų, o sąveika vienu metu vyksta ne su monochromatine banga, o su tam tikrą dažnių spektrą nešančiu impulsu. Klasikinis mažo objekto kriterijus tokiu atveju netenka prasmės. Jis turėtų būti išplėstas iki mažo objekto specifikos. Mažo objekto specifika uždavinyje atsiranda tuomet, kai bent vienos svarbios jį sudarančios detalės matmenys yra mažesni už didžiausią dominantę bangos ilgį impulso spektre. Toks kriterijus tinka didžiajai daugumai šiuolaikinėje mikrobangų ar terahercų elektronikoje išskylančių elektrodinaminių uždavinių.

Šiame darbe tyrimams pasirinkti objektai yra iš šiuo metu intensyviai besivystančios aukštų dažnių mikrobangų elektronikos srities. Spręsti uždaviniai kilo iš realių iššūkių su kuriais susidurta vystantis aukštų dažnių technologijoms, todėl tirti dariniai, be aukščiau aptartų mažų objektų požymių, pasižymi dar ir tuo, kad yra maži žmogaus akiai įprasto mastelio atžvilgiu, t.y. jų matmenys yra mikronų eilės. Taigi iškyla tam tikrų keblumų ne tik juos modeliuojant, bet ir tiriant eksperimentiškai.

Visi šiame darbe atlikti tyrimai yra pagrįsti rezultatais gautais kompiuterinio modeliavimo būdu. Nemaža jų dalis taip pat yra patvirtinta eksperimentiškai. Skaičiavimams atlikti naudotas baigtinių skirtumų laiko skalėje (BSLS) metodas [1], leidžiantis apskaičiuoti elektromagnetinio lauko dedamųjų modeliuojamos erdvės taškuose kitimą laike. Pagrindinis iššūkis išskylantis modeliuojant mažų matmenų objektus yra didelių, o kartais ir

milžiniškų, kompiuterio resursų poreikis. Tai pakankamai akivaizdu, mat jei mus domina elektromagnetinio lauko dedamųjų kitimas nedidelėje, lyginant su bangos ilgiu, erdvės dalyje, erdvinės diskretizacijos žingsnis turi būti atitinkamai mažas. Tai reiškia didelį mazgų, kuriuose skaičiuojamos elektromagnetinio lauko dedamosios, skaičių, kuris tiesiogiai lemia tiek didelį kompiuterio darbinės atminties panaudojimą, tiek ilgai trunkančius skaičiavimus CP (centriniame procesoriuje). Dėl šios priežasties mes ėmėmės įvairių priemonių skaičiavimams spartinti: iš vienos pusės, modifikavome kompiuterinį modelį, įtraukdami papildomas skaičiavimo metodikas, leidusias sumažinti objektų aprašymui reikalingų mazgų skaičių, iš kitos pusės, pasinaudojome lygiagrečiųjų skaičiavimų technologijomis leidusiomis per tą patį laiką apskaičiuoti daugiau elektromagnetinio lauko verčių. Spręsdami iškilusius iššūkius ne tik gavome aktualius fizikinius rezultatus, bet ir prisidėjome tiek prie BSLS metodo galimybių vystymo, tiek prie GP (grafinio procesoriaus) bei kompiuterių klasterio panaudojimo sprendžiant uždavinius BSLS metodu galimybių tyrimo.

## **Aktualumas**

Sparčiai vystantis terahercų technologijoms vis dažniau susiduriama su mažų matmenų kompleksiais objektais. Jų elektrodinaminių savybių modeliavimas yra itin svarbus tyrimų etapas, kadangi gaminti ir eksperimentiškai tirti įvairių konfigūracijų mikronų eilės dydžio darinius yra neefektyvu dėl didelių gamybos kaštų. Sudarant mažų objektų kompiuterinius modelius susiduriama su didelių ar net milžiniškų skaičiavimo resursų poreikiu. Todėl, iš vienos pusės, itin svarbu kurti naujus skaitmeninius metodus leidžiančius sumažinti uždavinių apimtį, iš kitos pusės, ieškoti galingesnių kompiuterinių sistemų panaudojimo galimybių. Prie abiejų šių sričių buvo prisidėta ruošiant šią daktaro disertaciją.

## **Mokslinis naujumas**

Šiame darbe išvestos BSLS algoritmo lygtys, leidžiančios į kompiuterinį modelį įskaityti dvimačius laidžius sluoksnius, charakterizuojamus savituoju paviršiniu laidumu. Jos panaudotos modeliuojant planarinius žiedinių rezonatorių masyvus. Nustatyta, kad filtruojančias žiedinių rezonatorių savybes sąlygoja rezonatoriuose indukuojamos elektros srovės modos. Iširta

asimetriniuose žiediniuose rezonatoriuose susidaranti nuoseklios srovės moda bei jos sąlygotas žemadažnis rezonansas, kurio aukštas kokybės faktorius lemia puikų jo pritaikymo potencialą. Taip pat nustatyta, kad dielektrinėje plokštelėje, ant kurios suformuotas rezonatorių masyvas, susidarantys Fabry-Perot rezonansai įtakoja bendrą masyvo pralaidumo spektrą. Parodyta, kad parenkant tinkamą plokštelės storį galima gerokai padidinti modulatoriaus moduliacijos gylį.

Ištirtos ParSol pusiau automatinio lygiagretinimo įrankio panaudojimo galimybės BSLs skaičiavimų daugiaprocesorinėse sistemose spartinimui. Gauti ženklūs paspartėjimai bei priėjimas prie didelės apimties darbinės atminties leido išspręsti planarinio diodo sąveikos su  $TE_{10}$  elektromagnetine banga sklindančia stačiakampiame bangolaidyje uždavinį. Gauti rezultatai parodė, kad planarinio diodo metaliniai kontaktai veikia kaip dipolinė antena, kurios jautris priklauso nuo dipolio ilgio. Nustatyta sąlyga leidžianti išlaikyti mažai kintantį planarinio diodo jautrį, naudojant jį skirtingų dažnių ruožų bangolaidžiuose.

Tirtos BSLs skaičiavimų grafiniuose kompiuterių procesoriuose galimybės. Parodyta, kad naujesnės grafinės plokštės, su 2.0 ir aukštesne skaičiavimo galimybių versija, gali be programuotojo įsikišimo išnaudoti sparčiosios atminties resursus ir pasiekti puikius paspartėjimo rezultatus.

## Praktinė svarba

Šiame darbe išvestas BSLs metodo papildymas, leidžiantis modeliuoti dvimačius savituoju paviršiniu laidumu charakterizuojamus sluoksnius, gali būti taikomas dvimatėms elektronų dujoms modeliuoti. Tokios dujos susidaro kvantinėse duobėse, o jose esantys elektronai pasižymi itin dideliu judriu. Dėl šios priežasties dvimačiai elektronai vis plačiau taikomi terahercų elektronikos prietaisuose, pavyzdžiui, planariniuose dioduose, gebančiuose detektuoti net ir silpną spinduliuotę plačiame dažnių diapazone. Nustatyta planarinio diodo ir dipolinės antenos jautrio analogija leidžia pasirinkti bangolaidžio aukštį taip, kad diodo jautris, pereinant į kito dažnių ruožo bangolaidį, nepasikeistų.

Dar viena galimybė panaudoti išvestas BSLs lygtis su savituoju paviršiniu laidumu yra modeliuojant plonus laidininko sluoksnius, kuriuose galioja skin-efekto aproksimacija. Tokius sluoksnius galima transformuo-

ti į dvimačius ir modeliuoti pasitelkiant šiame darbe aprašytą metodiką. Pademonstravome, kad taip galima įskaityti elektromagnetinio lauko nuostolius bangolaidžio sienelėse, atsirandančius dėl baigtinio jų laidumo. Taip pat šis metodas buvo pritaikytas planarinių žiedinių rezonatorių masyvų modeliavimui. Nustatyti elektros srovės modų, susidarančių simetriniame ir asimetriniame žiediniuose rezonatoriuose dažniai leidžia prognozuoti rezonatorių masyvo filtruojamus dažnius. Ištirtos asimetriškų rezonatorių masyve pasireiškiančio nuoseklios elektros srovės rezonanso panaudojimo terahercų moduliatoriuje galimybės leidžia tikėtis aukšto moduliacijos efektyvumo, kai modulatorius valdomas tiek optiniais impulsais, tiek elektros įtampa. Tai yra itin svarbu kuriant modulatorius terahercinio ryšio bei realaus laiko vaizdinimo sistemoms.

Dideles perspektyvas kompiuteriniam modeliavimui žada grafiniai procesoriai. Jų galingumas ir darbinės atminties kiekis sparčiai auga, o galios ir kainos santykis yra kur kas geresnis nei iš centrinių procesorių sudarytose sistemose. Tai leidžia perkelti BSLS skaičiavimus į kompiuterių grafines plokštes. Netolimoje ateityje galima tikėtis, kad tai leis be didelių kaštų sudaryti dar sudėtingesnius ir tikslesnius elektrodinaminių sistemų kompiuterinius modelius.

## **Pagrindiniai darbo tikslai**

1. Užrašyti BSLS lygtis dvimačių sluoksnių, charakterizuojamų savituoju paviršiniu laidumu, modeliavimui.
2. Naudojantis aukšto lygio programavimo priemonėmis paspartinti BSLS skaičiavimų vykdymą daugiaprocesorinėse sistemose — kompiuterių klasteryje ir grafinėje plokštėje.
3. Ištirti planarinio diodo jautrio kitimą skirtingų dažnių ruožų stačiakampiuose bangolaidžiuose, siekiant gauti pastovią jautrio dažininę charakteristiką plačiame dažnių diapazone.
4. Ištirti žiedinių rezonatorių rezonansinių savybių ryšį su jų forma bei dydžiu, ir įvertinti rezonatorių planarinių masyvų panaudojimo galimybes kuriant terahercų diapazone valdomą metamedžiagą.

## Ginamieji teiginiai

1. BSLS metodu galima modeliuoti dvimatį laidų sluoksnį charakterizuojamą savituoju paviršiniu laidumu modifikuojant tangentinių elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimą sluoksnio plokštumoje.

2. Išlaikyti pastovų planarinio diodo jautrį pereinant į skirtingų dažnių ruožų stačiakampius bangolaidžius galima keičiant bangolaidžio siaurosios sienelės matmenį  $b$  taip, kad jo santykis su plačiosios sienelės matmenimi  $a$  išliktų pastovus.

3. Asimetriniuose žiediniuose rezonatoriuose indukuojama nuoseklios elektros srovės moda sąlygoja aukšto kokybės faktoriaus rezonansus tokių rezonatorių planarinio masyvo pralaidumo spektre.

4. Keičiant dielektrinio padėklo storį, galima pagerinti užneštos ant dielektriko paviršiaus žiedinių rezonatorių matricos moduliacinės savybės.

## Asmeninis autoriaus indėlis

Disertacijos autorius kūrė C++ programas modeliuojančias disertacijoje aprašytus objektus, prisidėjo prie lygiagrečiųjų programų versijų kūrimo. Naudodamasis sukurtomis programomis atliko eilę modeliavimų, analizavo gautus rezultatus, prisidėjo rengiant mokslines publikacijas ir konferencijų pranešimus disertacijos tema.

## Tyrimo rezultatų sklaida

### Publikacijos susiję su disertacijos tema

1. R. Čiegis, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel numerical solver for modelling of electromagnetic properties of thin conductive layers", *PARALLEL PROCESSING AND APPLIED MATHEMATICS, PART II Book Series: Lecture Notes in Computer Science*, Vol. **6068**, 320–329, 2010.

2. Ž. Kancleris, G. Šlekas, R. Čiegis, "Interaction Of Thin Conductive Sheets with  $TE_{10}$  Electromagnetic Wave in Rectangular Waveguide", *Proc. 18<sup>th</sup> International conference on Microwave, Radar, and Wireless Communications MIKON-2010*, June 14-16, 2010.

3. Ž. Kancleris, G. Šlekas, R. Čiegis, "Sensitivity of Asymmetrically Necked Planar Millimeter-Wave Detectors", *IEEE Sensors Journal*, Vol.

13(4), pp. 1143–1147, 2013.

4. Ž. Kancleris, G. Šlekas, A. Matulis, "Modeling of Two-dimensional Electron Gas Sheet in FDTD Method", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. **61**(2), pp. 994–996, 2013.

5. G. Šlekas, Ž. Kancleris, D. Seliuta, "Tuning of resonance frequency in array of split-ring resonators in terahertz range", *Lithuanian Journal of Physics*, Vol. **54**(1), pp. 15–19, 2014.

6. R. Čiegis, A. Bugajev, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel Numerical Algorithms for Simulation of Rectangular Waveguides by Using GPU", *PARALLEL PROCESSING AND APPLIED MATHEMATICS, PART II Book Series: Lecture Notes in Computer Science*, Vol. **8385**, 301–310, 2014.

## **Pranešimai tarptautinėse ir nacionalinėse konferencijose**

1. R. Čiegis, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel Numerical Solver for Modelling of Electromagnetic Properties of Thin Conductive Layers", 8<sup>th</sup> Int. Conf. on Parallel Processing and Applied Mathematics (PPAM2009), 2009 Sept. 11-14, Wrocław, Poland.

2. G. Šlekas, Ž. Kancleris, R. Čiegis, "Investigation of Thin Necked Shape Conductive Structures, Interacting with TE<sub>10</sub> Electromagnetic Wave in Rectangular Waveguide", 14<sup>th</sup> international conference on Electronics ELECTRONICS'2010, 2010 May 18-20, Vilnius.

3. R. Čiegis, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Investigation of thin Conducting Sheets Interacting with TE<sub>10</sub> Wave", 15<sup>th</sup> International Conference Mathematical Modelling and Analysis (MMA2010), 2010 May 26-29, Druskininkai.

4. G. Šlekas, Ž. Kancleris, R. Čiegis, "Interaction of thin conductive sheets with TE<sub>10</sub> electromagnetic wave in rectangular waveguide", 18<sup>th</sup> International conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010, 2010 June 14-16, Vilnius.

5. G. Šlekas, Ž. Kancleris, R. Čiegis, "Modeling of terahertz radiation excited using stretched laser pulse", E2011 15<sup>th</sup> International Conference on Electronics, 2011 May 17-19, Vilnius.

6. G. Šlekas, Ž. Kancleris, R. Čiegis, "Plonasluoksnio diodo jautrio dažninės priklausomybės optimizavimas baigtinių skirtumų laiko skalėje metodu", 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2011 spalio 6-8 d.,

Vilnius.

7. A. Bugajev, R. Čiegis, G. Šlekas, Ž. Kancleris, "The analysis of 3D finite difference time domain calculations using CUDA", 18<sup>th</sup> International Conference Mathematical Modelling and Analysis (MMA2013), 2013 May 27-30, Tartu, Estonia.

8. G. Šlekas, Ž. Kancleris, D. Seliuta, "Periodinės žiedinių rezonatorių struktūros rezonansinių savybių tyrimas", 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2013 birželio 10-12 d., Vilnius.

9. R. Čiegis, A. Bugajev, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel Numerical Algorithms for Simulation of Rectangular Waveguides by Using GPU", 10<sup>th</sup> International Conference on Parallel Processing & Applied Mathematics (PPAM2013), 2013 Sept. 8-11, Warsaw, Poland.

10. G. Šlekas, Ž. Kancleris, D. Seliuta, "Tuning of resonance frequency in array of split ring resonators in terahertz region", 15<sup>th</sup> International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors, 2013 Aug. 25-28, Vilnius.

11. G. Šlekas, Ž. Kancleris, D. Seliuta, "Influence of Fabry-Perot resonance on modulation properties of tunable metamaterial in terahertz region", 5<sup>th</sup> International Conference on Radiation interaction with materials: fundamentals and applications, 2014 May 12-15, Kaunas.

12. Ž. Kancleris, D. Seliuta, G. Šlekas, A. Urbanovič, G. Valušis, D. Zimkaitė, "Optimization of Terahertz Metamaterial Modulator", 39<sup>th</sup> International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2014 Sept. 14-19, The University of Arizona, Tucson, AZ, USA.

## **Publikacijos neįtrauktos į disertaciją**

1. Ž. Kancleris, G. Šlekas, V. Tamošiūnas, M. Tamošiūnienė, M. Dagys, "Modelling of Resistive Sensor for High Power Microwave Pulse Measurement of TE<sub>11</sub> Mode in Circular Waveguide", *Lithuanian Journal of Physics*, Vol. **50**(2), pp. 181–189, 2010.

2. Ž. Kancleris, G. Šlekas, V. Tamošiūnas, M. Tamošiūnienė, "Modelling of Resistive Sensor for High-Power Microwave Pulse Measurement of TE<sub>01</sub> Wave in Circular Waveguide", *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, Vol. **4**(6), pp. 771-777, 2010.

3. Ž. Kancleris, G. Šlekas, V. Tamošiūnas, M. Tamošiūnienė, "Pola-



risation insensitive in-situ resistive sensor for high-power microwave pulse measurement in  $TE_{11}$  mode circular waveguide", IET Microwaves, Antennas & Propagation, Vol. **6**(1), pp. 67-71, 2012.

## **Moksliniai projektai**

1. 2007 m. - 2009 m., Lietuvos valstybinio mokslo ir studijų fondo projektas "Nanodariniai mikrobangei ir terahercei elektronikai", vad. S. Ašmontas.

2. 2011 m. - 2012 m., Lietuvos mokslo tarybos mokslinių grupių projektas "Rezistorinis jutiklis didelės galios mikrobangų impulsams matuoti H-tipo bangolaidyje", vad. Ž. Kancleris.

3. 2012 m. - 2015 m., Septintosios bendrosios programos FP7 — SEC-2011 projektas "Kritinių infrastruktūros objektų apsaugojimas nuo didelės galios mikrobangų sukeltamų pavojų".

4. 2014 m. - 2016 m., Lietuvos mokslo tarybos mokslinių grupių projektas "Aktyvių metamedžiagų tyrimas ir taikymas terahercinės spinduliuotės perjungimui ir moduliacijai".

# 1 Teorinis įvadas ir literatūros apžvalga

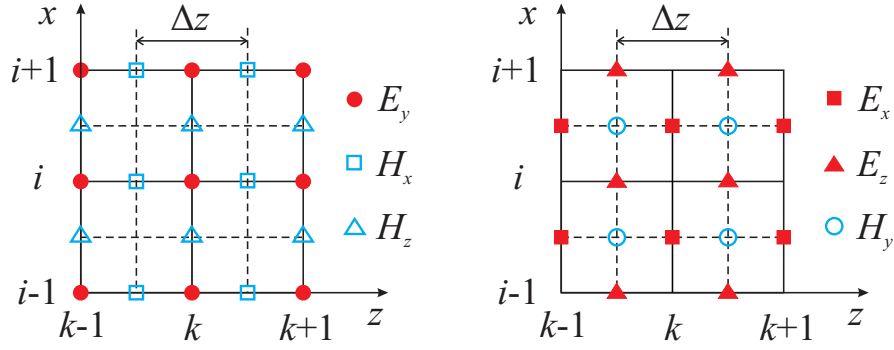
Šis skyrius supažindins skaitytoją su disertacijoje atliktų tyrimų reikšme bendrame mikrobangų ir terahercų elektronikos uždavinių kontekste. Jame yra pateikta santrauka teorinių žinių, reikalingų norint suprasti šiame darbe panaudotus tyrimo metodus ir tiriamuose objektuose vykstančius procesus, bei autoriaus indėlį į aprašytų sričių vystymą, kitų autorių darbų kontekste. Poskyryje 1.1 išdėstyti BSLs metodo, kurį naudojame visų darbe aprašytų elektrodinamikos uždavinių sprendimui, pagrindai. Poskyryje 1.2 apžvelgtos BSLs algoritmo kompiuterinio lygiagretinimo galimybės. Poskyriuose 1.3 ir 1.4 aprašyta BSLs metodu tirtų mažų matmenų darinių — mikrobangų detektorių ir žiedinių rezonatorių — tyrimų chronologija bei problematika.

## 1.1 Baigtinių skirtumų laiko skalėje metodas

Šiame poskyryje aprašytas BSLs metodas Maksvelo lygčių sprendimui. Pateiktos formulės EM lauko dedamųjų skaičiavimui Dekarto koordinatų sistemoje, aprašytos dažniausiai naudojamos kraštinės sąlygos. Skyreliuose 1.1.3 ir 1.1.4 pateiktos papildomos BSLs skaičiavimų metodikos, kurias naudojame modeliuodami planarinį diodą (PD) ir žiedinius rezonatorius (ŽR) su integruotu varaktoriu.

### 1.1.1 K. S. Yee Maksvelo lygčių diskretizavimo schema

BSLs metodas yra vienas populiariausių būdų skaitmeniškai spręsti Maksvelo lygtis. Jis remiasi išvestinių diferencialinėse lygtyse aproksimavimu baigtiniais skirtumais. Toks lygčių diskretizavimo būdas žinomas jau nuo Niutono laikų [2], tačiau Maksvelo lygčių sprendimui pradėtas taikyti



**1.1 pav.:** Diskretizavimo schema: kairėje — plokštuma  $y = (j + 1/2)\Delta z$ , dešinėje —  $y = j\Delta z$

kur kas vėliau. 1966 metais K. S. Yee pasiūlė centruotų skirtumų diskretizacijos schemą, leidžiančią pasiekti tikslumo didėjimą atvirkščiai proporcingą žingsnio kvadratui [3]. Pagal šią schemą visos šešios elektrinio ir magnetinio lauko dedamosios skaičiuojamos skirtinguose erdvės taškuose. Jie yra pasislinkę erdvėje vienas kito atžvilgiu per pusę diskretizacijos žingsnio tokiu būdu, kad aplink elektrinio lauko taškus išsidėsčiusios magnetinio lauko dedamosios sudarytų cirkuliacinį kontūrą, ir atvirkščiai — aplink magnetinio lauko dedamąsias išsidėstę elektrinio lauko mazgai sudarytų diskrečią rotoriaus aproksimaciją (1.1 pav.). Be to, magnetinio lauko dedamosios skaičiuojamos per pusę laiko žingsnio anksčiau nei elektrinio lauko dedamosios. Toks komponentių paslinkimas atitinka erdvėje pakaitomis išdėstytus Faradėjaus ir Ampero dėsnio kontūrus ir leidžia pasiekti žingsnio kvadrato tikslumą. Nepaisant netrivialaus mazgų išdėstymo erdvėje, Yee schema gali būti pritaikyta ne tik Dekarto, bet ir cilindrinei, sferinei ar net kreivinių koordinačių sistemai [4, 5]. Vis tik ir po K. S. Yee straipsnio pasirodymo dar ilgą laiką skaitmeninėje elektrodinamikoje dominavo momentų metodas. BSLs populiarumas pradėjo augti nuo 1988 metų, kai buvo išleistas A. Taflove straipsnis, kuriame buvo aprašyti BSLs metodo privalumai, ištirtos algoritmo skaitmeninės dispersijos ir stabilumo savybės, pateikti panaudojimo pavyzdžiai [6]. Vėliau išleistoje A. Taflove ir S. C. Hagness knygoje [1] yra išsamiai aprašytas BSLs algoritmas ir jo taikymo niuansai įvairių elektrodinamikos uždavinių sprendimui.

Mes savo BSLs skaičiavimuose naudojome Maksvelo lygtis užrašytas bedimensėse koordinatėse:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} [\text{rot} \mathbf{H} - \gamma \mathbf{E}]. \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{E}. \quad (1.2)$$

čia  $\mathbf{E}$  yra elektrinio lauko stiprio vektorius,  $\mathbf{H}$  — magnetinio lauko stiprio vektorius,  $\varepsilon$  — aplinkos santykinė dielektrinė skvarba,  $\gamma$  — normuotas savitasis laidumas,  $\mu$  — santykinė magnetinė skvarba (toliau laikysime, kad ji lygi 1.0). Lygtyse (1.1) ir (1.2) erdvinės koordinatės ir laikas yra padalintos iš charakteringo sistemos matmens  $L$ , o pastarasis dar padaugintas iš šviesos greičio vakuume  $c$ . Magnetinio lauko stipris matuojamas elektrinio lauko stiprio vienetais:

$$x \rightarrow \frac{x}{L} \quad (1.3a)$$

$$y \rightarrow \frac{y}{L} \quad (1.3b)$$

$$z \rightarrow \frac{z}{L} \quad (1.3c)$$

$$t \rightarrow \frac{v}{L} t \quad (1.3d)$$

$$\mathbf{H} \rightarrow Z_0 \mathbf{H} \quad (1.3e)$$

$$\gamma = LZ_0 \sigma, \quad (1.3f)$$

kur  $Z_0$  yra banginė vakuumo varža, o  $\sigma$  — aplinkos savitasis laidumas.

Lygtims (1.1), (1.2) pritaikius Yee diskretizavimo schemą, ir išreiškus dedamųjų vertę kitu laiko momentu gaunamos tokios iteracinės formulės:

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} = \left( \frac{1 - \frac{\gamma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma \Delta t}{2\varepsilon}} \times \left[ \frac{H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right], \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned}
E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} &= \left( \frac{1 - \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}} \right) E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}} \\
&\times \left[ \frac{H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right], \tag{1.5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} &= \left( \frac{1 - \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}} \right) E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma\Delta t}{2\varepsilon}} \\
&\times \left[ \frac{H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right], \tag{1.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \\
+\Delta t &\left[ \frac{E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right], \tag{1.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \\
+\Delta t &\left[ \frac{E_z \Big|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} - \frac{E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right], \tag{1.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} + \\
+\Delta t &\left[ \frac{E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \Big|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} \right]. \tag{1.9}
\end{aligned}$$

Indeksai  $i, j, k, n$  formulėse (1.4)-(1.9) atitinka koordinates  $x, y, z$  ir laiką  $t$ .  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  ir  $\Delta t$  yra atitinkamų koordinačių diskretizacijos žingsniai. Jei erdvė nėra tuščia,  $\gamma$  ir  $\varepsilon$  gali priklausyti nuo koordinatės.

Matome, kad pagal Yee schemą diskretizuotos Maksvelo lygtys yra iteracinio pobūdžio — lauko dedamosios vertė mazge nauju laiko momentu paskaičiuojama iš ankstesnės jos vertės ir aplink mazgą išsidėsčiusių dedamųjų cirkuliacijos. Reikia pabrėžti, kad kraštiniai taškai iš vienos pusės kaimyninių mazgų neturi, todėl jų reikšmės turi būti paskaičiuotos pagal kitus algoritmus. Nenuostabu, kad sprendžiant lygtis BSLS metodu iškyla standartiniai reikalavimai, būdingi diferencialinių lygčių uždaviniams, — reikia apibrėžti pradines ir kraštines uždavinio sąlygas. Dėl pradinių sąlygų problemų dažniausiai nekyla. Nurodoma, kad EM lauko dedamosios pradiniu laiko momentu visoje modeliuojamoje erdvės srityje yra lygios nuliui. Kartais, siekiant spartesnio konvergavimo į stacionarų sprendinį, erdvė būna užpildoma momentinėmis tam tikros modeliuojamos bangos modos dedamųjų reikšmėmis.

### 1.1.2 Kraštinės sąlygos

Kraštinės sąlygos BSLS metodui yra vis dar neišsemta tema, nes jos priklauso nuo sprendžiamo uždavinio specifikos. Dažniausiai naudojamos yra šios: idealaus laidininko (PEC — Perfect Electric Conductor), periodinės, simetrinės ir neatspindinčios kraštinės sąlygos. PEC kraštinė sąlyga remiasi tuo, kad tangentinės elektrinio lauko dedamosios metalo paviršiuje yra artimos nuliui, todėl jei modeliuojama sritis yra apgaubta gero laidininko, srities kraštuose esančius tangentinės elektrinio lauko dedamosios taškus galima prilyginti nuliui. Paviršinio impedanso kraštinė sąlyga paremta skin efekto aproksimacija [7], leidžiančia iš uždavinio eliminuoti didelio laidumo objektus [8]. Iš esmės tai yra patobulintas PEC, kai įskaitoma laidininko varža ir jos dispersija. Paviršinio impedanso kraštinė sąlyga leidžia nutraukti skaičiavimo sritį ties laidžiu objektu ir taip išvengti laukų skaičiavimo laidininke, tuo pačiu neprarandant tikslumo. Periodinės ir simetrinės kraštinės sąlygos paremtos tam tikru elektromagnetinio lauko atsikartojimu, todėl skaičiuojant lauko dedamųjų reikšmes kraštiniuose mazguose, pasinaudojama reikšmėmis iš atsikartojančios srities. Neatspindinčios kraštinės sąlygos yra skirtos užbaigti modeliuojamą sritį atvira erdve, todėl jos naudojamos

labai dažnai, tačiau yra sudėtingiausiai realizuojamos. Jos skirstomos į dvi grupes: analitinės ir idealiai suderintų absorbuojančių sluoksnių (PML - Perfectly Matched Layer). Analitinės kraštinės sąlygos yra paremtos iš modeliuojamos srities sklindančios bangos kompensavimu, remiantis apytiksliai banginės lygties sprendiniu [9, 10]. Tokiu būdu pasiekusi kraštą banga tarsi anihiliuoja. Didžiausias analitinių kraštinių sąlygų trūkumas yra tai, kad jos gerai veikia tik konkrečiam bangos dažniui. Norint, kad jos geriau veiktų tam tikrame dažnių intervale imama daugiau bangos operatoriaus skleidinio narių, todėl kraštinės sąlygos sparčiai sudėtingėja ir reikalauja daugiau kompiuterio resursų.

Visgi uždaviniuose su žinomo dažnio monochromatinėmis bangomis analitinės kraštinės sąlygos gali būti panaudotos labai sėkmingai. Kadangi kompensuoti reikia tik vieno dažnio signalą, užtenka netgi pirmos eilės operatoriaus skleidinio, todėl kraštinė sąlyga gaunasi paprasta ir efektyvi. Kaip pavyzdį galima pateikti pirmos eilės Muro neatspindinčias kraštines sąlygas [10], kurios gerai tinka bangolaidžio atkarpos užbaigimui. Skaitmeninė jų išraiška yra tokia:

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,0}^{n+1} = \frac{1}{3} \left( 1 + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^{-1} \times \left[ 4E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,0}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,0}^{n-1} + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( 4E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,1}^{n+1} - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,2}^{n+1} \right) \right] \quad (1.10)$$

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,kmax}^{n+1} = \frac{1}{3} \left( 1 + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^{-1} \times \left[ 4E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,kmax}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,kmax}^{n-1} + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( 4E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,kmax-1}^{n+1} - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,kmax-2}^{n+1} \right) \right] \quad (1.11)$$

$$E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},0}^{n+1} = \frac{1}{3} \left( 1 + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^{-1} \times \left[ 4E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},0}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},0}^{n-1} + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( 4E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},1}^{n+1} - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},2}^{n+1} \right) \right] \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned}
E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},kmax}^{n+1} &= \frac{1}{3} \left( 1 + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^{-1} \\
&\times \left[ 4E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},kmax}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},kmax}^{n-1} + v \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( 4E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},kmax-1}^{n+1} - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},kmax-2}^{n+1} \right) \right]
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Matome, kad norint paskaičiuoti elektrinio lauko dedamąsias atvirame bangolaidžio krašte, reikia palyginti nedaug duomenų — žinoti elektrinio lauko vertę tame taške du ankstesnius laiko momentus, ir dvi gretimas elektrinio lauko vertes esamu laiko momentu.

Jau kurį laiką neatspindinčių kraštinių sąlygų standartu laikomi PML. Tai fiktyvios medžiagos, kuriomis sklidimą aprašo lygtys su specialiai priderintais parametrais, todėl tokie sluoksniai vadinami idealiai suderintais. Jų parametrai parenkami taip, kad oro-sluoksnio sandūroje banga neatsispindėtų, o patekusi į tokį sluoksnį nusilptų. Paprastai tokiam sluoksnyje tenka skaičiuoti dvylika kintamųjų, t.y. po du kiekvienai EM lauko dedamajai [11, 12]. PML realizacija yra pakankamai sudėtinga (ypač trimačiuose uždaviniuose), tačiau tinkamai parinkus parametrus gaunamas itin geras spinduliuotės absorbuavimas plačiame dažnių diapazone.

### 1.1.3 Sutelktųjų parametrų kondensatoriaus modeliavimas BSLs metodu

Kartais tiriami objektai turi detalių, kurios įtakoja elektros srovės ir įtampos kitimą tam tikrose struktūros dalyse. Iš esmės jos veikia kaip elektros grandinių elementai: rezistoriai, kondensatoriai ar indukcinės ritės. Pavyzdžiui, žiediniuose rezonatoriuose (ŽR) suformuotas Schottky barjeras veikia kaip kondensatorius. Keičiant barjero talpą gali būti kontroliuojama ŽR rezonansinio dažnio padėtis. Galima laikyti, kad barjero talpa yra sutelkta vienoje diskretizuotos erdvės celėje. Toks talpuminis elementas vadinamas sutelktųjų parametrų kondensatoriumi. Jį galima įtraukti į BSLs skaičiavimo procedūrą Maksvelo lygtyje (1.1) įrašius per kondensatorių tekančios srovės tankio priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio [13]:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} [\text{rot} \mathbf{H} - \mathbf{j}_c], \tag{1.14}$$



kur

$$\mathbf{j}_C = \frac{\mathbf{I}_C}{S_C} = \frac{C}{S_C} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \frac{Cl}{S_C} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.15)$$

Čia  $I_C$  yra tekančios per kondensatorių srovės stipris,  $S_C$  — kondensatoriaus plokštelių plotas,  $l$  ir  $U$  atitinkamai atstumas ir įtampą tarp plokštelių,  $C$  — kondensatoriaus talpa.

(1.15) įrašę į (1.14) gauname

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \text{rot} \mathbf{H} - \frac{Cl}{S_C} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right]. \quad (1.16)$$

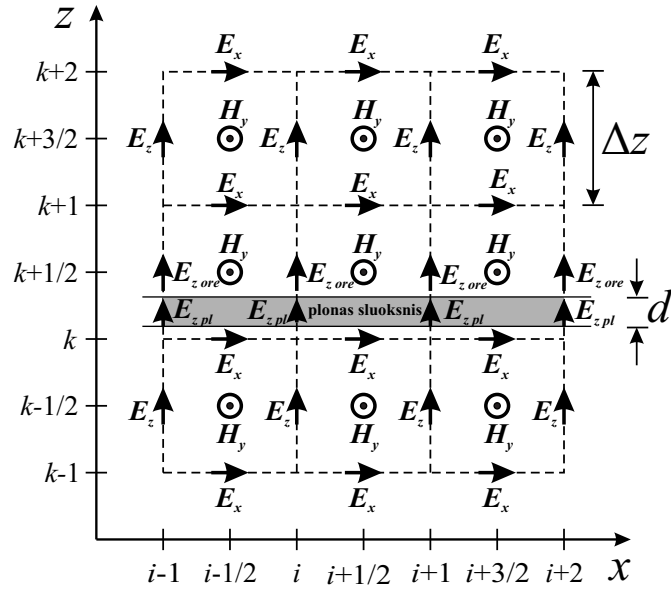
Lygtį (1.16) sunormavę į bedimenses koordinatas pagal (1.3a)-(1.3f) gauname formulę elektrinio lauko tarp kondensatoriaus plokštelių kitimui:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H} - \frac{Cl}{\varepsilon_0 S_C} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.17)$$

Jei laikysime, kad kondensatoriaus talpa yra sutelkta vienoje celėje, ir elektrinis laukas kondensatoriuje orientuotas  $z$  kryptimi, tuomet  $S = \Delta x \Delta y$ ,  $l = \Delta z$ , o lygtis (1.17) galios tik elektrinio lauko dedamajai  $E_z$ , kuriai galime užrašyti skirtuminę lygtį

$$E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{\Delta t}{1 + \frac{C\Delta z}{\varepsilon_0 \Delta x \Delta y}} \times \left[ \frac{H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right], \quad (1.18)$$

Matome, kad gauta lygtis yra analogiška standartinei BSLS išraiškai, skiriasi tik koeficientai — prie elektrinio lauko esantis daugiklis dėl begalinės kondensatoriaus varžos tampa lygus vienetui, o prie diskretizuoto rotorius atsiradusį koeficientą galima interpretuoti kaip dėl celės talpos efektyviai padidėjusią santykinę dielektrinę skvarbą  $\varepsilon = Cl/\varepsilon_0 S_C$ .



**1.2 pav.:** Elektriškai plono sluoksnio įtraukimas į BSLS procedūrą pagal Maloney-Smith metodą

### 1.1.4 Plonų sluoksnių įtraukimas į BSLS skaičiavimo procedūrą

BSLS metodas yra labai plačiai naudojamas įvairių elektrodinamikos uždavinių sprendimui, todėl dedama daug pastangų metodo galimybių praplėtimui ir vystymui. Dažnai problemos iškyla norint modeliuoti darinius, turinčius sudėtingą geometrinę formą arba smulkių detalių. Tokiu atveju, norint sudaryti tikslų modelį naudojantis standartinė Yee schema, tenka naudoti labai mažą diskretizavimo žingsnį, todėl stipriai išauga skaičiavimų apimtis. Tačiau jau yra sukurta nemažai metodų praplėtusių standartinį Yee algoritmą ir leidusių apeiti mažo diskretizavimo žingsnio problemą. Atskiri metodai leidžia įtraukti į BSLS schemą laidus [6, 14], plyšius ir angas [6, 15], elektriškai plonus sluoksnius [16–19], kreivus paviršius [20], elektros grandinių elementus, tokius kaip rezistorius, kondensatorius, induktyvinė ritė ar diodas [13].

Šiame darbe tyrinėti dariniai yra ploni ir plokščios formos. Todėl, norėdami sumažinti kompiuterinio skaičiavimo kaštus, naudojome Maloney-Smith pasiūlytą plonų sluoksnių modeliavimo BSLS procedūroje būdą [19]. Jį pasirinkome dėl to, kad jis tiksliai įskaito sluoksnius turinčius tiek dielektriko, tiek laidininko savybių [21], o būtent tokie ir yra puslaidininkų sluoksniai.

Maloney-Smith metodo esmė — statmenos sluoksniui elektrinio lauko dedamosios skaičiavimas papildomoje plokštumoje, esančioje sluoksnyje, kai pats sluoksnis yra paslinktas standartinės Yee gardelės atžvilgiu. 1.2 pav. pavaizduota  $d$  storio plokštelė trimatės BSLS gardelės plokštumoje  $x0z$ . Diskretizavimo žingsnis pagal  $z$  koordinatę yra  $\Delta z$ . Plokštelė patalpinta statmenai  $z$  ašiai tarp  $z = \Delta z k$  ir  $z = \Delta z(k + 1/2)$  plokštumų. Jos santykinė dielektrinė skvarba yra  $\varepsilon_{pl}$ , o savitasis elektrinis laidumas —  $\sigma_{pl}$ . Vi-soje modeliuojamoje erdvėje, išskyrus tas dalis į kurias patenka plokštelė, naudojamas standartinis Yee diskretizavimo tinklelis. Ten elektrinio lauko dedamosios skaičiuojamos pagal standartines (1.4)–(1.9) išraiškas. Prie sluoksniu esančiuose mazguose elektrinio lauko dedamoji  $E_z$ , kuri yra statmena plokštei, išskaidoma į dvi dalis:  $E_{pl}$  ir  $E_{ore}$ . Indeksai  $pl$  ir  $ore$  žymi, kur dedamoji yra skaičiuojama — plokštelės viduje, ar išorėje. Toks išskaidymas leidžia įskaityti statmenos elektrinio lauko dedamosios trūkį, aplinkų su skirtinga dielektrine skvarba ir laidumu sandūroje. Reikia pastebėti, kad normalinė magnetinio lauko dedamoji  $H_z$  trūkio neturi, nes laikome, kad plokštelės santykinė magnetinė skvarba yra lygi oro magnetinei skvarbai ( $\mu = 1$ ). Visos tangentinės EM lauko dedamosios, tokios kaip  $E_y$  ar  $H_x$  oro-plokštelės sandūroje yra tolydžios.

EM lauko dedamųjų, esančių sluoksniu aplinkoje skaičiavimas yra nesunkiai suprantamas iš 1.2 pav. pateikto brėžinio. Skaičiuodami  $E_{pl}$  ir  $E_{ore}$  atsižvelgsime į tai, kad  $E_{pl}$  skaičiuojama sluoksniu viduje,  $E_{ore}$  — išorėje. Abi jos skaičiuojamos pagal formulę (1.6), laikant, kad taškuose kur skaičiuojama  $E_{pl}$  naudojama plokštelės santykinė dielektrinė skvarba ir laidumas (1.3f) yra  $\varepsilon = \varepsilon_{pl}$ ,  $\sigma = \sigma_{pl}$ , o taškuose  $E_{ore}$  oro parametrai —  $\varepsilon = 1.0$ ,  $\sigma = 0.0$ .

Tangentinės elektrinio lauko dedamosios  $E_x$  ir  $E_y$ , išsidėsčiusios prie plonojo sluoksniu, skaičiuojamos atitinkamai pagal (1.4) ir (1.5) formules, laikant, kad tie mazgai yra veikiami efektyvių plokštelės parametrų verčių  $\varepsilon = \varepsilon^*$  ir  $\sigma = \sigma^*$ :

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{d}{\Delta z} (\varepsilon_{pl} - 1), \quad (1.19)$$

$$\sigma^* = \frac{d}{\Delta z} \sigma_{pl}. \quad (1.20)$$

Vadovaujantis panašia logika skaičiuojamos ir tangentinės magnetinio

lauko dedamosios  $H_x$  bei  $H_y$  sluoksnio aplinkoje. Jos randamos pagal Faradėjaus dėsnį sudarius cirkuliacinį kontūrą, kurio dalis statmenai kerta plokštelę. Situacija yra analogiška kaip ir su tangentinėmis elektrinio lauko dedamosiomis — kuo didesnis plokštelės storis  $d$ , tuo didesnė kontūro dalis joje atsiduria. Kadangi plokštelės parametrai į (1.7) ir (1.8) neįeina, sluoksnio įtaka įskaitoma per  $E_{pl}$  vertes. Skaičiuojant elektrinio lauko cirkuliaciją uždaru kontūru, einančiu apie taškus  $H_x$  arba  $H_y$ , indėlių duoda tiek  $E_{pl}$ , tiek  $E_{ore}$ . Pasinaudojus Faradėjaus dėsniumi, gaunami tokie sąryšiai:

$$H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t \left( E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n \right)}{\Delta z} - \Delta t \left[ (\Delta z - d) \frac{E_{ore} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_{ore} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} - d \frac{E_{pl} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_{pl} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right], \quad (1.21)$$

$$H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \Delta t \left[ (\Delta z - d) \frac{E_{ore} \Big|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_{ore} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} + \frac{E_{pl} \Big|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_{pl} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} \right] - \frac{\Delta t \left( E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \right)}{\Delta z}. \quad (1.22)$$

Kadangi skaičiuojant dedamąją  $H_z$  sudarytas cirkuliacinis kontūras sluoksnio nekerta, ji skaičiuojama pagal formulę (1.9).

Toks J. G. Maloney ir G. S. Smith pasiūlytas metodas leidžia modeliuoti ploną medžiagos sluoksnį, kuris patalpintas statmenai vienai iš naudojamų koordinatinių ašių ir yra plonesnis nei pusė diskretizavimo žingsnio statmena sluoksniui kryptimi. Mūsų skaičiavimai parodė, kad šis metodas tiksliai įskaito sluoksnius net kai  $d/\Delta z \sim 10^{-4}$ . Tenka pastebėti, kad jei Maloney-Smith metodu tyrinėtume dielektrinę plokštelę, didindami jos storį  $d$  Fabry-Perot rezonansų (FPR) nestebėtume, nes šis metodas sluoksnį

įskaito efektyviai. Tai reiškia, kad plokštelė neturi kraštų, nuo kurių atsispindėjusios bangos sustiprintų ar kompensuotų viena kitą. Tačiau galime tikėtis, kad modeliuojant dielektrinius sluoksnius, kurių storis mažesnis už ketvirtį bangos ilgio, gausime teisingus rezultatus.

Šiuolaikiniuose aukšto dažnio mikrobangų elektronikos prietaisuose vis dažniau naudojami sluoksniai sudaryti iš dvimačių elektroninių dujų (2DED). Jie pasižymi dideliu elektronų judriu, todėl ženkliai pagerina prietaisų charakteristikas. 2DED charakterizuojami paviršiniu, o ne tūriniu, savituoju laidumu  $\sigma_s$  ir neturi apibrėžto storio, todėl Maloney-Smith metodas jiems modeliuoti netinka. Metodas, leidžiantis į BSLs procedūrą įtraukti dvimačius laidžius sluoksnius, charakterizuojamus  $\sigma_s$ , bus aprašytas šiame darbe.

## 1.2 BSLs algoritmo lygiagretinimas

Šiame poskyryje apžvelgtos galimybės spartinti BSLs skaičiavimus daugiaprocesorinėse sistemose: kompiuterių klasteriuose (1.2.1) ir vaizdo kortos GP (1.2.2). Skyrelyje 1.2.1 aprašyta PARSOL biblioteka, kurią naudojome planarinio diodo modeliavimui spartinti, pateikti kitų autorių pasiekimai BSLs algoritmo lygiagretinime, nurodyti išskylantys techniniai keblumai. Skyrelyje 1.2.2 aprašytas CUDA (*Compute Unified Device Architecture*) panaudojimas BSLs skaičiavimų spartinimui.

### 1.2.1 Lygiagretieji skaičiavimai kompiuterių klasteryje

BSLs metodas modeliuojant smulkios struktūros objektus yra itin reiklus kompiuterio resursams. Trimačiame uždavinyje dvigubai sumažinus diskretizavimo žingsnius, mazgų skaičius išauga aštuonerius kartus, o laikinių iteracijų skaičius dėl Courant stabilumo kriterijaus [22] išpildymo padvigubėja. Nenuostabu, kad spartėjant ir pingant kompiuteriams bei jų tinklams prasidėjo bandymai pritaikyti BSLs algoritmą daugiaprocesorinėms sistemoms. Pirmosios realizacijos naudojo lygiagrečiojo programavimo protokolą (PVM - Parallel Virtual Machine) [23, 24]. Vėliau PVM nukonkuravo pranešimų analizės sąsaja (MPI - Message Parsing Interface), kuri šiuo metu yra dažniausiai naudojamas standartas paskirstytosios atminties lygiagrečiuosiuose kompiuteriuose, realizuojantis bendravimą tarp skirtingų CP, ar to paties CP branduolių [25]. Jis yra lankstus, efektyvus ir veikiantis nepri-

klausomai nuo programavimo kalbos. MPI pagrindu yra sukurta nemažai programavimo bibliotekų, skirtų diferencialinių lygčių sistemų sprendimui. Clawpack yra nemokamas FORTRAN-77 kalba parašytas paketas tobulinamas Vašingtono universitete. Jį sudaro paprogramių biblioteka su uždavinių sprendimo pavyzdžiais [26]. OpenFOAM yra C++ kalba parašytas atviro kodo paketas, susidedantis iš įvairios paskirties klasių [27]. Jame yra nuosavas diskretizacijos tinklelio generatorius, o diferencialinės lygtys sprendžiamos baigtinių skirtumų metodais. Diffpack yra C++ bibliotekų su savo klasėmis, procedūromis ir pagalbinėmis programomis rinkinys [28]. Jis turi rezultatų vizualizavimo priemones bei gali keistis duomenimis su kitais paketais. ParSol yra sukurtas Vilniaus Gedimino Technikos Universitete Aleksandr Jakušev doktorantūros studijų metu, vadovaujant prof. Raimondui Čiegiui [29]. ParSol lygiagretinimo įrankis yra parašytas C++ kalba. Jis leidžia atlikti pusiau automatinį skaičiavimų lygiagretinimą, panaudojant specialius masyvus, aprašytus bibliotekos klasėse — nuosekloje programos versijoje padaromi nedideli pakeitimai standartinius masyvus pakeičiant ParSol masyvais. Taip pat nurodoma procesorių topologija ir masyvo elementų paskirstymo tarp procesorių šablonas. Skaičiavimai lygiagretinami panaudojant duomenų dekompozicijos metodą [30].

Visgi daugelis bandymų išlygiagretinti BSLS algoritmą remiasi ne specialių bibliotekų panaudojimu, o tiesioginiu MPI komandų įterpimu į programinį kodą, atliekant modeliuojamos erdvės dekompoziciją [31–33]. Tai reiškia, kad modeliuojama erdvė padalinama į lygius regionus, kurių kiekvieną apdoroja atskiras CP. Dėl BSLS metodo savybių, kraštiniai regionų taškai turi apsikeisti elektrinio ir magnetinio lauko dedamųjų reikšmėmis. Dėl šios komunikacijos skaičiavimų efektyvumas pasiekus tam tikrą klasterio elementų skaičių nebedidėja, nes mažinant skaičiavimų regiono dydį mažėja CP operacijų skaičius ir daugėja komunikacijų tarp skirtingų CP. Dar 10% - 15% pagreitėjimą galima pasiekti įvairiai manipuluojant operacijomis su ribiniais elementais [34].

Nuoseklaus kodo modifikavimas naudojant MPI komandas yra gana sudėtingas darbas, reikalaujantis apgalvoti duomenų padalijimo bei keitimosi tarp skirtingų procesų niuansus. Todėl sprendami BSLS uždavinį mes naudojome jau paruoštą įrankį — ParSol biblioteka. Ją pasirinkome dėl keleto priežasčių. Visų pirma, turėjome galimybę bendradarbiauti su prof. R. Čiegiu, prisidėjusiu prie ParSol kūrimo. Antra — skaičiavimus galėjome

atlikti VGTU kompiuterių klasteryje Vilkas, kuriame šis įrankis yra gerai ištestuotas. Trečia — nuoseklaus kodo išlygiagretinimas naudojant ParSol yra pakankamai skaidrus ir paprastas, tuo pačiu pasiekiant didelį skaičiavimų paspartėjimą.

## 1.2.2 Lygiagretieji skaičiavimai kompiuterio grafinėje plokštėje

Sparčiai besivystančios technologijos lygiagrečiųjų skaičiavimų srityje kelia vis naujus iššūkius fizikams, matematikams ir, žinoma, programuotojams. Patirtis rodo, kad norint efektyviai pasinaudoti naujausiais techniniais ištekliais reikia išmanyti duomenų apdorojimo niuansus aparatiniam lygmenyje, o taip pat pritaikyti algoritmus konkrečiai skaičiavimų architektūrai.

Šiuo metu sparčiausiai besivystanti lygiagrečių skaičiavimų sritis yra grafinių procesorių (GP) panaudojimas didelės apimties uždavinių sprendimui. Kaip pavyzdžius galima paminėti žmogaus kūno sąveikos su elektromagnetiniu lauku modelį [35], elektromagnetinės interferencijos identifikavimą ankstyvame grafinių plokščių projektavimo etape [36], fotodetektoriaus sujungto su juosteline linija spinduliuotės charakteristikų tyrimą [37].

GP pagal paskirtį yra pritaikyti vykdyti dideliame kiekiui vienodų operacijų su skirtingais duomenimis tuo pačiu metu. Taip yra todėl, kad GP yra sudarytas iš keleto multiprocesorių, kurie savo ruožtu gali turėti po keliasdešimt branduolių gebančių vienu metu atlikti tą pačią operaciją su dideliu kiekiu skirtingų duomenų. Toks duomenų apdorojimo būdas vadinamas SIMD (Single Instruction Multiple Data). Naujos grafinės plokštės lenkia naujus CP tiek slankiojo kablelio operacijų skaičiumi per sekundę, tiek galingumo ir kainos santykiu, tačiau GP pritaikyti algoritmai turi eilę apribojimų išplaukiančių iš jų architektūros, todėl algoritmo perkėlimas nuo CP į GP dažnai yra rimtas iššūkis.

Pirmieji bandymų perkelti BSLS skaičiavimus į GP rezultatai publikuoti 2004 metais. Tuomet GP buvo programuojami C++ programavimo kalba, pasitelkiant OpenGL programavimo sąsają [38] arba įtraukiant duomenų masyvais operuojančias funkcijas į aukšto lygio programavimo kalbas [39]. Kurį laiką GP panaudojimas bendros paskirties uždaviniams spręsti buvo prieinamas tik gerai GP technologiją ir programavimą išmanantiems spe-

cialistams. Lūžis įvyko 2006-2008 metais, kai kompanijos ATI ir Nvidia pristatė savo bendrosios paskirties GP ir jiems skirtus programavimo įrankius. 2006 metų lapkritį ATI anonsavo technologiją Stream [40], tačiau programavimo paketą išleido tik 2008 gruodį. Nvidia anonsavo CUDA [41] tuo pačiu metu, tačiau bandomąjį programavimo įrankių paketą išleido anksčiau — 2007 metų vasarį. Toliau programavimo įrankiai yra tobulinami keliomis kryptimis: visų pirma siekiama kuo didesnio GP resursų panaudojimo, kuo paprastesnėmis priemonėmis, antra — kodas optimizuotas konkrečiam GP turėtų taip pat gerai veikti ir kituose to paties gamintojo GP.

Konkurencinėje ATI ir Nvidia kovoje pranašumą greitai įgavo CUDA technologija. Šiuo metu ji itin sparčiai pritaikoma tokiose didelės apimties skaičiavimų reikalaujančiose srityse kaip statistinė fizika, bioinformatika, molekulinė dinamika, neuronų tinklai, kriptografija, klimato prognozavimas, kvantinė mechanika, astrofizika ir t. t. [42].

CUDA sudaro dvi dalys — lygiagrečiųjų skaičiavimų įrenginys, esantis Nvidia grafinėse plokštėse, ir nedidelis kiekis papildomų programavimo komandų, realizuotų kaip standartinės programavimo kalbos praplėtimas, pavyzdžiui: fortrano – FORTRAN CUDA, C/C++ — CUDA C/C++, Java — JCuda, Python — PyCUDA. Papildomos komandos leidžia vykdyti duomenų apsikeitimą tarp skirtingų kompiuterio ir GP atminties lygių, valdyti lygiagrečiai vykdomus procesus ir panašiai.

GP naudoja keletą lygių atmintį: a) kompiuterio pagrindinė atmintis, iš kurios GP pasiima reikalingus duomenis ir baigęs skaičiavimus įrašo rezultatus; b) globali grafinės plokštės atmintis, prieinama visiems GP multiprocesoriams; c) sparčioji atmintis, atskira kiekvienam multiprocesoriui, ir prieinama tik tame multiprocesoriuje vykdomoms programos gijoms; Sparčioji atmintis yra žymiai greitesnė nei globali, tačiau jos dydis yra labai ribotas (kilobaitų eilės).

Sėkmingi bandymai spręsti Maksvelo lygtis BSLS metodu panaudojant CUDA platformą yra aprašyti daugelyje darbų. Eilė autorių [43–46] pademonstravo ženklus algoritmo vykdymo paspartėjimus lyginant su skaičiavimais naudojant tradicinį CP. Micikeviciaus realizuotas BSLS 3D algoritmas [47] yra įtrauktas į CUDA SDK kaip pavyzdinis projektas. Jame pademonstruota kaip panaudojant sparčiąją GP atmintį galima padidinti skaičiavimų spartą.

Viena svarbiausių grafinės plokštės efektyvaus panaudojimo sąlygų yra



optimalus duomenų keitimosi tarp skirtingo rango atminties sluoksnių organizavimas, mat skaičiavimo operacijų trukmė GP kaip taisyklė yra keliomis eilėmis trumpesnė nei duomenų nuskaitymo iš pagrindinės GP atminties. Todėl algoritmo optimizavimas dažniausiai susiveda į duomenų skaitymo iš pagrindinės atminties įvykių minimizavimą, perkeliant pakartotinai skaičiavimuose naudojamus duomenis į sparčiąją GP atmintį, kuri yra dviem eilėmis spartesnė, tačiau maždaug keturiomis eilėmis mažesnė (kilobaitų eilės) [46]. Atminties pralaidumas (angl. *bandwidth*) yra geras rodiklis, parodantis kiek yra išnaudojamas GP potencialas. Palyginus realų programos atminties pralaidumą su teoriniu jo maksimumu galima įvertinti, kiek efektyviai pavyko išnaudoti GP.

Mūsų tikslas šiame darbe parodyti, kad panaudojus bazines CUDA C kalbos funkcijas ir neatliekant programinio sparčiosios atminties administravimo galima pasiekti ženklų algoritmo vykdymo paspartėjimą lyginant su CP.

## 1.3 Mikrobangų detektoriai

Šiame poskyryje pateikta mikrobangų ir terahercų impulsų detektavimo metodų apžvalga. Aprašyti barjeriniai diodai ir rezistoriniai jutikliai (RJ), kurie jau yra klasikiniai mikrobangų detektoriai, taip pat planariniai diodai (PD), kurie pasižymi geriausiomis pastarųjų savybėmis. Daugiau dėmesio skirta RJ dėl jo karštų elektronų efektu pagrįsto veikimo. Tas pats efektas asimetrinės formos puslaidininkyje sukuria prielaidas ir šiame darbe tirtu PD veikimui, kuris detaliau paaiškintas skyrelyje 1.3.2.

### 1.3.1 Klasikinių mikrobangų impulsų galios matavimo metodų apžvalga

Vieni svarbiausių mikrobangų sistemų komponentų yra generatoriai ir detektoriai. Be jų neapsieina nei vienas prietaisas veikiantis EM spinduliuotės dėka. Pavyzdžiui, įvairūs didelės galios mikrobangų impulsų (DGMI) generatoriai ir stiprintuvai yra plačiai naudojami komunikacijų sistemose, radaruose, o taip pat mokslo tyrimuose ir kariniuose projektuose. Silpnų impulsų detektoriai ypač svarbūs medicinoje, terahercų vaizdinimo sistemose. Egzistuoja keletas skirtingais fizikiniais reiškiniais pagrįstų mikrobangų im-

pulsų (MI) matavimo būdų: vidutinės impulso galios ir trukmės matavimas; impulso pavertimas pastovios įtampos signalu panaudojant puslaidininkinį barjerinį diodą [48]; rezistyvinio jutiklio varžos pokyčio dėl elektronų kaitimo stipriame elektriniame lauke matavimas [49]; įtampos atsiradusios ant planarinio diodo kontaktų dėl bigradientinės elektrovaros jėgos matavimas [50].

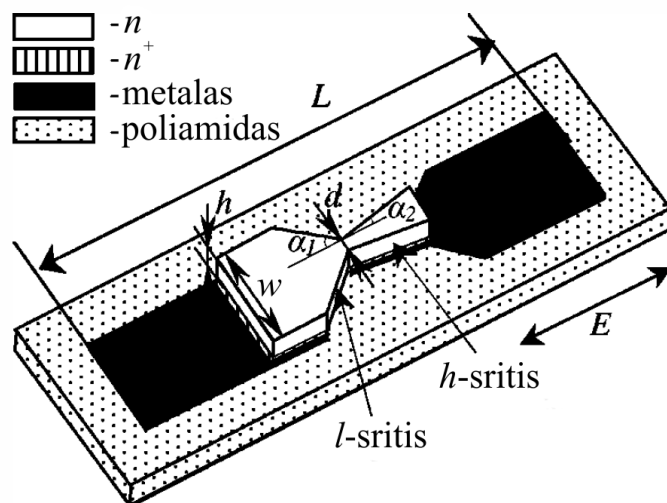
Išmatavus vidutinę impulso galią standartiniais integruojančiais jutikliais, padalinus ją iš impulso trukmės ir padauginus iš pasikartojimo periodo galima nustatyti impulsinę galią. Tačiau jei impulsas nėra stačiakampio formos (kaip dažniausiai būna su DGMI) matavimo tikslumas būna prastas, o jeigu impulsų pasikartojimo dažnis yra mažas, panaudoti šį metodą tampa itin keblu ar apskritai neįmanoma.

Sukalibruotas puslaidininkinis diodas, mikrobangų impulsą paverčiantis pastovia elektros srove, matuoja galingumą suvidurkintą mažame, lyginant su impulso trukme, laiko intervale. Tačiau, kad diodas veiktų, vidurkinimo laikas turi būti pakankamai didelis lyginant su MI nešančiuoju dažniu [48]. Be to, diodas gali detektuoti tik labai mažos galios signalą. Kai matuojamas 1 mW galios impulsas, diodas sugeneruoja 1 mV eilės įtampą, todėl jos išmatavimas tampa komplikuotas dėl elektromagnetinių trikdžių, kurie būdingi MI generavimo įrangai.

Barjerinis diodas gerai tinka vidutinio stiprumo MI matavimui, nes yra gana jautrus ir greitas. Tačiau prastas atsparumas apkrovoms, jautrumas išoriniams trikdžiams, ženkli detektuojamos įtampos dažninė priklausomybė apriboja barjerinio diodo taikymo sritį.

Rezistoriniai jutikliai (RJ) kaip ir diodai matuoja impulso galios gaubtinę, tačiau neturi daugumos aukščiau išvardintų trūkumų. Šiuo metu jie yra standartiniai prietaisai naudojami DGMI matavimui [49]. RJ matuoja impulsą tiesiogiai, yra atsparūs perkrovoms ir duoda didelį išėjimo signalą. RJ jautrusis elementas yra puslaidininkio gabaliukas su dvejais kontaktais. Jis talpinamas perdavimo linijoje, kuria sklinda DGMI.

Puslaidininkių sąveikos su stipriu elektriniu lauku tyrimai prasidėjo daugiau nei prieš pusę šimtmečio. Ryder ir Shockley pastebėjo, kad stipriame lauke patalpintu bandiniu tekanti elektros srovė nukrypsta nuo Omo dėsnio [51]. Buvo nustatyta, kad stipriame elektriniame lauke elektronai įgyja papildomos energijos ir susiformuoja stacionari jų būseną su vidutine energija, žymiai didesne nei pusiausviroji [52]. Pakaitinti elektronai dažniau



1.3 pav.: Planarinio diodo scheminis vaizdas [61]

sklaidomi kristalo gardelės defektų, dėl to padidėja puslaidininkio varža. Netrukus buvo suprasta, kad varžos pokytį stipriame elektriniame lauke galima panaudoti DGMI galios matavimui. Tolesni įvairių puslaidininkinių voltamperinių charakteristikų tyrimai parodė, kad tinkamiausia medžiaga jautriojo elemento gamybai yra  $n$  tipo silicis [53].

Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkinių fizikos institute suprojektuoti rezistoriniai jutikliai sėkmingai naudojami įvairių bangos modų stačiakampiuose ir cilindrinuose bangolaidžiuose galingumo matavimui nuo kelių iki kelių šimtų gigahercų dažnių diapazone [49, 54–60].

### 1.3.2 Planarinis diodas mikrobangų detekcijai plačiame dažnių intervale

Ankstesniame skyrelyje aprašyti RJ puikiai tinka matuoti DGMI, nes elektronų kaitimas pasireiškia stipriame elektriniame lauke. PD veikimas taip pat remiasi karštų elektronų efektu [50], todėl jis pasižymi visomis gerosiomis RJ savybėmis, tačiau gali būti naudojamas keliomis eilėmis silpnesnių MI signalų detekcijai. PD metaliniai kontaktai veikia kaip koncentratoriai, sutelkiantys elektrinį lauką į tarpelyje esančią puslaidininkinį meza-darinį (1.3 pav.), todėl laukas sustiprinamas iki keliasdešimties kartų, lyginant su jo verte tuščio bangolaidžio centre. To pakanka, kad elektronai mezoje pradėtų kaisti. Kadangi PD veikimas yra pagrįstas karštų elektronų

efektu, jie pasižymi labai plačiu dažniniu veikimo diapazonu [62], todėl yra naudojami tiek mikrobangų, tiek infraraudonųjų spindulių spektro srityje.

PD scheminis vaizdas parodytas 1.3 pav. Diodo matmenys yra tokie [61]: ilgis  $L = 500 \mu\text{m}$ , plotis  $w = 100 \mu\text{m}$ , storis  $h = 3 \mu\text{m}$ , legiruotų sričių  $l$  ir  $h$  dydis yra po  $100 \mu\text{m}$ , susiaurintos dalies plotis  $d = 12 \mu\text{m}$ , kampai  $\alpha_1 = 45^\circ$  ir  $\alpha_2 = 8^\circ$ .  $E$  rodyklės kryptis žymi išorinio elektrinio lauko kryptį.  $l$  srityje elektronų tankis yra apie  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $h$  srityje siekia  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Juoda spalva pavaizduoti plokšti metaliniai kontaktai, balta su taškeliais — poliamido sluoksnis ant kurio pritvirtintas PD. Tokio detektoriaus veikimo diapazonas kambario temperatūroje yra tarp 30 GHz ir 2.5 THz. Jei impulsai labai stiprūs, juos įmanoma detektuoti net iki 30 THz.

Norint PD panaudoti komerciniuose įrenginiuose, tokiuose kaip plačiajuosčiai mikrobangų jutikliai ar po žeme esančius objektus aptinkantys radarai, reikia, kad jo jautris mažai keistųsi darbiniam dažnių diapazone, o pati struktūra būtų patikima ir kuo paprasčiau panaudojama. 1.3 pav. pavaizduotas darinys atitinka visus šiuos reikalavimus: kambario temperatūroje 30-700 GHz dažnių diapazone PD savybės beveik nesikeičia [61].

Nors PD, kaip ir RJ, veikimas remiasi elektronų kaitimu puslaidininkyje stipriame elektriniame lauke, vis dėlto jų mikrobangų detekcijos principai gerokai skiriasi [61, 62]. 1977 metais Puslaidininkių fizikos institute Vilniuje buvo padarytas atradimas [63] — pastebėta, kad asimetrinės formos vienašalę puslaidininkio plokštelę patalpinus į elektrinį lauką taip, kad jis būtų orientuotas išilgai krypties, kuria keičiasi plokštelės plotis, tarp darinio galų atsiranda pastovi elektros įtampa, t. y. darinys veikia kaip mikrobangos elektrinį lauką lyginantis diodas. Šis reiškinys aiškinamas nehomogeniniu elektronų kaitimu. Kadangi plokštelės forma yra asimetriška, elektrinio lauko pasiskirstymas joje yra nevienalytis, ir skiriasi priklausomai nuo išorinės įtampos poliškumo. Dėl šios priežasties vienoje plokštelės dalyje elektronai kaista stipriau nei kitoje, taip susidaro varžos gradientas priklausantis nuo elektrinio lauko krypties ir sukuriantis bigradientinę elektrovaros jėgą [50, 61, 62]. Dėl to tarp kontaktų susidaro potencialų skirtumas, kurį išmatavus galima įvertinti PD apspinduliavusios bangos galingumą. PD pasižymi praktiškai tiesine galios-įtampos charakteristika [61, 64–70] nuo milivatų iki keliasdešimties vatų galios intervale [66]. Tai lemia du fizikiniai mechanizmai: tarpslėninė elektronų sklaida [50] ir elektronų energijos relaksacijos laiko augimas didėjant elektrinio lauko stipriui [71]. Vis dėlto,

tarpslėninė elektronų sklaida turi didesnę įtaką, todėl norint padidinti PD jautrį, ieškoma būdų kaip ją sustiprinti [72].

Pirmųjų PD jautris nebuvo itin didelis — dešimtųjų volto dalių į vartą eilės. Per paskutinius keletą metų buvo sukurti itin jautrūs PD, kurių jautris siekia  $10^5$  V/W [73]. Tai reiškia, kad jais galima išmatuoti ir itin silpnus signalus. Vienas iš būdų stimuliuoti tarpslėninę elektrovaros jėgą yra panaudojant  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  puslaidininkinius junginius. Juose energijos lygmenų atsiskyrimas  $\Gamma$ , L ir X slėniuose priklauso nuo AlAs molinės dalies  $x$  [74]. Kai  $x = 0.3$ , elektronų persiskirstymas tarp  $\Gamma$ -L-X slėnių efektyviai vyksta net ir silpname elektriniame lauke, todėl PD jautrumas padidėja [72].

Panagrinėkime elektros srovę tekančią per  $nn^+$  sandūrą susiaurintoje diodo dalyje (1.3 pav.) pasitelkę fenomenologinę srovės tankio (1.23), šilumos balanso (1.24), šilumos srauto (1.25) ir Puasono (1.26) lygtis:

$$j(x) = en(x)\mu(\mathcal{E}) \left[ E(x) + \alpha \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right] + eD(\mathcal{E}) \frac{dn}{dx}, \quad (1.23)$$

$$j(x)E(x) = n \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{\tau_{\mathcal{E}}} + \frac{1}{S_p(x)} \frac{d}{dx} [Q(x)S_p(x)], \quad (1.24)$$

$$Q(x) = \Pi j(x) - \kappa \frac{d\mathcal{E}}{dx}, \quad (1.25)$$

$$\frac{1}{S_p(x)} \frac{d}{dx} [E(x)S_p(x)] = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [n(x) - N_d(x)]. \quad (1.26)$$

Čia  $x$  yra koordinatė,  $e$  — elektrono krūvis,  $n(x)$  — laisvųjų elektronų tankis,  $\mathcal{E}$  — vidutinė elektrono energija,  $\mu(\mathcal{E})$  — elektronų judris,  $\alpha$  — tūrinis šiluminės elektrovaros koeficientas,  $D(\mathcal{E})$  — difuzijos koeficientas,  $Q(x)$  — šilumos srauto tankis,  $\kappa$  — elektronų šiluminio laidumo koeficientas,  $\varepsilon$  — santykinė dielektrinė puslaidininkio skvarba,  $\varepsilon_0$  — vakuumo dielektrinė skvarba,  $N_d$  — donorinių priemaišų tankis,  $\tau_{\mathcal{E}}$  — elektronų energijos relaksacijos laikas,  $E(x)$  — elektrinio lauko stipris,  $\Pi j(x)$  — srovės pernešamas energijos srautas,  $S_p(x)$  — puslaidininkio skerspjūvio plotas. Užrašant (1.23)-(1.26) padaryta prielaida, kad kinetiniai koeficientai priklauso tik nuo elektronų energijos konkrečiame erdvės taške, o elektrono energija priklauso nuo elektrinio lauko stiprio.

Elektrovaros jėga  $nn^+$  sandūroje atsiranda dėl elektronų kaitimo, veikiant elektriniam laukui [50]. Todėl norint įvertinti PD jautrį reikia apskaičiuoti elektrinio lauko pasiskirstymą silpnai legiruotoje puslaidininkinėje diodo dalyje. Tai padaryti galima išsprendus (1.23)-(1.26) lygčių sistemą su kraštinėmis sąlygomis

$$n(x_0) = n = N_d, \quad n(x_1) = n^+ = N_d^+, \quad \mathcal{E}(x_0) = \mathcal{E}(x_1) = \mathcal{E}_0, \quad (1.27)$$

kur  $x_0$  — nuo susiaurintos srities nutolęs taškas  $n$  srityje, kur elektronai yra šiluminėje pusiausvyroje  $x_1$  — taškas susiaurintoje  $n^+$  srityje vietoje, kur difuzijos srovės gali būti neįskaičiuojamos. Tuomet elektrinio lauko stipris taškuose nutolusiuose nuo  $nn^+$  sandūros yra mažas ir elektronų energija yra lygi stacionariai jos vertei [62].

Integruojant (1.23) lygtį per puslaidininkinės bandinio dalies ilgį, ir apsiribojant šiltų elektronų sritimi, kur elektronų energijos ir krūvio tankio pokyčiai yra pakankamai maži, gaunama tokia išraiška detektuotai įtampai, kai bandinys paveikiamas mikrobangomis:

$$U_d = \frac{1}{3} \int_{x_1}^{x_0} \left\{ 1 + \frac{s}{1 + (\omega\tau_{\mathcal{E}})^2} \left[ 1 - \frac{(1-s)\omega^2(\tau_M + \tau_{\mathcal{E}})\tau_M}{1 + (\omega\tau_M)^2} \right] + \frac{3}{2\tau_{\mathcal{E}}} \frac{\tau_M}{1 + (\omega\tau_M)^2} \right\} \times \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \mu\tau_{\mathcal{E}} E_m^2(x) dx, \quad (1.28)$$

kur  $E_m$  yra mikrobangų elektrinio lauko amplitudė,  $s$  — elektrono impulso relaksacijos laiko priklausomybės nuo energijos rodiklis,  $\tau_M$  — Maksvelo relaksacijos laikas  $n$  srityje,  $\omega$  — mikrobangos ciklinis dažnis.

Išreiškus  $E_m$  iš Puasono lygties (1.26), ir suintegravus (1.28) gaunama PD jautrio išraiška [62]

$$S = \frac{U_d}{P_{abs}} = \frac{P_{abs}}{P_0} \frac{2\rho^n \mu \tan \alpha_1}{3hd^2 \ln(1+w/d)} N, \quad (1.29)$$

kur  $P_0$  yra krentančios mikrobangos galia,  $P_{abs}$  — diodo absorbuojama galia,  $\rho_n$  —  $n$  srityje savitoji varža,  $h, d, w, \alpha_1$  — darinio matmenys pavaizduoti 1.3 pav., o  $N$  yra dydis, priklausantis nuo elektronų energijos ir Maksvelo relaksacijos laikų ir bangos dažnio. Kai  $\tau_{\mathcal{E}}$  nepriklauso nuo elektronų tankio (tai galioja mažai ir vidutiniškai legiruotiems puslaidininkiams kambario

temperatūroje),  $N$  išraiška atrodo taip:

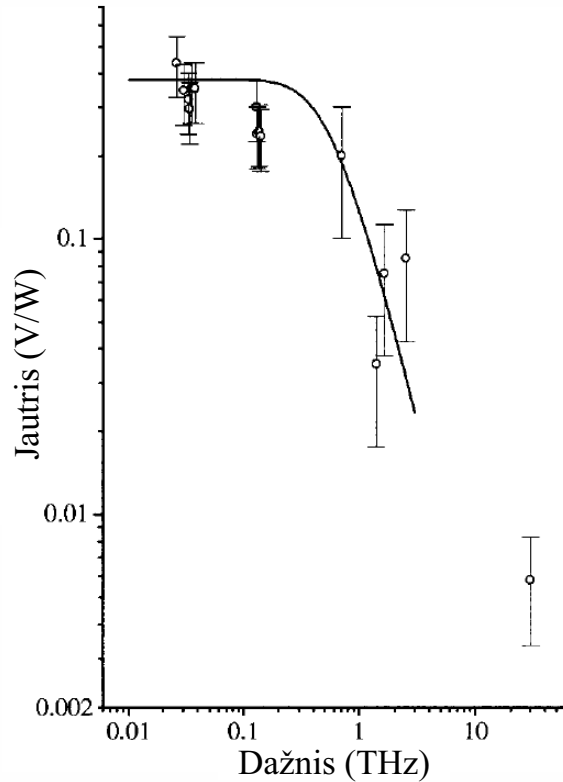
$$N = \frac{1 + (\omega\tau_M^n)^2}{(\omega\tau_M^n)^2} \left\{ \tau_{\mathcal{E}} \left[ 1 + \frac{s^2}{1 + (\omega\tau_{\mathcal{E}})^2} \right] \ln(1 + (\omega\tau_M^n)^2) + \tau_M^n \left[ \frac{3}{2} - \frac{s(1-s)(\omega\tau_{\mathcal{E}})^2}{1 + (\omega\tau_{\mathcal{E}})^2} \right] \times \left[ \frac{1}{\omega\tau_M^n} \arctan(\omega\tau_M^n) - \frac{1}{1 + (\omega\tau_M^n)^2} \right] \right\} + \frac{s(1-s)\tau_{\mathcal{E}}}{1 + (\omega\tau_{\mathcal{E}})^2}. \quad (1.30)$$

Atidžiau panagrinėjus išraiškas (1.29) ir (1.30) matyti, kad didžioji dalis parametrų, nuo kurių priklauso PD jautris, yra pastovūs konkrečiam dariniui — tai yra jo matmenys ir puslaidininkio iš kurio pagamintas aktyvusis sluoksnis charakteristikos, kurie yra yra žinomi. Vienintelis nežinomas yra santykis  $P_{abs}/P_0$ . Norint jį apskaičiuoti reikia spręsti elektrodinaminį PD sąveikos su elektromagnetine banga uždavinį. Kiek mums žinoma, iki šiol toks uždavinys spręstas nebuvo, o teorinė linija 1.4 pav. yra nubrėžta santykį  $P_{abs}/P_0$  formulėje (1.29) parinkus taip, kad kreivė gerai atitiktų matavimo rezultatus.

Iš išraiškos (1.29) seka du galimi būdai padidinti PD jautrį: naudoti medžiagas, kuriose elektronų judris yra labai didelis, arba siaurinti mezos kaklelį (keisti matmenis  $d$  ir  $h$  1.3 pav.). Pastarasis būdas yra efektyvesnis dėl stipresnės  $S$  priklausomybės nuo  $d$ , tačiau ribojamas technologijos galimybių. Todėl, norint padidinti elektronų judrį, PD aktyviajame sluoksnyje naudojamos dvimačių elektronų dujos (2DED) [65, 68, 69], kuriose elektronų judris ženkliai išauga žemoje temperatūroje.

Tipiškas 2DED pavyzdys yra vienmatė kvantinė duobė, kurioje elektronų judėjimas viena kryptimi yra apribotas dėl duobės energetinio potencialo profilio. Tokioje kvantinėje duobėje elektronai apribojami erdvėje siauro profilio potencialu, todėl jie ima elgtis kaip dvimatė sistema. Dėl to, kad elektronai juda tik plokštumoje sumažėja jų sklaida puslaidininkio barjero priemaišomis ir defektais, todėl stipriai išauga elektronų judris [75].

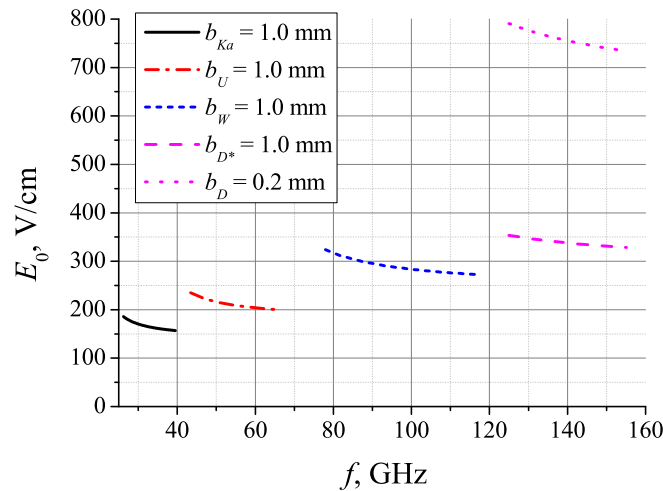
Didelis PD pranašumas prieš kitus jutiklius yra galimybė jį panaudoti itin plačiame dažnių diapazone. Pavyzdžiui, RJ gerai veikia tik bangolaidyje, kurio matmenims ir juo sklindančiai bangos modai yra pritaikytas. Norint juos panaudoti skirtinguose bangolaidžiuose reikia turėti atskirus RJ. Tyrimų rezultatai rodo, kad tuo pačiu PD galima matuoti bangos galią skirtingų matmenų bangolaidžiuose ir netgi atviroje erdvėje [61, 65]. Konk-



**1.4 pav.:** Planarinio diodo jautrio priklausomybė nuo bangos dažnio. Taškai atitinka matavimo rezultatus [61], linija — teorinis jautris pagal (1.29), kai PD absorbuoja 2.5% galios.

retaus bangolaidžio dažnių diapazone PD jautris mažai priklauso nuo bangos dažnio [67, 70], ir kas dar įdomiau mažai keičiasi perkėlus PD į kitokių matmenų bangolaidį [61, 65]. Eksperimentai aprašyti darbe [61] rodo, kad jo jautris beveik nepriklauso nuo dažnio 30-143 GHz intervale (1.4 pav.), kur matavimai buvo atlikti bangolaidžiuose, ir yra apie 0.3 V/W. Tai labai įdomus ir netikėtas rezultatas, mat elektrinio lauko stipris tuščiame bangolaidyje esant pastoviam sklindančios bangos galingumui priklauso nuo dviejų faktorių: bangolaidžio matmenų ir bangos dažnio [76]. Kaip parodyta 1.5 pav., einant į aukštesnius dažnių ruožus bangolaidžiai yra vis mažesni, todėl elektrinis laukas juose stiprėja, kad perneštų tą patį galingumą, o konkrečiame bangolaidyje dėl dispersijos elektrinio lauko stipris didėjant dažniui mažėja. Dėl šių priežasčių mažai besikeičiantis PD jautris plačiame dažnių ruože, apimančiame kelių skirtingų išmatavimų bangolaidžius, yra įdomus reiškinys, kurį mes tyrėme šiame darbe.





**1.5 pav.:** Elektrinio lauko stiprio tuščio stačiakampio bangolaidžio centre priklausomybė nuo  $TE_{10}$  bangos dažnio

## 1.4 Žiediniai rezonatoriai kaip efektyvūs dažnių juostos filtrai

Šiame poskyryje pateikta trumpa metamedžiagų (MM) raidos istorija, aptartos jų panaudojimo galimybės (skyreliai 1.4.1 ir 1.4.2). Skyrelyje 1.4.3 aprašytas žiedinių rezonatorių (ŽR), kaip elektriškai ir magnetiškai aktyvių dalelių, panaudojimas metamedžiagų dariniuose, 1.4.4 apžvelgti kitų autorių bandymai įvairiais būdais valdyti ŽR rezonansines savybes, taip sukuriant keičiamų savybių MM, kuri gali būti panaudota kuriant derinamo dažnio filtrus arba modulatorius.

### 1.4.1 Metamedžiagos

Siekiant sukurti medžiagas pasižyminčias tam tikromis charakteristikomis, paprastai cheminiame lygmenyje analizuojamos jas sudarančių atomų, molekulių ar kristalų savybės. Tai tradicinis metodas, ilgą laiką neturėjęs kitų alternatyvų. Tiriant medžiagų sąveiką su EM spinduliuote buvo suprasa, kad sąveikos dažnių diapazoną riboja medžiagą sudarančių dalelių matmenys. Tai tapo nemaža kliūtimi pradėjus tyrinėti terahercinių bangų taikymo galimybes ir paskatino ieškoti naujų požiūrių į medžiagų projektavimą.

Paskutinius keliolika metų mokslinėje literatūroje vis dažniau linksniuo-

jamais terminas — metamedžiagos. MM tai dirbtiniai dariniai makroskopiniame lygmenyje specialiais būdais sukombinuoti iš metalų ir dielektrikų. Jie gana siaurame dažnių diapazone pasižymi egzotiškais elektrinėmis ir magnetinėmis savybėmis. MM pasireiškia efektai, tokie kaip neigiamas lūžio rodiklis, neigiama santykinė dielektrinė arba magnetinė skvarba, objektų maskavimas ir kiti, nestebimi tradicinėse medžiagose. Metamedžiagos terminą įvedė R. M. Walser iš Teksaso universiteto 1999 metais. Jis MM apibrėžė kaip žmogaus sukurtus trimačius makroskopinius periodinės struktūros kompozitus sudarytus iš celių, ir pasižyminčius optimizuotu, gamtoje nesutinkamu atsaku į tam tikrą EM žadinimą [77].

### 1.4.2 Metamedžiagų raida

Pirmieji žingsniai metamedžiagų kūrime gali būti siejami su novatoriškais radarų inžinierių darbais Antrojo pasaulinio karo metu ir po jo. Pavyzdžiui W. E. Kock sukurtas dirbtinis dielektrikas sudarytas iš periodiškai kas  $p \geq \lambda/2$  išdėliotų lygiagrečių metalinių plokštelių masyvo nukreipia antenos spinduliuotę taip pat, kaip homogeniškas lęšis, kurio santykinė dielektrinė skvarba mažesnė už vienetą [78]. Kai elektrinis laukas nukreiptas lygiagrečiai plokštelėms, tokiu bangolaidžiu sklindančios bangos pagrindinės modos fazinis greitis yra didesnis už šviesos greitį vakuume.

Įvairios dirbtinių dielektrikų realizacijos, tokios kaip masyvų, sudarytų iš sferų, lęšiai ar iš strypelių sudaryta medžiaga, vėliau buvo sėkmingai perkeltos į žymiai mažesnių bangos ilgių sritį, net iki optinių. Be to, teoriniai įrankiai, sukurti dirbtiniams dielektrikams mikrobangų diapazone, tokie kaip perdavimo linijos metodas [79], efektyvių parametrų medžiagos teorija, o taip pat juostinės diagramos iš kietojo kūno srities, buvo sėkmingai panaudotos MM charakterizavimui.

Keletas tyrimų grupių pademonstravo, kad plonų, tankiai išdėstytų strypelių masyvas neblogai praleidžia tam tikro dažnio EM bangas ir veikia jas taip tarsi turėtų neigiamą dielektrinę skvarbą [80]. Sukurti meta-atomus, pasižyminčius stipriu magnetiniu atsaku terahercų ir didesniuose dažniuose, pasirodė kur kas keblesnė užduotis. Pirmieji ją įveikė Pendry su komanda. Jie pasiūlė naudoti du įdėtus vienas į kitą ŽR, kurie veikia kaip mažyčiai elektromagnetai ir sukuria neigiamos magnetinės skvarbos efektą [81]. Nukreipus EM lauko magnetinę dedamąją statmena ŽR plokštumai kryptimi,

ŽR kontūre indukuojamos elektros srovės sukuria magnetinį dipolį. ŽR rezonatoriai, keičiant jų dydį, sėkmingai taikomi plačiame dažnių diapazone: radijo bangų [82], mikrobangų [83, 84], terahercų [85] ir infraraudonųjų spindulių [86, 87]. Vis dėlto ŽR mažinimo riba baigiasi optiniame diapazone, kur jų magnetinis atsakas nuslopsta [88, 89]. Metaliniai nanovamzdeliai turi potencialą pratęsti magnetinių medžiagų poveikį į optinį diapazoną, tačiau kol kas jų magnetinis atsakas nėra stiprus [90].

MM pasižyminčių neigiama dielektrine  $\varepsilon$  ir magnetine skvarba  $\mu$  sukūrimas atvėre naujas galimybes manipuluoti EM bangų sklidimu. Kai  $\varepsilon$  ir  $\mu$  vienu metu yra neigiamos, bangos lūžio rodiklis įgyja neigiamą reikšmę. Tai lemia itin egzotišką bangos sklidimą, kai jos fazinis ir grupinis greičiai yra nukreipti priešingomis kryptimis. Toks sklidimas vadinamas atgaliniu, o juo pasižyminčių MM grupė — neigiamo lūžio rodiklio (NLR) arba kairiosiomis medžiagomis. NLR medžiagos pirmiausiai buvo numatytos teoriškai 1968 metais V. Veselago [91]. Praėjo nemažai laiko, kol jos buvo sukurtos laboratorijose ir pradėtos tyrinėti eksperimentiškai. Populiariausia NLR medžiagos realizacija yra pakaitomis sudėlioti plonų strypelių ir ŽR sluoksniai pasižymintys atskirai neigiamu  $\varepsilon$  arba  $\mu$ . Juos teisingai sudėliojus gaunama MM pasižyminti NLR. Pirmieji tokią konfigūraciją pademonstravo D. R. Smith su komanda 2000 metais [83]. Reikia pasakyti, kad yra bandymų sukurti ir įprastas medžiagas pasižyminčias NLR, tačiau pasiekimai šioje srityje dar gana kuklūs. Yra sukurta medžiaga su neigiama dielektrine skvarba kHz - MHz dažniuose [92]. Tačiau išgauti neigiamą magnetinį atsaką yra gerokai sunkiau, todėl tikėtis, kad greitai laiku atsiras rimtų konkurentų MM, nėra pagrindo.

Pirmojoje NLR medžiagoje buvo naudojami ŽR sudaryti iš dviejų koaksialinių žiedų su plyšeliais [83]. Vėliau atrasta ir kitokių rezonatorių pasižyminčių neigiama magnetine skvarba. R. Marqués su komanda pasiūlė būdą eliminuoti dvigubą anizotropiją pašalinant vidinį rezonatorių, o šalia išorinio patalpinant tokį patį tik į priešingą pusę orientuotu tarpeliu [93]. O'Brien ir kiti atrado, kad stačiakampiai ir apvalūs ŽR išdėstyti po du taip, kad jų tarpeliai būtų sudėti vienas priešais kitą, virš rezonansinio dažnio pasižymi neigiama  $\mu$ . Jie taip pat pastebėjo, kad krintanti elektromagnetinio lauko energija sukonzentruojama į mažus tūrio elementus rezonatorių dariniuose. Tai atveria galimybes sukurti MM su maža netiesinių elementų koncentracija [94].

### 1.4.3 ŽR kaip elektriniai rezonatoriai

Vienas iš didžiausių strypelių medžiagos trūkumų yra tai, kad joje neįšvengiamai naudojamos baigtinio ilgio jungtys, kurios keičia visos MM parametrus. Todėl kai buvo pastebėta, kad ŽR gali veikti ne tik kaip magnetinis, bet ir kaip elektrinis rezonatorius, imtasi aktyviai tirti jų, kaip naujos elektriškai aktyvios medžiagos, potencialą. 2003 m. C. R. Simovski ir S. He pasiūlė  $\Omega$  formos rezonatorius išdėstyti ant visų aštuonių kubinės gardelės plokštumų [95]. Jų sudarytas teorinis modelis rodo, kad tokios MM dispersinės kreivės gerai sutampa su Veselago teorija, kuri numato atgalinį bangos sklidimą [91] kai  $\varepsilon$  ir  $\mu$  yra neigiami. 2006 m. W. J. Padilla ir kt. pademonstravo, kad esant TEM bangos poliarizacijai, plokštuma su periodiškai išdėstytais ŽR, kurių tarpeliai nukreipti elektrinio lauko vektorių kryptimi, turi rezonansinio pobūdžio dielektrinės ir magnetinės skvarbos kreives [96]. Be to, elektrinį rezonansą galima eliminuoti optiškai padidinus sužadintų elektronų koncentraciją ŽR tarpelyje, ir tokiu būdu pakeitus ŽR konfigūraciją. Taip pirmą kartą parodyta, kad ŽR gali tapti dinamine MM, kuri gali būti panaudota kaip pagrindas THz jungikliams kurti.

Tais pačiais metais D. Schurig ir kt. ištyrė žiedo formos rezonatoriaus su plokšteliu kondensatoriumi centre, savybes [84]. Pasirodė, kad jis stipriai sąveikauja su elektriniu lauku, tuo tarpu magnetinė sąveika praktiškai nestebima. MM sudarytai iš tokių elementų nereikia papildomų jungčių, todėl iš jos galima nesunkiai formuoti įvairias erdvines struktūras. Skirtingai nei strypeliai, šie ŽR savaime yra osciliatoriai, todėl jų savybės išlieka ir netoli MM bloko kraštų.

Matome, kad ŽR elektrines ir magnetines savybes lemia jų geometrinė forma (pvz. pav. 5.8), kurią keičiant atsiveria didžiulė ŽR panaudojimo galimybių įvairovė. Plokštumoje išdėstyti atitinkamos formos ŽR masyvai gali būti pritaikomi naujų teraherciniame diapazone veikiančių prietaisų — filtrų, moduliatorių, jungiklių — kūrime [97]. Tačiau dažninis MM veikimo diapazonas yra gana siauras. Tai yra fundamentalus apribojimas sekantis iš jų rezonansu pagrįsto veikimo. Rezonanso kokybės faktorius  $K$  yra apibrėžiamas kaip  $K = \omega E_s / P_d$ , kur  $E_s$  ir  $P_d$  atitinkamai yra rezonatoriuje sukaupta energija ir dėl disipacijos prarandama galia [79].  $K$  taip pat susijęs su rezonanso pločiu hercais  $\Delta f_r = f_r / K$ , kur  $f_r$  yra rezonansinis dažnis. Matome, kad tarp  $K$  ir  $\Delta f_r$  galioja atvirkščio proporcingumo dėsnis.

Prisiminus, kad energijos nuostoliai yra atvirkščiai proporcingi  $K$  tampa akivaizdu, kad norint per MM perduoti signalą su mažais nuostoliais, tenka tenkintis siaura prietaiso dažnių juosta. Dėl šios priežasties stengiamasi sukurti MM su reguliuojamu rezonansiniu dažniu. Tai leistų praplėsti dažninį MM veikimo diapazoną.

#### 1.4.4 Rezonanso padėties valdymas

Daugeliui taikymų yra naudingas dinaminis MM savybių perderinimas realiame laike. Kaip pavyzdį galima nurodyti bevieles trumpo nuotolio terahercų ryšio ar vaizdinimo sistemas, kurių realizacijai reikalingi derinamo dažnio filtrai ir modulatoriai. Galimybė keisti MM atsako rezonansinį dažnį bei amplitudę panaudojant įvairius sistemos talpą arba induktyvumą modifikuojančius mechanizmus yra pademonstruota gausybėje mokslinių darbų: panaudojant keičiamos talpos kondensatorius ir diodus [98–100], keičiant padėklo storį arba dielektrinę skvarbą [101], panaudojant skystuosius kristalus [102], pridėdant foninį magnetinį lauką [103, 104], lazeriu valdant laisvųjų elektronų koncentraciją ŽR tarpelyje [96, 105], keičiant periodinės gardelės struktūrą [106–108]. Sugebant keisti MM sluoksnio filtravimo savybes galima nesunkiai realizuoti monochromatinio signalo moduliatorių.

Norint rezonanso valdymą panaudoti realiuose prietaisuose pageidautina, kad valdymas būtų greitas ir patogus. Reikia pasakyti, kad išorine įtampa valdomos MM yra patraukliausios praktiniu požiūriu, o sparčiausi perjungimo laikai pasiekti valdant rezonansines struktūras optimaliais metodais. Rezonansinį MM dažnį galima reguliuoti elektrine įtampa keičiant į ŽR integruotų kondensatorių talpą. Dar viena galimybė yra keisti rezonanso gylį prie ŽR tarpelio suformavus Schottky barjerą ir pridėta įtampą keičiant elektronų koncentraciją tarpelyje [109]. Vėliau buvo parodyta, kad moduliacijos greitį galima padidinti sumažinus Schottky kontaktų plotą [110] arba integruojant tranzistorius, pasižyminčius dideliu elektronų judriu [111]. Optiškai valdant krūvininkų koncentraciją kritinėse ŽR srityse taip pat galima gauti rezonanso kokybės [112] arba dažnio poslinkį [105]. Pastarieji metodai pasižymi itin aukšta valdymo sparta, tačiau yra nepraktiški dėl būtinybės naudoti lazerines sistemas.

Bendrame kontekste gana patraukliai atrodo galimybė panaudoti įtampa valdomus varaktorius (kintamos talpos diodus), įmontuotus į ŽR esan-

čius tarpelius. Toks metodas leidžia pastumti rezonansinį dažnį apie 32%, tačiau kol kas yra pritaikytas dažniams tik iki keleto gigahercų [113]. Daug mokslinių tyrimų MM srityje yra atlikta žemesniuose — mikrobangų — dažniuose. Tai nestebina, nes MM realizavimas mikrobangų srityje yra gerokai paprastesnis dėl pakankamai didelio bangos ilgio. Mūsų tikslas buvo ištirti galimybes panaudoti šią technologiją kelių šimtų gigahercų diapazone. Iš to seka, kad mūsų naudojamų ŽR matmenys bus mikronų, o varaktoriai — submikronų eilės. Tai butu aktualu terahercinio ryšio bei realaus laiko vaizdinimo sistemoms, kuriu praktinei realizacijai iki šiol trūksta sparčių, patikimų, elektriškai valdomų moduliatorių. Varaktoriai valdomi yra patogūs ir labai spartūs, tačiau varaktorių taikymas teraherciniuose dažniuose yra apsunkintas dėl parazitinių varžų ir talpų įtakos. Todėl varaktoriais valdomos MM teraherciniuose dažniuose mūsų žiniomis dar nėra sukurtos. Tačiau yra žinoma, kad Schottky kontakto varaktoriai veikia ir aukštesniuose (iki 1 THz ir daugiau) dažniuose [114, 115] bei yra taikomi komerciniuose dažnio daugintuvuose ir jutikliuose. Ketiname sukurti kompiuterinį MM modelį, kai ŽR rezonansai valdomi aukštadažnių varaktorių pagalba.

## 1.5 Apibendrinimas

Ankstesniuose poskyriuose 1.1-1.4 apžvelgti kitų autorių darbai leidžia suformuluoti tikslus, kuriuos siekėme įgyvendinti šiame darbe. Mažų kompleksinių objektų elektrodinaminių savybių modeliavimas reikalauja papildomų pastangų sprendžiant uždavinį BSLs metodu, nes mažėjant tiriamų darinių matmenims ir jiems sudėtingėjant skaičiavimų apimtys sparčiai auga. Todėl vis labiau populiarėja sprendimai perkelti skaičiavimus į daugiaprocesorines sistemas ir pasinaudoti didesniais jų resursais. Vienas iš Lietuvos mokslininkams prieinamų kompiuterių klasterių yra VGTU priklausantis "Vilkas". Išsikėlėme tikslą ištirti konkretaus didelės apimties uždavinio (į stačiakampį bangolaidį patalpinto PD sąveikos su EM banga) spartinimo galimybes, perkelti skaičiavimus į "Vilką", ir panaudojant pusiau automatinį VGTU sukurtą lygiagretinimo įrankį ParSol. Mažų matmenų ir didelio jautrumo PD įgyja vis didesnę reikšmę aukšto dažnio elektronikos sistemose. Silpna PD jautrio priklausomybė nuo detektuojamos bangos bangolaidyje dažnio yra netikėta ir reikalauja papildomo dėmesio, nes horizontali dažninė charakteristika daugeliu atvejų yra siekiamybė. Todėl "Vilke" atlikti skai-

čiavimai leido išnagrinėti ir paaiškinti priežastis lėmusias silpną PD jautrio priklausomybę nuo dažnio, bei nustatyti sąlygas būtinas jai gauti.

Kita dėl aukšto galios/kainos santykio itin sparčiai populiarėjanti daugiaprocesorinė sistema yra GP. Nors BSLS skaičiavimai GP nebėra naujiena, tačiau sparčiai besivystančios technologijos šioje srityje atveria vis didesnes galimybes. Siekėme pademonstruoti, kad panaudojant bazines CUDA C programavimo funkcijas galima gauti ženklus BSLS skaičiavimo paspartėjimus lyginant su CP.

Kitas būdas sumažinti uždavinio apimtį yra įvairių BSLS modifikacijų panaudojimas. Dėl BSLS metodo populiarumo yra sukurta daug papildomų metodikų, leidžiančių į modelį įtraukti specifinius objektus, tačiau iki šiol nebuvo sugalvotas būdas modeliuoti sluoksnius, charakterizuojamus tik savituoju paviršiniu laidumu. Realus tokių sluoksnių pavyzdys yra 2DED, dėl didelio elektronų judrio vis plačiau naudojamos aukšto dažnio prietaisų aktyviuose elementuose. Mes pasiūlėme būdą leidžiantį įtraukti 2DED sluoksnį į BSLS skaičiavimus. Be to pademonstravome, kad ploną laidų sluoksnį tenkinantį skin-gylio aproksimaciją galima transformuoti į analogiškų savybių dvimatį laidų sluoksnį, tokiu būdu iš modelio eliminuojant jo storį. Pasinaudoję pasiūlytu metodu modeliaavome ŽR masyvus, iš kurių sudarytas MM sluoksnis.

Metamedžiagos turi puikų potencialą užpildyti terahercuose aktyvių medžiagų nišą, todėl su jomis siejama terahercų elektronikos ateitis. Vis dėlto dar nėra vieningos mikroskopinės MM teorijos. Vienos dažniausiai naudojamų struktūrų MM kūrime yra ŽR. Nors jie būna įvairios geometrijos, tačiau pranešimai apie išsamią lyginamąją jų elektromagnetinių charakteristikų analizę mums nėra žinomi. Todėl atlikome paprasčiausių ŽR konfigūracijų tyrimą, kuris leido geriau suprasti ŽR sistemose stebimus rezonansinius reiškinius. Gauti rezultatai bus panaudoti projektuojant teraherciniuose dažniuose varaktoriais valdomą MM. Mūsų žiniomis tokiuose aukštuose dažniuose elektriškai valdoma MM iki šiol nėra sukurta.

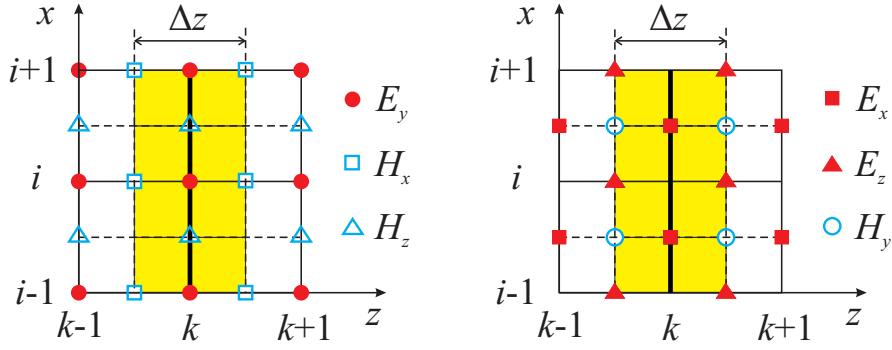
# 2 Dvimatis sluoksnis charakterizuojamas savituoju paviršiniu laidumu

Iki šiol sukurti plonų laidžių sluoksnių modeliavimo metodai naudoja du sluoksnio parametrus: storį ir tūrinį savitąjį laidumą. Jie detaliau aprašyti skyrelyje 1.1.4. Šio skyriaus poskyryje 2.1 pademonstruota galimybė BSLS metodu modeliuoti sluoksnius žinant tik jų paviršinį savitąjį laidumą. Išvestos BSLS formulės tangentinių elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimui laidaus dvimačio sluoksnio aplinkoje. Pasinaudojus pasiūlytu metodu poskyryje 2.2 išspręstas bangos atspindžio nuo bangolaidyje patalpinto 2DED sluoksnio uždavinys ir gautieji rezultatai palyginti su analitiniu sprendiniu. Poskyryje 2.3 pademonstruota galimybė pasinaudojant skin-efekto aproksimacija transformuoti ploną laidų sluoksnį į dvimatį, charakterizuojamą savituoju paviršiniu laidumu. Parodyta, kad metalines bangolaidžio sienelės transformavus į dvimatį jų analogą, BSLS schemoje galima įskaityti EM bangos sklidimo nuostolius bangolaidyje, atsirandančius dėl baigtinio sienelių laidumo.

## 2.1 BSLS lygtys 2DED sluoksniui

Tarkime, kad norime sumodeliuoti elektromagnetinio lauko sąveiką su 2DED sluoksniu, kuris charakterizuojamas savituoju paviršiniu laidumu  $\sigma_s$ , ir yra patalpintas homogeniškoje aplinkoje, kuriuos santykinė dielektrinė skvarba lygi  $\varepsilon$ . Sluoksnis taške  $z = z_k$  orientuotas lygiagrečiai  $xy$  plokštumai (2.1 pav.). 2DED sąveikaujant su EM lauku jame pradeda tekėti paviršinės elektros srovės. Norėdami jas įtraukti į modelį turime modifikuoti vieną iš Maksvelo lygčių — Ampero dėsnį (1.1). Kadangi sluoksnis yra be galo





**2.1 pav.:** Diskretizavimo schema. 2DED sluoksnio aplinka pažymėta pilkai. Kairiajame pav. pavaizduotos dedamosios esančios  $y = (j + 1/2)\Delta z$  plokštumoje, dešiniajame —  $y = j\Delta z$  plokštumoje.

plonas, jį aprašysime Dirako delta funkcija  $\delta(z)$ :

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \text{rot} \mathbf{H} - \gamma_s \delta(z - z_k) \mathbf{E}_{\parallel} \right]. \quad (2.1)$$

Šioje lygtyje esantys kintamieji normuoti kaip aprašyta skyrelyje 1.1.1 pagal išraiškas (1.3a)-(1.3e), o  $\gamma_s = Z_0 \sigma_s$ .  $\mathbf{E}_{\parallel}$  žymi tangentes elektrinio lauko dedamąsias.

Akivaizdu, kad srityse, kurios 2.1 pav. nepatamsintos, EM lauko dedamosios turi būti skaičiuojamos pagal standartines BSLS formules (1.4)-(1.9). Panagrinėkime lygtį (2.1) 2DED aplinkoje, kuri 2.1 pav. pažymėta pilkai. Kad panaikintume su delta funkcija susijusį neapibrėžtumą, turime visą lygtį integruoti pagal  $z$  koordinatę. Prieš tai padarydami, diskretizuosime (2.1) pagal Yee schemą, aprašytą skyrelyje 1.1.1, tačiau atliksime tai tik  $x$ ,  $y$ , ir  $t$  koordinatėms. Lygtis elektrinio lauko dedamajai  $E_y$  plokštumoje  $y = (j + 1/2)\Delta y$  atrodys taip:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon \left( E_y \Big|_i^{n+1}(z) - E_y \Big|_i^n(z) \right)}{\Delta t} &= \frac{\partial H_x \Big|_i^{n+\frac{1}{2}}(z)}{\partial z} - \frac{H_z \Big|_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}(z)}{\Delta x} \\ &+ \frac{H_z \Big|_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}(z)}{\Delta x} - \frac{\gamma_s}{2} \left( E_y \Big|_i^{n+1}(z) + E_y \Big|_i^n(z) \right) \delta(z - z_k). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Šioje ir kitose šio skyrelio lygtyse  $y$  koordinatės indeksas yra praleistas, nes visur įgyja tą pačią  $j + 1/2$  reikšmę.

Toliau gautą lygtį (2.2) integruosime pagal  $z$ , kad panaikintume del-

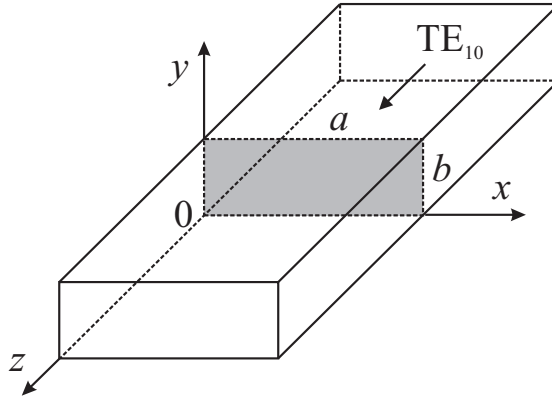
ta funkciją. Iš paveikslėlio (2.1) matosi, kad integruoti pakanka intervale  $[z_{k-1/2}, z_{k+1/2}]$ . Išvestinės esančios išraiškoje (2.2) integravimas duoda funkcijos  $H_x$  reikšmių skirtumą integravimo intervalo kraštuose, o paskutinio nario integralas dėl delta funkcijos yra tiesiog lygus  $E_y$  reikšmių sumai taške  $z_k$ . Likusius dvejus lygties narius galima integruoti stačiakampių metodu,  $E_y$  ir  $H_z$  vertes taške  $z_k$  padauginant iš  $\Delta z$ . Tokiu būdu gauname baigtinių skirtumų formulę, suderintą su standartinė Yee schema:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon \Delta z}{\Delta t} \left( E_y \Big|_{i,k}^{n+1} - E_y \Big|_{i,k}^n \right) &= \left( H_x \Big|_{i,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - \\ \frac{\Delta z}{\Delta x} \left( H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \right) &- \frac{\gamma_s}{2} \left( E_y \Big|_{i,k}^{n+1} + E_y \Big|_{i,k}^n \right). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Surinkę ir atskyrę  $E_y$  reikšmes laiko momentu  $n + 1$  kairėje lygybės pusėje gauname iteracinio pobūdžio lygtį  $E_y$  dedamosios skaičiavimui 2DED sluoksnio aplinkoje

$$\begin{aligned} E_y \Big|_{i,k}^{n+1} &= \left( \frac{1 - \frac{\gamma_s \Delta t}{2\varepsilon \Delta z}}{1 + \frac{\gamma_s \Delta t}{2\varepsilon \Delta z}} \right) E_y \Big|_{i,k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\gamma_s \Delta t}{2\varepsilon \Delta z}} \\ &\times \left[ \frac{H_x \Big|_{i,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Palyginę (2.4) su (1.5) matome, kad jos skiriasi tik tuo, kad tūrinis savitasis laidumas lygtyje (2.4) pakeistas santykiu  $\gamma_s/\Delta z$ . Tokį pat pakeitimą atlikę lygtyje (1.4) gausime formulę  $E_x$  dedamosios skaičiavimui. Iš lygties (2.1) matosi, kad dvimatis laidas sluoksnis įtakoja tik tangentiųjų elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimą sluoksnio aplinkoje, kuri 2.1 pav. pažymėta pilkai. Visos kitos elektromagnetinio lauko dedamosios, kaip ir tangentiinės elektrinio lauko dedamosios esančios ne sluoksnyje, skaičiuojamos pagal standartines BSLS formules (1.4)-(1.9).



**2.2 pav.:** 2DED sluoksnis patalpintas per visą stačiakampio bangolaidžio skerspjūvį.  $a$  yra bangolaidžio plačiosios sienelės matmuo,  $b$  — siaurosios, 2DED sluoksnis nuspalvintas pilkai.

## 2.2 2DED sluoksnis stačiakampiame bangolaidyje

Ankstesniame poskyryje išvedėme formules elektrinio lauko tangentinių dedamųjų skaičiavimui 2DED sluoksnio aplinkoje. Kad patikrintume ar jos teisingos, BSLS metodu modeliaavome stačiakampio bangolaidžio atkarpą, kuria sklinda  $TE_{10}$  banga. Bangolaidžio centre  $z = 0$  per visą jo skerspjūvį patalpinome 2DED sluoksnį, taip kaip parodyta 2.2 pav. Ant metalinių bangolaidžio sienelių naudojome PEC, o ant atvirųjų galų Muro kraštines sąlygas (1.12)-(1.13), detaliau aprašytas skyrelyje 1.1.2.  $TE_{10}$  bangos moda tuščiam bangolaidyje turi tris EM lauko dedamąsias:  $H_x$ ,  $E_y$  ir  $H_z$ . Kadangi sluoksnis yra įterptas per visą bangolaidžio skerspjūvį, modos lauko simetrija nepažeidžiama ir kitų lauko dedamųjų neatsiranda. Iš skyrelio 2.1 žinome, kad paviršinis laidumas paveikia tik 2DED aplinkoje esančių tangentinių elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimą, todėl  $E_y$  mazgus esančius sluoksnyje skaičiavome pagal (2.4), o visus kitus mazgus pagal (1.4)-(1.9) formules.

Žiūrint matematiškai, šis uždavinys yra dvimatis, nes bangos dedamosios nepriklauso nuo  $y$  koordinatės, be to, jį galima išspręsti analitiškai per kraštines sąlygas susiejus krentančią, atspindėtą ir praėjusią pro 2DED harmonines bangas. Kadangi sluoksnis yra be galo plonas, turime ieškoti sprendinių dvejose sluoksnio atskirtose bangolaidžio dalyse  $z < 0$  ir  $z > 0$ .

Tarkime, kad krentančios bangos elektrinio lauko amplitudė bangolaidžio centre yra lygi  $E_0$ . Tuomet galime užrašyti dedamųjų amplitudes prieš

sluoksnį ir už jo, ir susieti jas ties  $z = 0$ , atsižvelgiant į tangentinės magnetinio lauko dedamosios  $H_x$  trūkį dėl 2DED sluoksnyje tekančios paviršinės srovės. Laikysime, kad paviršinis krūvis visame sluoksnyje lygus nuliui, todėl elektrinio lauko dedamoji  $E_y$  bus tolydi. Kraštinė sąlyga dedamajai  $H_z$  bus tenkinama automatiškai.

Dėl lygtyje (2.1) esančios Dirako funkcijos tangentinė elektrinio lauko dedamoji  $z = 0$  plokštumoje turi trūkį, proporcingą sluoksniu tekančiai paviršinei srovei:

$$E_y^{II} = E_y^I, \quad (2.5a)$$

$$H_x^{II} = H_x^I + \sigma_s E_y. \quad (2.5b)$$

Krentančios ir atspindėtos TE<sub>10</sub> bangos dedamosios  $z < 0$  srityje gali būti užrašytos taip:

$$E_y^I = E_0 \{e^{ikz} + Re^{-ikz}\} e^{-i\omega t} \sin(\beta x), \quad (2.6a)$$

$$H_x^I = -\frac{ck}{\omega Z_0} E_0 \{e^{ikz} - Re^{-ikz}\} e^{-i\omega t} \sin(\beta x). \quad (2.6b)$$

Čia  $\gamma = \pi/a$ , kur  $a$  — plačiosios bangolaidžio sienelės matmuo. Banginis skaičius  $k$  ir ciklinis dažnis  $\omega$  tenkina dispersinį sąryšį, kuris gaunamas iš banginės lygties [76]

$$\omega^2 - \omega_c^2 = c^2 k^2. \quad (2.7)$$

Dabar užrašysime sprendinį srityje  $z > 0$ , kur yra tik praėjusi bangos dalis:

$$E_y^{II} = E_0 T e^{ikz} e^{-i\omega t} \sin(\gamma x), \quad (2.8a)$$

$$H_x^{II} = -\frac{ck}{\omega Z_0} E_0 T e^{ikz} e^{-i\omega t} \sin(\gamma x). \quad (2.8b)$$

Atsižvelgiant į kraštines sąlygas (2.5a) ir (2.5b) sulyginę lygčių (2.6a) ir (2.8a), bei (2.6b) ir (2.8b) dešiniąsias puses gauname algebrinių lygčių

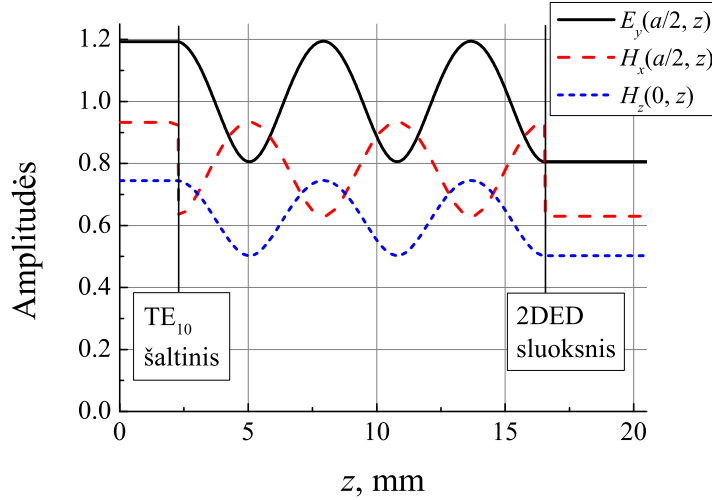
sistemą 2DED sluoksnio atspindžio ir pralaidumo koeficientams  $R$  ir  $T$

$$1 + R = T, \quad (2.9a)$$

$$-\frac{ck}{\omega Z_0} E_0 \{T - (1 - R)\} = \sigma_s (1 + R). \quad (2.9b)$$

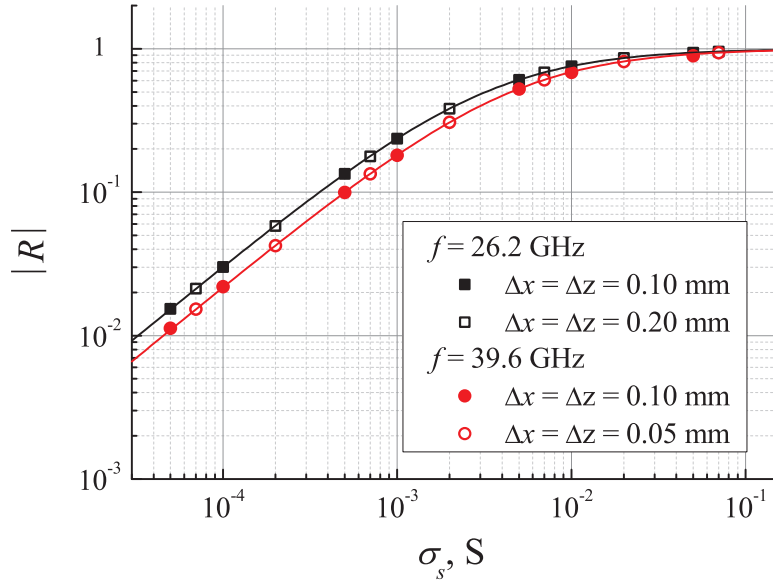
Išsprendę šias lygtis ir pasinaudoję dispersiniu sąryšiu (2.7) gauname analizinę atspindžio koeficiento išraišką

$$R = -\frac{\sigma_s Z_0}{\sigma_s Z_0 + 2\sqrt{1 - (f_k/f)^2}}. \quad (2.10)$$



**2.3 pav.:** Elektromagnetinio lauko dedamųjų pasiskirstymas stačiakampio bangolaidžio su patalpintu 2DED sluoksniu centre. Elektrinio lauko amplitudė padalinta iš  $E_0$ , magnetinio lauko dedamosios padaugintos iš  $Z_0/E_0$ . Skaičiavimo parametrai:  $a = 7.2$  mm,  $f = 33.4$  GHz,  $\sigma_s = 10^{-3}$  S,  $\Delta x = \Delta z = 0.03$  mm.

Panaudoję BSLS metodą ir lygtis išvestas poskyryje 2.1 apskaičiavome  $TE_{10}$  bangos stacionarų sprendinį bangolaidyje su 2DED sluoksniu. Elektromagnetinio lauko dedamųjų pasiskirstymai pavaizduoti 2.3 pav. Čia elektrinio lauko amplitudė yra normuota į  $E_0$ , o magnetinio lauko dedamųjų amplitudės dar padaugintos iš  $Z_0$ . Bangos atspindžio koeficientą galima apskaičiuoti iš maksimalios ir minimalios elektrinio lauko amplitudės reikšmių:



**2.4 pav.:** Absoliutinės atspindžio koeficiento reikšmės priklausomybė nuo 2DED savitojo paviršinio laidumo. Taškai vaizduoja BSLS modeliavimo rezultatus, linija — analitinį sprendinį (2.10).  $a = 7.2$  mm.

$$R = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}}. \quad (2.11)$$

Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo sluoksnio paviršinio laidumo esant skirtingiems bangos dažniams parodyta 2.4 pav. Skaitmeniniai rezultatai atidėti taškais, analitinis sprendinys (2.10) — ištisine linija. Matome, kad BSLS metodu apskaičiuotos atspindžio vertės gerai sutampa su teoriniu sprendiniu. Tai galioja ir esant skirtingiems diskretizacijos žingsniams, nors formulėje (2.4) esantis santykis  $\gamma_s/\Delta z$  pakinta keletą kartų. Reikia pridurti, kad nagrinėjamoje sistemoje EM lauko pasiskirstymą pilnai sąlygoja atspindžio koeficiento vertė, todėl geras jos sutapimas su teorija automatiškai patvirtina teisingą sprendinį visame bangolaidyje (2.3 pav.).

## 2.3 Elektromagnetinio lauko nuostolių laidininke modeliavimas BSLS metodu

### 2.3.1 Skin-efekto aproksimacija

Panagrinėkime EM lauko galios nuostolius laidininke, kuriame galioja skin-efekto aproksimacija. Tam turi būti tenkinamos trys sąlygos [7]:

1. Medžiaga turi būti geru laidininku tyrinėjamame dažnių diapazone

$$\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \gg 1. \quad (2.12)$$

2. Minimalus laidininko paviršiaus kreivumo spindulys  $R_{min}$  ir minimalus laidininko storis  $t_{min}$  turi būti gerokai didesni už skin-gylį

$$R_{min} \gg 3\delta \quad (2.13)$$

$$t_{min} > 6\delta. \quad (2.14)$$

3. EM lauko kitimas išilgai laidininko paviršiaus turi būti mažas palyginus su kitimu statmena kryptimi.

EM lauko galią, absorbuotą laidininko tūryje, galima apskaičiuoti suintegravus elektros srovės tankio ir elektrinio lauko stiprio sandaugą

$$P_{abs} = \iiint_V \mathbf{j}\mathbf{E}dV. \quad (2.15)$$

Žinant, kad

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}, \quad (2.16)$$

galima užrašyti, jog laidininke absorbuota galia yra lygi

$$P_{abs} = \iiint_V \sigma\mathbf{E}^2dV. \quad (2.17)$$

Jei laidininke galioja skin-sluoksnio aproksimacija, elektrinis laukas sluoksnyje mažėja eksponentiškai [7]:

$$\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}(0)e^{-(1+i)z/\delta}. \quad (2.18)$$

Čia  $z = 0$  laidininko paviršiaus plokštuma, o  $\delta$  — skin-gylis laidininke

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}}. \quad (2.19)$$

Suskaičiuokime EM lauko galią absorbuotą vienetiniame laidininko paviršiaus plote. Tam tikslui pasinaudosime išraiškoms (2.17) ir (2.18)

$$P_{abs} = \int_0^{\infty} \sigma \mathbf{E}(0)^2 e^{-2(1+i)z/\delta} dz = \sigma \frac{\delta}{2(1+i)} \mathbf{E}(0)^2 = \mathbf{E}(0)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{4i\omega\mu_0}}. \quad (2.20)$$

Dabar suskaičiuokime absorbuotą galingumą vienetiniame plote paviršiaus, charakterizuojamo paviršiniu laidumu

$$P_{surf} = \mathbf{jE}(0) = \sigma_S \mathbf{E}(0)^2, \quad (2.21)$$

kur  $\sigma_S$  yra paviršinis laidumas.

Sulyginę išraiškas (2.20) ir (2.21) galime rasti, koks turi būti paviršinis laidumas, kad paviršius absorbuotų tiek pat galios, kiek tūrinis laidininkas, kuriame galioja skin-sluoksnio aproksimacija

$$\sigma_S = \sqrt{\frac{\sigma}{4i\omega\mu_0}}. \quad (2.22)$$

Kadangi išraiška (2.22) yra kompleksinė, o skaičiavimuose naudojamas realus dydis, reikia imti jos absoliutinę vertę:

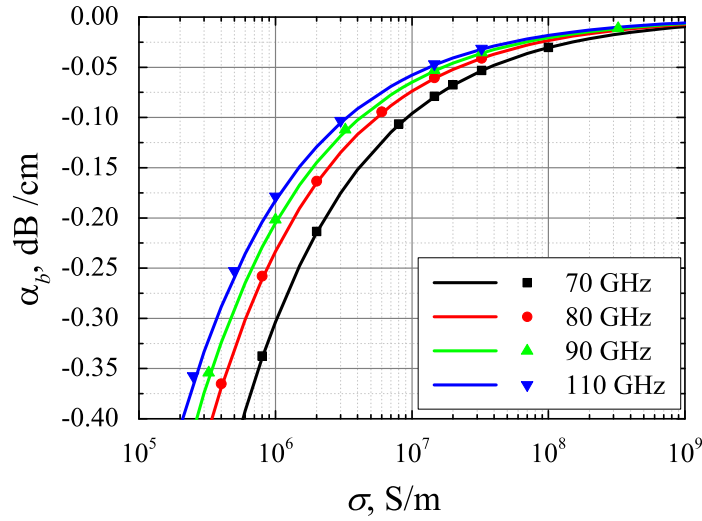
$$|\sigma_S| = \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu_0}} = \delta\sigma. \quad (2.23)$$

Atkreipkime dėmesį, kad išraiška (2.23) lygi tiesiog skin-gylio (2.19) ir tūrinio savitojo laidumo sandaugai. Taigi, norint apskaičiuoti paviršinį laidumą  $\sigma_S$ , kuriame bus absorbuojama tiek pat bangos galios kiek  $\sigma$  savitojo laidumo metalo paviršiuje, reikia  $\sigma$  padauginti iš skin-gylio dominančiame dažnyje.

### 2.3.2 BSLS lygčių su paviršiniu laidumu panaudojimas bangos absorbavimo stačiakampiam bangolaidyje modeliavimui

Skyrelyje 2.3.1 aprašytą metodiką pritaikėme  $TE_{10}$  modos bangos nuostolių stačiakampiam bangolaidyje modeliavimui BSLS metodu. Pasirinkome WR-10 ruožo bangolaidį ( $a \times b = 2.54 \text{ mm} \times 1.27 \text{ mm}$ ), nes jis pritaikytas veikti aukštame dažnyje, kur bangos nuostoliai yra didesni ir





**2.5 pav.:** Bangos slopimo koeficiento priklausomybė nuo WR-10 ruožo stačiakampio bangolaidžio sienelių laidumo skirtingo dažnio  $TE_{10}$  modos bangai. Taškai atitinka BSLS modeliavimo rezultatus, ištisinės linijos — teorinės priklausomybės pagal (2.24).  $a = 2.54$  mm,  $b = 1.27$  mm.

užtenka modeliuoti trumpesnę bangolaidžio atkarpą. Modeliavome 58 mm ilgio bangolaidį, kurio viename krašte buvo generuojama monochromatinė  $TE_{10}$  banga, o kitame fiksuojamas elektrinio lauko amplitudės sumažėjimas. Atviruose bangolaidžio galuose naudojome Muro neatspindinčias kraštines sąlygas (1.10)-(1.13), o tangentes elektrinio lauko dedamąsias, patenkančias ant metalinių sienelių, skaičiuojame pagal 2.1 poskyryje išvestas formules. Paviršinių sienelių laidumą apskaičiuojame pagal formulę (2.23). Reikia atkreipti dėmesį, kad kiekvienam dažniui jis gavosi skirtingas. Šis uždavinys yra trimatis, nes dėl įvestų nuostolių atsiranda visos šešios EM lauko dedamosios, kurios priklauso nuo visų trijų koordinačių.

Iš elektrinio lauko amplitudės sumažėjimo apskaičiuotos bangos slopimo koeficiento priklausomybės nuo sienelių savitojo laidumo skirtinguose dažniuose atidėtos pav. 2.5 taškais. Ištisinėmis linijomis nubrėžtos kreivės pagal teoriškai apskaičiuotas priklausomybes [116]:

$$\alpha_b = \frac{1}{bZ_0} \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma} \left(1 + \frac{2b}{a} \frac{f_k^2}{f^2}\right)} \sqrt{1 - \frac{f_k^2}{f^2}}. \quad (2.24)$$

Gautas geras sutapimas tarp modeliavimo rezultatų ir teorijos patvirtina, kad metalines bangolaidžio sienes kompiuteriniame modelyje galima trans-

formuoti į laidžius 2D sluoksnius, kuriuos modeliuojant pagal šiame skyriuje išvestas formules, gaunamas bangos slopinimo koeficientas sutampa su teoriškai apskaičiuotomis jo vertėmis.

## 2.4 Apibendrinimas

Šiame skyriuje aprašyta BSLS skaičiavimų procedūra leidžianti modeliuoti dvimatį laidų sluoksnį, charakterizuojamą savituoju paviršiniu laidumu. Parodyta, kaip pasikeičia tangentinių elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimas sluoksnio aplinkoje. Pademonstruota, kad mūsų pasiūlytas dvimačio sluoksnio, charakterizuojamo paviršiniu laidumu, įskaitymo metodas ne tik leidžia įtraukti į modelį 2DED sluoksnius, bet ir suteikia galimybę gana paprastai transformuoti plokščią tūrinį laidininką į laidų dvimatį paviršių tokiu būdu, kad jo sąveiką su EM lauku išliktų tokia pati. Tai leidžia supaprastinti uždavinį ir stipriai sumažinti skaičiavimų apimtį. Pagrindinis šio metodo apribojimas yra tas, kad jis tiksliai įvertina nuostolius tik vienam konkrečiam bangos dažniui. Disertacijos 5 skyriuje aprašytus žiedinius rezonatorius taip pat modeliuojame transformuotus į 2D sluoksnius, taip kaip aprašyta 2.3.1 skyrelyje, panaudodami 2.1 poskyryje išvestas lygtis tangentinėms elektrinio lauko dedamosioms skaičiuoti.

Dalis šio skyriaus rezultatų publikuota straipsnyje:

Ž. Kancleris, G. Šlekas, A. Matulis, "Modeling of Two-dimensional Electron Gas Sheet in FDTD Method", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. **61**(2), pp. 994–996, 2013.

# 3 Lygiagretinimo įrankių panaudojimas BSLS algoritmo spartinimui

Šiame skyriuje aprašyti BSLS algoritmo lygiagretinimo metodai, suteikiantys galimybę išnaudoti daugiaprocesorinių sistemų skaičiavimo pajėgumus. Nors jie programiškai pakankamai paprastai realizuojami, tačiau tuo pačiu metu išlieka efektyvūs. Poskyryje 3.1 aprašytas BSLS algoritmo pritaikymas skaičiavimams kompiuterių klasteriuose. Juose prieinamas didelis darbinės atminties kiekis suteikia galimybę kurti didelės apimties modelius, neįveikiamus pavieniam kompiuteriui. Skyrelyje 3.1.1 trumpai apžvelgtas ParSol pusiau automatinio lygiagretinimo bibliotekos panaudojimas. Skyrelyje 3.1.2 aprašyti lygiagrečiosios programos testavimo kompiuterių klasteryje "Vilkas" rezultatai. Poskyryje 3.2 aprašytas BSLS algoritmo pritaikymas skaičiavimams kompiuterio grafinėse plokštėse. Jose esantis didelis procesorių branduolių skaičius leidžia atlikti milžinišką kiekį slankiojo kabelio operacijų per sekundę. Grafinių plokščių pajėgumus galima panaudoti BSLS skaičiavimų spartinimui, vienu metu apskaičiuojant EM lauko dedamąsias daugelyje mazgų. Skyrelyje 3.2.1 pateikti BSLS lygiagretinimo principai naudojantis CUDA programavimo modeliu. Skyrelyje 3.2.2 aprašyti skaitmeninių testų skirtinguose GP rezultatai.

## 3.1 BSLS skaičiavimai kompiuterių klasteryje

### 3.1.1 Pusiau automatinio lygiagretinimo biblioteka ParSol

Nuosekloje C++ programoje, skaičiuojančioje EM lauko dedamųjų kintamą BSLS metodu, modeliuojamos erdvės mazgai kompiuteryje yra apdorojami paeiliui, kiekvienai dedamajai. Daugiaprocesorinės sistemos suteikia

galimybę apdoroti daug mazgų vienu metu ir taip sutrumpinti skaičiavimo trukmę. Tačiau norint pritaikyti programą lygiagrečiam vykdymui nuoseklų kodą reikia papildyti instrukcijomis nurodančiomis kaip skaičiavimai ir duomenys bus paskirstomi tarp procesorių, kuriais duomenimis jie turės pasidalinti, kuriose vietose bus sinchronizuojami rezultatai ir t.t. Dažnai tai padaryti nėra paprasta, ir norint pasiekti gerą lygiagretaus vykdymo efektyvumą tenka sugaišti nemažai laiko vertinant įvairius kodo vykdymo niuansus. Norint išvengti šio keblaus darbo galima pasinaudoti jau sukurtomis bibliotekomis, kurios plačiau aprašytos skyrelyje 1.2.1.

Norėdami perkelti BSLS skaičiavimus į bendrosios atminties kompiuterių klasterį "Vilkas" naudojome pusiau automatinio lygiagretinimo biblioteką ParSol [29]. Kuriant lygiagrečią programos versiją, nuosekliame kode naudojami masyvai turi būti pakeisti specialiais ParSol bibliotekos klasėse aprašytais objektais: `ParVector_1D<type>`, `ParVector_2D<type>`, `ParVector_3D<type>`. Šių objektų elementuose saugomos EM lauko vertės visoje modeliuojamoje srityje. Elementai padalinami tarp procesorių domeno skaidymo būdu, kai kiekvienam procesoriui tenka apdoroti tam tikrą erdvės dalį. Erdvė yra išskaidyta taip, kad bendras dalių paviršiaus plotas būtų mažiausias. Toks padalinimas leidžia sumažinti duomenų mainų tarp skirtingų procesų kaštus. Pagal Yee schemą gautos skirtingos lygtys naujai dedamosios reikšmei mazge apskaičiuoti naudoja gretimus kitų dedamųjų taškus, todėl kai erdvė yra padalinama, kraštiniam srities taškams apskaičiuoti reikia gauti kraštines kitos srities mazgų reikšmes. Programiškai tokį duomenų apsikeitimą tarp kaimyninių sričių elementų organizuoja ParSol objektas `CrossStencil_3D`, nurodantis kad skaičiavimuose naudojamas kryžminis šablonas. Tai reiškia, kad naujai lauko reikšmei konkrečiame mazge apskaičiuoti reikalingos reikšmės mazguose, esančiuose iš šonų. Nurodžius tai, apsikeitimas reikalingais duomenimis vyksta automatiškai.

Lygiagretinanant ciklus, panaudojami metodai `StartLocalX()`, `FinishLocalX()`, `StartLocalY()`, `FinishLocalY()`, `StartLocalZ()` ir `FinishLocalZ()`. Jie gražina padalintų sričių kraštinių elementų indeksus. Kiekviename procesoriuje šie indeksai yra skirtingi, taigi skaičiuojamos skirtingos ciklo dalys. Tai reiškia, kad kai yra keletas procesorių, jie vienu metu apdoroja skirtingų erdvės dalių elementus.

### 3.1.2 Lygiagrečiaus algoritmo testavimas kompiuterių klasteryje "Vilkas"

Lygiagrečiojo kodo efektyvumą tikrinome modeliuodami TE<sub>10</sub> bangos sklidimą stačiakampio bangolaidžio atkarpoje su patalpintu PD. Sprendėme trimatį uždavinį, kur visas šešias EM lauko dedamąsias skaičiavome (261 × 101 × 569) taškų. Skaičiavimus atlikome VGTU kompiuterių klasteryje "Vilkas", sudarytame iš Intel® Core™ 2 Quad Q6600 CP. Kiekvienas CP turi po keturis branduolius veikiančius 2.4 GHz taktiniu dažniu ir turinčius 8 MB spartinančiosios L2 atminties bei 1.066 GHz spartos duomenų magistralę. Kiekvienas iš keturių branduolių vienu metu gali vykdyti iki keturių pilnų instrukcijų.

**3.1 lentelė:** Uždavinio paspartėjimo ir efektyvumo koeficientai kai naudojamas skirtingas procesorių ir jų branduolių skaičius

$n \times m$	$2 \times 1$	$1 \times 2$	$4 \times 1$	$2 \times 2$	$1 \times 4$	$8 \times 1$	$4 \times 2$	$16 \times 1$	$8 \times 2$
$S_p$	1.98	1.63	3.27	3.11	1.65	6.14	5.59	11.84	10.80
$E_p$	0.99	0.82	0.82	0.79	0.42	0.77	0.70	0.74	0.68

Atlikto efektyvumo testo rezultatai pavaizduoti lentelėje 3.1. Joje skirtingam panaudotų procesorių ir jų branduolių skaičiui  $n \times m = p$  pateikti paspartėjimo  $S_p = T_1/T_p$  ir efektyvumo  $E_p = S_p/p$  koeficientai. Čia  $T_p$  žymi skaičiavimo laiką, kai uždavinį sprendžia  $p$  procesorių branduolių,  $T_1$  - kai vienas. Koeficientas  $S_p$  parodo, kiek kartų sutrumpėjo skaičiavimų trukmė.  $E_p$  parodo, kiek efektyviai išnaudojamas kiekvienas CP branduolys, lyginant su  $p = 1$  atveju. Gauti rezultatai sutampa su įprastomis domeno skaidymo algoritmo tendencijomis. Didinant naudojamų procesorių skaičių efektyvumo koeficientas šiek tiek mažėja, tačiau išlieka gana aukštas kol naudojami ne daugiau kaip du kiekvieno procesoriaus branduoliai. Galima daryti išvadą, kad skaičiavimuose efektyviausia naudoti po du kiekvieno CP branduolius. Taip yra, nes BSLS algoritmas naudoja pakankamai mažai matematinių operacijų apskaičiuojant lauko vertes kiekviename mazge, tačiau reikalauja didelio duomenų skaitymo/rašymo srauto iš pagrindinės atminties ir į ją. Dėl to, kai skaičiavimai vykdomi daugiau nei dvejuose branduoliuose, ribotas CP atminties magistralės pralaidumas tampa veiksmu mažinančiu skaičiavimų efektyvumą  $E_p$ .

Kai naudojama ne daugiau dviejų kiekvieno CP branduolių,  $S_p$  didėja didinant  $p$ , tačiau  $E_p$  po truputį mažėja. Vis tik, panaudojus keletą kompiuterių gaunamas ženklus paspartėjimas bei  $n$  kartų padidėjęs darbinės atminties kiekis yra svarūs argumentai naudoti kompiuterių klasterius didelės apimties BSLs modeliams skaičiuoti. Tik "Vilko" pagalba galėjome išspręsti disertacijos 4 skyriuje aprašytą PD sąveikos su  $TE_{10}$  banga uždavinį.

Pabaigai reikia pasakyti, kad ParSol naudoja tik standartines C++ kalbos funkcijas ir MPI 1.1 biblioteką objektų lygiagretinimui, todėl ParSol kodas gali būti lengvai panaudojamas įvairiose sistemose, palaikančiose C++ ir MPI standartus. Išlygiagretinta programa gali būti paleista ne tik kompiuterių klasteryje, bet ir viename kompiuteryje, turinčiame keleto branduolių CP.

## **3.2 BSLs skaičiavimai kompiuterio grafinės plokštės procesoriuje**

### **3.2.1 Nvidia CUDA programavimo modelis**

Bet kokio algoritmo realizavimas CUDA platformoje susiveda į uždavinio padalinimą į blokus, sudarytus iš SIMD užduočių. Nuosekliame programavime SIMD atitinkmuo yra ciklai. CUDA programavimo modelyje viena SIMD užduotis vadinama gija — tai mažiausias CUDA programos vienetas, atitinkantis vieną nuoseklaus ciklo iteraciją. Taigi, ciklai CUDA C kalboje yra pakeičiami tokiu gijų skaičiumi, kiek iteracijų sudaro ciklą. Ciklo kintamuosius atitinka gijų indeksai, kurie yra integruoti į CUDA C kalbą kintamųjų pavidalu.

Gijos skirstomos į blokus, kuriuose yra indeksuojamos vienu, dviem arba trimis sveikaisiais skaičiais, tai atitinka 1D, 2D arba 3D bloko dimensijas. Blokai savo ruožtu skirstomi į masyvus, kurie taip pat gali būti vienmačiai, dvimačiai arba trimačiai. Toks dviejų lygių gijų grupavimas atsiranda dėl to, kad blokas gali naudotis tik vieno multiprocesoriaus resursais, kurie yra riboti, todėl ir bloko dydis yra ribojamas iki 1024 gijų. Dažniausiai uždaviniuose SIMD užduočių skaičius keliomis eilėmis viršija maksimalų bloko dydį, todėl norint sukurti daugiau gijų kuriama daug blokų, kurie savo

ruožtu grupuojami į masyvus, ir taip pat numeruojami vienu, dviem arba trimis indeksais. Galimybė pasirinkti 1D, 2D arba 3D indeksavimo būdą yra tikrai patogumo reikalas, mat jeigu sprendžiamas trimatis uždavinys mazgus patogiu numeruoti trimis indeksais.

Blokai GP branduoliuose vykdomi neapibrėžta tvarka, dėl to išskyla reikalavimas, kad tame pačiame masyve esančios gijos turi būti organizuotos taip, kad jų vykdymas būtų tarpusavyje nepriklausomas, o vykdymo tvarka nesvarbi. Žemiau pateiktas kodas, sukuria `dimBlock` dydžio gijų blokus, sudarančius `dimGrid` dydžio bloką masyvą. Kintamieji `dimGrid` ir `dimBlock` yra `dim3` tipo struktūros, sudarytos iš trijų sveikųjų skaičių, nurodančių bloko matmenis gijomis ir masyvo matmenis blokais.

---

```
CalcHKernel<<<dimGrid,dimBlock>>>(d_Hx,d_Hy,d_Hz,d_Ex,d_Ey,d_Ez,
                                   imax,jmax,kmax,stpX,stpY,stpZ);
CalcEKernel<<<dimGrid,dimBlock>>>(d_Ex,d_Ey,d_Ez,d_Hx,d_Hy,d_Hz,
                                   imax,jmax,kmax,stpX,stpY,stpZ);
```

---

Pirmoji kodo eilutė sukuria tiek gijų, kiek yra magnetinio lauko mazgų  $x$ ,  $y$  ir  $z$  kryptimis ( $imax \times jmax \times kmax$ ). Kiekviena iš šių gijų skaičiuoja po tris magnetinio lauko dedamąsias erdvės taške formulėse (1.4)-(1.9) pažymėtame indeksais  $i$ ,  $j$ ,  $k$ . Antroji eilutė analogiškai sukuria gijų masyvą, skaičiuojantį po tris elektrinio lauko dedamąsias. Magnetiniam ir elektriniam laukui skaičiuoti turi būti kuriami atskiri gijų masyvai, kitaip nebus tenkinamas reikalavimas, kad gijų vykdymo tvarka turi būti nesvarbi. (Pažvelgus į formules (1.4)-(1.9) matosi, kad elektrinio lauko taškui paskaičiuoti reikalingos magnetinio lauko vertės gretimuose taškuose laiko momentu  $n + 1/2$ . Jei blokai vykdomi bet kokia tvarka, gretimi taškai dar gali būti nepaskaičiuoti, tai reiškia, juose bus saugomos magnetinio lauko vertės momentu  $n - 1/2$ .) Kad taip neatsitiktų, pirmiausia apskaičiuojamos visos magnetinio lauko vertės mazguose laiko momentu  $n + 1/2$  ir tik tuomet pereinama prie elektrinio lauko skaičiavimo momentu  $n + 1$ .

Žemiau pateiktas kodas, vykdomas kiekvienoje gijoje, skaičiuojančioje magnetinio ir elektrinio lauko dedamąsias pagal (1.4)-(1.9) formules.

---

```
__global__ void CalcHKernel(float *Hx,float* Hy, float *Hz, float
    *Ex, float *Ey, float *Ez,
int imax, int jmax, int kmax, float stpX, float stpY, float stpZ)
{
```

```

int i=blockIdx.x*blockDim.x+threadIdx.x;
int j=blockIdx.y*blockDim.y+threadIdx.y;
int k=blockIdx.z*blockDim.z+threadIdx.z;

int index=k*imax*jmax+j*imax+i;
int indexi=index+1;
int indexj=k*imax*jmax+(j+1)*imax+i;
int indexk=(k+1)*imax*jmax+j*imax+i;

Hx[index]+=(stpz*(Ey[indexk]-Ey[index])
            -stpy*(Ez[indexj]-Ez[index]));
Hy[index]+=(stpx*(Ez[indexi]-Ez[index])
            -stpz*(Ex[indexk]-Ex[index]));
Hz[index]+=(stpy*(Ex[indexj]-Ex[index])
            -stpx*(Ey[indexi]-Ey[index]));
}

__global__ void CalcEKernel(float *Ex, float *Ey, float *Ez, float
    *Hx, float *Hy, float *Hz,
int imax, int jmax, int kmax, float stpx, float stpy, float stpz)
{
    int i=blockIdx.x*blockDim.x+threadIdx.x;
    int j=blockIdx.y*blockDim.y+threadIdx.y;
    int k=blockIdx.z*blockDim.z+threadIdx.z;

    int index=k*imax*jmax+j*imax+i;
    int indexi=index-1;
    int indexj=k*imax*jmax+(j-1)*imax+i;
    int indexk=(k-1)*imax*jmax+j*imax+i;

    Ex[index]+=(stpy*(Hz[index]-Hz[indexj])
                -stpz*(Hy[index]-Hy[indexk]));
    Ey[index]+=(stpz*(Hx[index]-Hx[indexk])
                -stpx*(Hz[index]-Hz[indexi]));
    Ez[index]+=(stpx*(Hy[index]-Hy[indexi])
                -stpy*(Hx[index]-Hx[indexj]));
}

```

---

Kiekvienai gijai yra priskiriamas skirtingas dim3 tipo indeksas threadIdx,



kiekvienam blokui — skirtingas `blockIdx` indeksas, `blockDim` nurodo bloko matmenis gijomis. Visi šie kintamieji yra integruoti į CUDA C kalbą ir sukuriami bei inicializuojami automatiškai. Jie leidžia identifikuoti konkrečią giją ir taip priskirti jai konkretaus erdvės mazgo apdorojimą.

Kitas etapas yra GP kreipimosi į įvairius atminties lygius optimizavimas. Iš esmės jis susiveda į globalios atminties skaitymo/rašymo operacijų minimizavimą, kai daugiau nei kartą skaičiavimuose panaudojami duomenys perkeliama į sparčiąją atmintį. Tačiau jos dydis yra labai ribotas, todėl vienu metu joje galima saugoti tik nedidelę apdorojamų masyvų dalį. Be to, įkeliant duomenis į sparčiąją atmintį, jie yra nuskaitomi iš globaliosios, todėl tai daryti verta tik tuomet, kai duomenys bus panaudoti daugiau nei vieną kartą. Tai yra esminis spartinimo aspektas tokiuose skaitmeniniuose metoduose kaip BSLS, mat jame su tais pačiais duomenimis atliekamas palyginti nedidelis operacijų skaičius, tačiau intensyviai kreipiamasi į atmintį naujų duomenų. Todėl pagrindinė priežastis neleidžianti maksimaliai išnaudoti GP potencialo BSLS skaičiavimams yra santykinai mažas vaizdo plokštės atminties magistralės pralaidumas, lyginant su jos atliekamų operacijų skaičiumi per sekundę.

Sparčiosios atminties panaudojimas programiškai yra gana paprastas. Kaip parodyta žemiau, sukuriama masyvas su direktyva `__shared__`, kuriam tiesiog priskiriama masyvo iš globalios atminties dalis, kuri yra apdorojama tame pačiame bloke.

---

```
__shared__ float s_Ex[BLOCKSIZE][BLOCKSIZE];
__shared__ float s_Ey[BLOCKSIZE][BLOCKSIZE];
__shared__ float s_Ez[BLOCKSIZE][BLOCKSIZEz];

s_Ex[threadIdx.x][threadIdx.y]=Ex[index];
s_Ey[threadIdx.x][threadIdx.y]=Ey[index];
s_Ez[threadIdx.x][threadIdx.y]=Ez[index];
```

---

Iš esmės, tai tas pats domeno skaidymo metodas, kurį naudojome ir 3.1.1 skyrelyje aprašytuose skaičiavimuose kompiuterių klasteryje. Kaip ir ten, čia iškyla ta pati problema, kai gretimi domenai turi apsikeisti kraštinių mazgų reikšmėmis. Tai sąlygoja perteklinį duomenų nuskaitymą iš globaliosios atminties, o dėl atsiradusios didelės realizacijų įvairovės užduotis tampa keblesnė. GP su 2.0 ir aukštesne skaičiavimo galimybėmis (*Compute*

*Capability*) versija turi duomenų podėliavimo technologiją, kuri naudoja tą pačią sparčiąją atmintį, tačiau yra realizuojama automatiškai, be programuotojo įsikišimo. Tokios vaizdo plokštės pradėtos gaminti 2010 metais.

### 3.2.2 Lygiagretaus algoritmo testavimas kompiuterio grafinėje plokštėje

Norėdami įvertinti skirtingų GP pajėgumus sprendžiant trimatį BSLs uždavinį atlikome keletą skaitmeninių testų. Testuose naudojome tris skirtingas Nvidia vaizdo plokštes, kurias toliau tekste vadinsime trumpiniais GP1, GP2 ir GP3. Pagrindiniai gamintojo nurodyti šių GP parametrai surašyti lentelėje 3.2. Stulpelyje C.C. yra nurodyta GP skaičiavimo galimybių versija.

**3.2 lentelė:** Testuose naudotų vaizdo plokščių pagrindinės charakteristikos

GP nr.	modelis	C.C.	pralaidumas	galia
GP1	GeForce® 9400 GT	1.1	12.8 GB/s	67.2 GFlops
GP2	GeForce® GTX 460	2.1	128 GB/s	874 GFlops
GP3	GeForce® GTX 650 Ti	3.0	86.4 GB/s	1425 GFlops

Norėdami nustatyti maksimalias atminties pralaidumo ir slankiojo kabelio operacijų skaičiaus per sekundę vertes realiame uždavinyje, atlikome testą, kurio kodas pateiktas žemiau.

```

__global__ void test(float *A, float *B, float *C, int N)

    int i=blockIdx.x*blockDim.x+threadIdx.x;
    int j=blockIdx.y*blockDim.y+threadIdx.y;
    int k=blockIdx.z*blockDim.z+threadIdx.z;
    int index=k*imax*jmax+j*imax+i;
    float d=0;

    for (int n=0;n<N;n++){
        d+=d*A[index];
        d+=d*B[index];
        d+=d*C[index];
    }
}

```

Čia gija gauna rodykles į tris masyvus ir  $N$  kartų atlieka kiekvieno masyvo vieno elemento dauginimą iš skaičiaus ir sumavimą. Kaip matome, šis testas yra supaprastintas BSLS algoritmo atitikmuo, nes jame nenaudojami greitimi masyvų taškai, todėl atliekama mažiau kreipimosi į atmintį operacijų. Eksperimente naudotas masyvų dydis yra  $256 \times 256 \times 256$ , iteracijų skaičius —  $N = 10$ . Apskaičiuotos GP charakteristikos pateiktos 3.3 lentelėje. Reikia pasakyti, kad jos nedaug priklauso nuo teste naudoto masyvų dydžio ir  $N$ . Matome, kad testo metu gautas atminties pralaidumas ir slankiojo kab-

**3.3 lentelė:** Testo metų gautų charakteristikų ir maksimalių teorinių jų verčių palyginimas

GP nr.	atm. pral.	teor. pral.	op. sk./s	teor. op. sk./s
GP1	10.4 GB/s	12.8 GB/s	52.2 GFlops	67.2 GFlops
GP2	83 GB/s	128 GB/s	579 GFlops	874 GFlops
GP3	59.7 GB/s	86.4 GB/s	916 GFlops	1425 GFlops

lelio operacijų skaičius per sekundę visoms GP gavosi gerokai mažesnis nei teorinis maksimumas. GP1 skirtumas sudaro apie 20%, o GP2 ir GP3 jis viršija 30%.

**3.4 lentelė:** BSLS testo vykdymo laikas skirtinguose GP ir CPU

	GP2	GP3	CPU
sparčioji atmintis	177 ms	324 ms	1060 ms
automatinis podėliavimas	179 ms	214 ms	

Toliau atlikome testą su BSLS algoritmu, jo rezultatai pateikti 3.4 lentelėje. Paaikškėjo, kad naudojant automatinį duomenų podėliavimą gautas skaičiavimo laikas yra panašus kaip ir programiškai perkeliant duomenis į sparčiąją atmintį, o GP3 atveju yra netgi gerokai trumpesnis. Šis rezultatas reiškia, kad programuotojas neturi rūpintis aukšto lygio atminties programavimo niuansais, kad efektyviai panaudotų GP resursus BSLS algoritmo vykdymui. Palyginus vykdymo laikus GP ir CPU matosi, kad GP skaičiavimus atlieka bent keletą kartų trumpiau nei vienas CPU branduolys. Teste naudojome Intel® Core™ i7 2600 procesorių, veikiantį 3.8 GHz taktiniu

dažniu, turintį 8 MB sparčiosios atminties ir 1333 MHz duomenų magistralę. Prastesnį GP3 rezultatą lyginant su GP2 galima paaikškinti mažesniu atminties magistralės pralaidumu (žr. 3.3 lentelės antrą stulpelį).

Vis dėlto yra uždavinių, kai sparčiosios atminties programavimas duoda geresnius rezultatus nei automatinis duomenų podėliavimas. Mūsų naudojama įprasta BSLS skaičiavimo schema žiūrint iš algoritmų teorijos perspektyvos yra pusinio kryžiaus šablonas, kai vienos elektromagnetinio lauko dedamosios skaičiavimui taške  $(i, j, k)$  reikalingi tik trys kryžminio šablono taškai iš septynių (pvz.  $(i, j, k)$ ,  $(i, j + 1, k)$ ,  $(i, j, k + 1)$ ). Tačiau kituose algoritmuose naudojami 7, 14 ar net 27 gretimi taškai. Tokie skaičiavimo šablonai pasitaiko aukštesnio laipsnio BSLS methoduose, kurių šiame darbe nenagrinėsime.

### 3.3 Apibendrinimas

Šiame skyriuje gauti rezultatai patvirtina, kad BSLS modeliavimą galima gana paprastai ir efektyviai perkelti į lygiagrečiųjų skaičiavimų įrenginius. ParSol bibliotekos panaudojimas leido gauti paspartėjimus beveik tiesiškai proporcingus bendram naudojamų CP branduolių skaičiui, kai kiekviename CP buvo aktyvūs ne daugiau nei du branduoliai. Tik didelių "Vilko" atminties resursų ir CP skaičiaus pagalba galėjome išspręsti PD sąveikos su  $TE_{10}$  banga stačiakampiame bangolaidyje uždavinį, aprašytą skyriuje 4.

Atliekant skaičiavimus grafinėje plokštėje, kai buvo naudojama automatinio podėliavimo technologija, gauti net keletą kartų paspartėjimai lyginant su to paties uždavinio vykdymu viename CPU branduolyje. Kol kas didžiausias apribojimas panaudojant GP elektrodinaminiam modeliams spręsti yra gana ribotas jų darbinės atminties kiekis. Tačiau grafinė plokštė yra neatskiriama bet kurio šiuolaikinio kompiuterio dalis, o integruojamas atminties kiekis jose sparčiai auga, o tai suteikia stiprią motyvaciją testuoti grafinės plokštės panaudojimo galimybes BSLS skaičiavimams atlikti.

Dalis šio skyriaus rezultatų buvo publikuota straipsniuose:

R. Čiegis, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel numerical solver for modeling of electromagnetic properties of thin conductive layers", *PARALLEL PROCESSING AND APPLIED MATHEMATICS, PART II Book Series: Lecture Notes in Computer Science*, Vol. **6068**, 320–329, 2010.

R. Čiegis, A. Bugajev, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel Numerical Al-

gorithms for Simulation of Rectangular Waveguides by Using GPU", *PARALLEL PROCESSING AND APPLIED MATHEMATICS, PART II Book Series: Lecture Notes in Computer Science*, Vol. **8385**, 301–310, 2014.

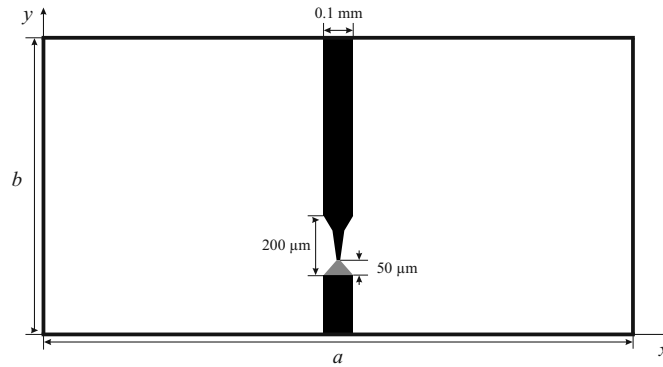
# 4 Planarinio diodo sąveika su stačiakampiame bangolaidyje sklindančia $TE_{10}$ banga

Skyrelyje 1.3.2 buvo aprašyta konkretaus PD geometrija, pateikti eksperimentiniai jo jautrio matavimai. Šiame skyriuje pateikti įvairių PD konfigūracijų modeliavimo rezultatai. Paašškintas faktas, kodėl pereinant iš vieno bangolaidžio į kitą jo jautrio pokytis gali būti nežymus. Poskyryje 4.1 aprašytas modeliavimui naudotas skaitmeninis PD modelis. Poskyryje 4.2 pateikta elektrinio lauko pasiskirstymo PD mezoje analizė. Poskyryje 4.3 BSLS metodu apskaičiuotos teorinės PD jautrio vertės keturiuose bangolaidžių dažnių ruožuose, apimančiuose 26-170 GHz intervalą, ir pasiūlyta galimybė optimizuoti PD jautrį, keičiant bangolaidžio aukštį  $b$ .

## 4.1 Skaitmeninis PD modelis

Iš scheminio PD vaizdo, pateikto 1.3 pav., matosi, kad jis yra sudarytas iš keleto skirtingų medžiagų sluoksnių. Viršutinis sluoksnis yra iš  $n$  tipo GaAs suformuota meza, kurioje pasireiškia nehomogeniškas elektronų kaitimas — tai yra aktyvusis diodo elementas. Tarp mezos ir metalinių juostelių yra suformuotas stipriau legiruoto GaAs  $n^+$  sluoksnis, kuris užtikrina gero laidumo omini kontaktą tarp puslaidininkio ir metalo. Metalinės juostelės, sudarytos iš Ge-Ni-Au kompozito, yra pritvirtintos prie poliamido sluoksnio, suteikiančio visam dariniui mechaninį stabilumą ir patvarumą. Visi šie sluoksniai yra labai ploni lyginant su bangos ilgiu bangolaidyje.  $n$  sluoksnio storis yra  $3 \mu\text{m}$ ,  $n^+$  —  $1 \mu\text{m}$ , Ge-Ni-Au —  $0.5 \mu\text{m}$ , poliamido —  $10 \mu\text{m}$ .

Bangos ilgis mus dominančiame dažnių diapazone apima nuo 2.7 mm iki 18 mm, tai yra trimis - keturiomis eilėmis didesni dydžiai už sluoks-



**4.1 pav.:** Planarinio diodo modelis stačiakampiame bangolaidyje

nių storių. Turint omenyje, kad tiesioginiam tokių sluoksnių įskaitymui į BSLS modelį diskretizacijos žingsnis turi būti ne didesnis nei mažiausias sluoksnio storis, galime paskaičiuoti, kad bangos sklidimo kryptimi viename bangos ilgyje turėtume maždaug  $10^4$  eilės taškų skaičių. Kadangi diodo forma yra gana sudėtinga, norint ją tiksliai aprašyti, diskretizacijos žingsniai skersinėmis kryptimis taip pat turi būti pakankamai maži, t.y. mikronų eilės. Žinant, kad didžiausio eksperimentuose naudoto Ka ruožo bangolaidžio matmenys yra  $7.2 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ , galime paskaičiuoti, kad naudojant  $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ } \mu\text{m}$  diskretizavimo tinklą, mazgų, kuriuose skaičiuojamos elektromagnetinio lauko dedamosios, skaičius skersinėje plokštumoje gaunasi atitinkamai  $1440 \times 200$ . Nesunku įvertinti, kad kiekvienos laikinės iteracijos metu šešios EM lauko dedamosios turėtų būti skaičiuojamos maždaug  $10^9$  mazgų. Gavome milžinišką erdvinių mazgų kiekį, tačiau dar neįvertinome laikinių iteracijų skaičiaus. Pagal Courant stabilumo sąlygą [22], laikinis žingsnis turi būti mažesnis nei laikas, per kurį banga nusklinda vieną erdvinio žingsnio atstumą. Tai reiškia, kad esant mažam erdviniam žingsniui, laikinis žingsnis turi būti atitinkamai mažas. Nagrinėjamu atveju jis turėtų būti maždaug 1.6 fs. Tuomet vienam bangos sklidimo periodui paskaičiuoti reiktų atlikti apie  $10^5$  iteracijų. Be to, kadangi ieškomas stacionarus sprendinys, modeliuojama nuo keliolikos iki keliasdešimties bangos periodų, kol bangos amplitudės bangolaidyje pasikeičia pakankamai mažai. Visi šie skaičiai reiškia tai, kad sudarydami BSLS modelį pagal Yee schemą gautume tokias dideles skaičiavimų apimtis, kad neturėtume jokių realių galimybių išspręsti šį uždavinį.

Kad sumažintume mazgų skaičių, pasinaudojome skyrelyje 1.1.4 aprašytu Maloney-Smith metodu, leidžiančiu modeliuoti puslaidininkio sluoksnius

plonesnius nei diskretizacijos žingsnio dydis. Tačiau šis metodas gali įskaičiuoti tik viengubą sluoksnį, todėl turėjome sudaryti paprastesnį PD modelį. Dėl šios priežasties, į modelį įtraukėme tik tas PD dalis, kurios stipriausiai sąveikauja su EM lauku ir yra svarbiausios jo veikimui. Visų pirma atsisakėme poliamido padėklo, nes jo storis ir dielektrinė skvarba yra maži, todėl nedaug pakeičia darinio sąveiką su EM banga. Į modelį įtraukėme visą metalinių kontaktų plotą, nes metalas dėl didelio laidumo stipriai slopina elektrinį lauką, todėl jis į kitus sluoksnius beveik neprasiskverbia. Dėl tos pačios priežasties neįskaitėme  $h$  regione esančių  $n$  ir  $n^+$  sluoksnių. Dar į modelį įtraukėme siaurėjančią  $l$  srities dalį po kuria nėra metalo. Šioje srityje koncentruojasi elektrinio lauko stipris ir vyksta nehomogeniškas elektronų kaitimas, todėl ši mezos dalis yra PD veikimo pagrindas. Supaprastintas PD modelis pavaizduotas 4.1 pav. Juoda spalva pažymėti metaliniai kontaktai, pilka — asimetriškas GaAs sluoksnis. Modeliavimui naudojome PD matmenis ir parametrus, pateiktus straipsnyje [61]. Jie detaliau aprašyti skyrelyje 1.3.2. Laikėme, kad metalas yra be galo laidus, todėl kontaktams ir bangolaidžio sienelėms modeliuoti naudojome PEC kraštinę sąlygą, aprašytą skyrelyje 1.1.2. GaAs sluoksnio storis  $h = 3 \mu\text{m}$ , laidumas  $\sigma = 1.3 \text{ S/cm}$ , dielektrinė skvarba  $\varepsilon = 12$ . Jam modeliuoti naudojome Maloney-Smith metodą. Dėl to  $\Delta z$  buvo galima padidinti iki  $50 \mu\text{m}$ , o tai sumažino skaičiavimų apimtis maždaug  $10^3$  karto.

Aprašyti PD mezos siaurėjančią formą stačiakampiame diskretizacijos tinklelyje yra gana keblu, net ir skaičiuojant mažu  $5 \mu\text{m}$  diskretizavimo žingsniu. Paprasčiausias būdas yra skaičiuoti EM lauko dedamąsias į mezą patenkančiuose mazguose naudojant GaAs parametrus  $\sigma$  ir  $\varepsilon$ . Taip aprašant mezą, ji gaunasi laiptuotos formos, o tai atsispindi ir EM lauko amplitudėse. Norint patikslinti modelį, skaičiavimuose galima naudoti efektyvius parametrus  $\sigma^*$  ir  $\varepsilon^*$ , panašiai kaip Maloney-Smith metode (1.19) ir (1.20). Tik šiuo atveju  $\sigma^*$  ir  $\varepsilon^*$  paskaičiuojami pagal tai, kokia celės ploto  $\Delta x \Delta y$  dalis yra užpildyta mezos ploto  $S$ :

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{S}{\Delta x \Delta y} (\varepsilon - 1), \quad (4.1)$$

$$\sigma^* = \frac{S}{\Delta x \Delta y} \sigma. \quad (4.2)$$

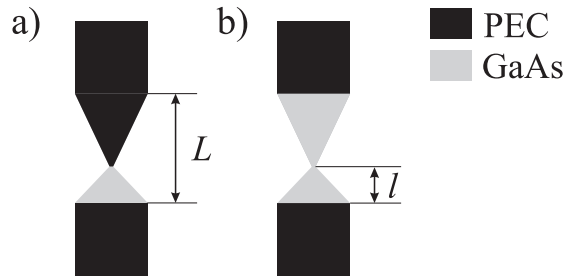


Toks GaAs-oro parametrų vidurkinimas leidžia tiksliau aprašyti siaurėjančią mezos geometriją ir gauti tolygų EM dedamųjų pasiskirstymą išilgai mezos kraštų.

PD yra patalpintas stačiakampio bangolaidžio centre, per visą jo aukštį, kaip parodyta 4.1 pav. PD plokštuma yra statmena bangos sklidimo kryptčiai. Viename bangolaidžio krašte generuojama  $TE_{10}$  modos monochromatinė EM banga, kuri sklinda į abi puses nuo generavimo plokštumos. Atviruose bangolaidžio galuose naudojamos Muro kraštinės sąlygos, kurios leidžia be atspindžių kompensuoti bangą ir taip imituoti bangolaidžio praplėtimą iki begalybės. Už vieno bangos ilgio nuo generavimo plokštumos patalpinamas PD, o už jo paliekama dar vieno bangos ilgio laisva bangolaidžio atkarpa, kad nusloptų PD sukeltos EM lauko perturbacijos ir gerai veiktų Muro kraštinės sąlygos. Toks modelis atitinka eksperimentinę schemą, naudojamą atliekant PD savybių matavimus bangolaidyje.

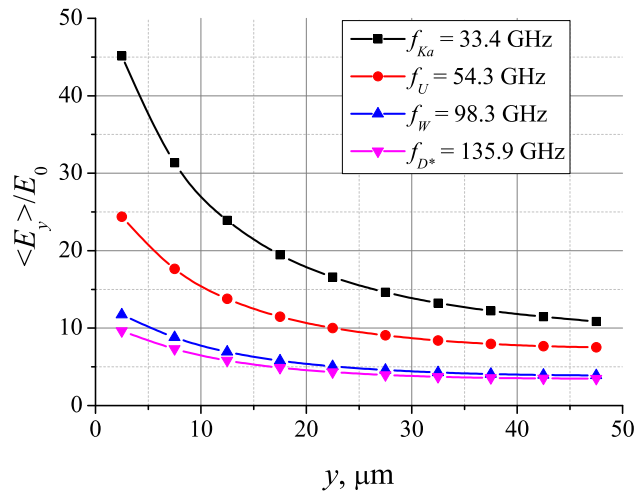
Visuose bangolaidžio tūryje esančiuose mazguose, įskaitant PD, skaičiuojamos elektrinio lauko dedamųjų amplitudės yra normuotos į maksimalią elektrinio lauko amplitudę tuščiam bangolaidyje  $E_0$ , todėl gauti dydžiai yra bedimensiniai, ir nepriklauso nuo bangolaidžio sklindančios bangos galios. Be to, EM lauko amplitudės vidurkinamos per vieną bangos sklidimo periodą. Tuomet jos lyginamos su ankstesnio periodo amplitudėmis, ir kai skirtumas tarp jų pasidaro pakankamai mažas, laikoma, kad gautas stacionarus sprendinys ir skaičiavimą galima nutraukti. Mus labiausiai domina elektrinio lauko  $E_y$  amplitudė PD susiaurintoje srityje, nes ji įtakoja elektronų kaitimą mezoje. Be to, ją reikia apskaičiuoti, norint pagal formulę (1.29) įvertinti PD jautrį. Taip pat, mus domina elektrinio lauko amplitudžių pasiskirstymas tarp PD ir bangos generavimo plokštumos, nes pagal jį galima apskaičiuoti bangos atspindžio koeficientą, kuris yra svarbus parametras norint praktiškai naudoti PD.

BLS metodu ieškojome stacionaraus Maksvelo lygčių sprendinio bangolaidžio atkarpoje su patalpintu PD. Rezultate gavome visų šešių EM lauko dedamųjų amplitudes, suvidurkintas per bangos sklidimo periodą. Šiame uždavinyje svarbiausia elektrinio lauko dedamoji yra  $E_y$ , nes ji orientuota išilgai siaurėjančios PD mezos, todėl įtakoja netolygų elektronų kaitimą. Toliau kalbėdami apie elektrinio lauko stiprį, turėsime omenyje būtent  $E_y$  dedamąją.



4.2 pav.: a) Planarinio diodo meza; b) Bigradientio diodo meza;

## 4.2 Elektrinis laukas PD mezoje



4.3 pav.: Suvidurkinti pagal  $x$  koordinatę elektrinio lauko pasiskirstymai PD mezoje skirtinguose bangolaidžiuose. Taškai atitinka modeliavimo rezultatus, linija — gidas akiai.

Skyrelyje 1.3.2 buvo rašoma, kad norint įvertinti PD jautrį, reikia spręsti elektrodinaminį uždavinį. Svarbiausias mus dominantis rezultatas yra elektrinio lauko pasiskirstymas PD mezoje, nes jis leidžia apskaičiuoti joje absorbuotą EM bangos galingumą, įeinantį į išraišką (1.29). Šiame modelyje laikėme, kad dėl elektronų kaitimo GaAs savitasis laidumas sumažėja nežymiai, todėl visoje mezoje jis yra vienodas ir lygus stacionariai vertei  $\sigma$ .

Modeliavimus atlikome stačiakampiuose bangolaidžiuose, kurių charakteristikos pateiktos 4.1 lentelėje. Pirmose keturiose lentelės eilutėse pateikti eksperimente naudotų bangolaidžių parametrai. Reikia atkreipti dėmesį, kad jų siaurosios sienelės matmuo  $b$  yra mažesnis nei standartinių šiems dažnių ruožams pritaikytų bangolaidžių, o matmuo  $a$ , kuris lemia kritinį

**4.1 lentelė:** Susiaurintų bangolaidžių parametrai

Dažnių juosta	Dažnių diapazonas	$a$	$b$	$b/a$
Ka	26 GHz - 40 GHz	7.2 mm	1.0 mm	0.139
U	43 GHz - 65 GHz	4.4 mm	1.0 mm	0.227
W	78 GHz - 118 GHz	2.4 mm	1.0 mm	0.417
D	129 GHz - 170 GHz	1.65 mm	0.2 mm	0.121
D*	129 GHz - 170 GHz	1.65 mm	1.0 mm	0.606

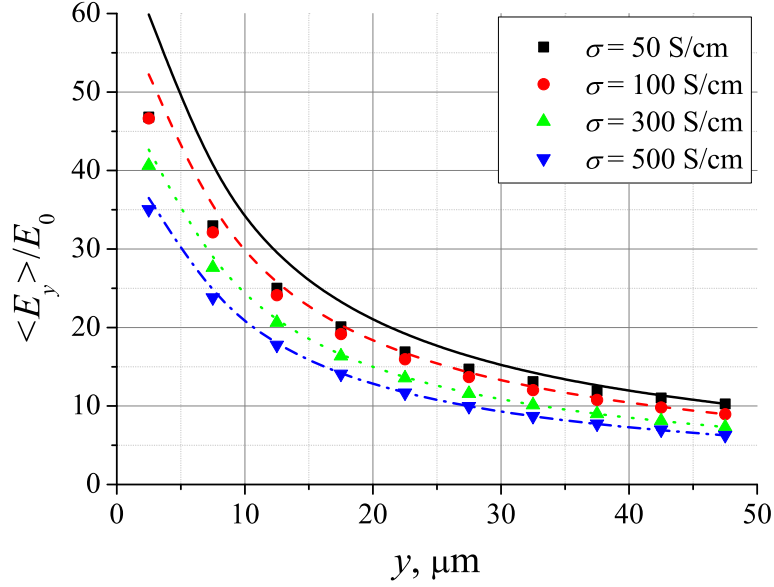
bangos ilgi, nepakeistas. Tai matosi iš penktajame lentelės stulpelyje pateikto santykio  $b/a$ , kuris standartinio dydžio bangolaidžiuose yra 0.5. Visų eksperimente naudotų bangolaidžių, išskyrus D diapazono, aukštis yra 1 mm. Todėl, kad būtų išlaikytas  $b/a$  mažėjimo dėsningumas, tiktai modeliavimo tikslams, į paskutinę lentelės eilutę įtraukėme ir 1 mm siaurosios sienelės D\* bangolaidį.

Elektrinio lauko pasiskirstymai PD, patalpinto Ka, U, W ir D\* bangolaidžiuose, mezoje, suvidurkinti pagal  $x$  koordinatę mezos pločio ribose yra pateikti 4.3 pav. Taškai paveiksle žymi modeliavimo rezultatus, o linijos yra gidai akiai. Kairė grafiko pusė atitinka nusmailintosios mezos dalies sandūrą su nusmailintu metaliniu kontaktu. Matome, kad dėl mažiausio paviršiaus kreivumo radiuso elektrinio lauko koncentracija šioje vietoje yra pati didžiausia — ji viršija elektrinio lauko stiprį tuščio bangolaidžio centre  $E_0$  net iki keturiasdešimt penkių kartų. Kita akivaizdi tendencija yra  $\langle E_y/E_0 \rangle$  mažėjimas pereinant į mažesnių  $a$  matmenų bangolaidžius. Tai galima paaiškinti metalinių kontaktų ilgio mažėjimu, nes jie veikia kaip geras lauko koncentratorius. Mažėjant jų ilgiui, mažėja ir koncentratoriaus plotas, todėl elektrinio lauko stipris tarpelyje silpnėja.

Mes taip pat tyrėme kaip elektrinio lauko pasiskirstymą mezoje įtakoja jos savitasis laidumas  $\sigma$ . Modeliavimo rezultatai, pateikti 4.4 pav. taškais, rodo, kad didėjant  $\sigma$  elektrinio lauko stipris mažėja, tačiau santykis tarp maksimalios ir minimalios amplitudės vertės didėja. Tai iliustruoja linijos, nubrėžtos pagal (4.3) priklausomybę:

$$\langle E_y \rangle (y) = \langle E_y \rangle_0 \frac{w_0}{w(y)}. \quad (4.3)$$

Čia  $\langle E_y \rangle_0$  yra elektrinio lauko reikšmė ties plačiąja GaAs-metalo sandūra,

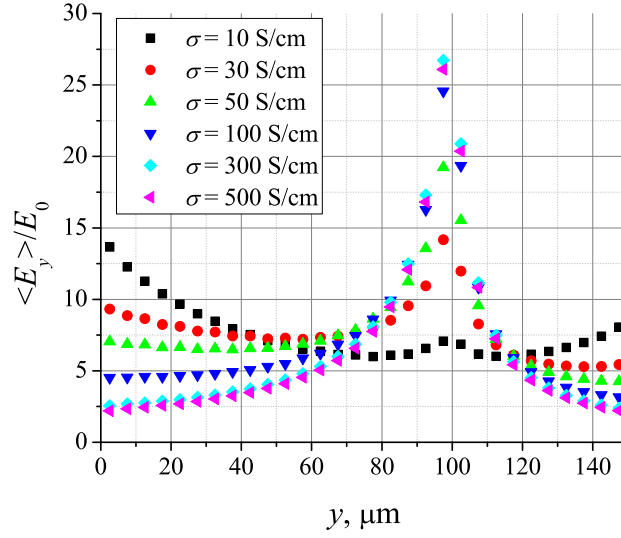


**4.4 pav.:** Elektrinio lauko pasiskirstymai, suvidurkinti pagal  $x$  koordinatę, skirtingo savitojo laidumo PD mezoje. Taškai žymi modeliavimo rezultatus, linijos — aproksimaciją (4.3). Modeliavimo parametrai:  $f_{\text{Ka}} = 33.4$  GHz,  $L = 50 \mu\text{m}$ .

$w_0$  — plačiosios GaAs dalies plotis,  $w(y)$  — mezos pločio priklausomybė nuo  $y$ . Tokia elektrinio lauko priklausomybė ploname sluoksnyje gaunama išsprendus Puasono lygtį pastoviam elektriniame lauke, kai elektronų judris nepriklauso nuo elektrinio lauko stiprio [50]. Sprendinys rodo, kad lauko stipris mezoje yra atvirkščiai proporcingas jos pločiui.

Matome, kad aproksimacija (4.3) gerai aprašo lauko pasiskirstymus didesnio laidumo mezoje, tačiau mažėjant laidumui nebegalioja. Kadangi santykis  $w_0/w(y)$  kiekviename  $y$  taške yra pastovus skirtingo laidumo dariniams, santykis  $\langle E_y \rangle / \langle E_y \rangle_0$  yra didesnis esant didesniam  $\sigma$ , nes amplitudės augimas artėja prie (4.3). Tai lemia didesnę elektrinio lauko gradientą. Iš kitos pusės, išraiška (2.17) rodo, kad tokių pačių matmenų mezoje absorbuota galia yra proporcinga elektrinio lauko stiprio kvadratui, tačiau, kaip rodo 4.4 pav., didėjant  $\sigma$  jo amplitudė mažėja, todėl konkreitiems mezos matmenims egzistuoja optimali  $\sigma$  vertė.

Norėdami parodyti, kad aproksimacija (4.3) yra universali, t.y. galioja ir kitokios formos mezose, modeliavome bigradientinį diodą. Tokie dariniai taip pat yra naudojami mikrobangų impulsų detekcijai. Jo scheminis vaizdas pateiktas 4.2b pav., o 4.5 pav. nubraižyti elektrinio lauko pasiskirstymai skirtingo savitojo laidumo mezose. Grafike  $y = 0 \mu\text{m}$  atitinka



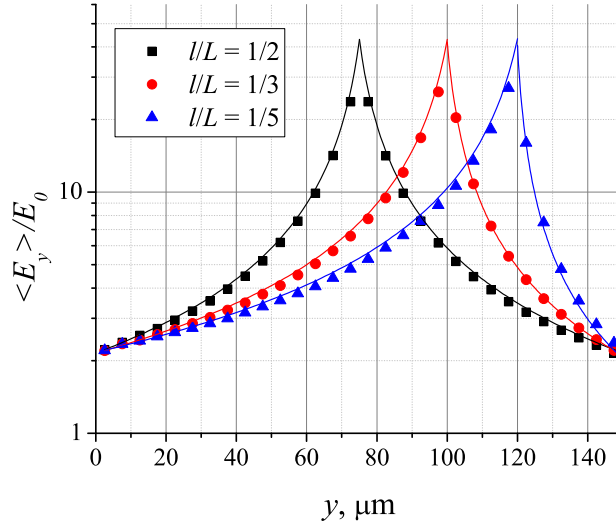
**4.5 pav.:** Elektrinio lauko pasiskirstymai, suvidurkinti pagal  $x$  koordinatę, skirtingo savitojo laidumo bigradientinio diodo mezoje. Modeliavimo parametrai:  $f_{Ka} = 33.4$  GHz,  $L = 150$   $\mu\text{m}$ ,  $l = 50$   $\mu\text{m}$ .

viršutinį mezos kraštą. Didėjant  $\sigma$ , elektrinio lauko amplitudė plačiosiose GaAs-metalo sandūrose mažėja, o susiaurėjime iš pradžių auga, kol pasiekusi maksimumą ties 300 S/cm ima mažėti. Akivaizdu, kad mažo laidumo mezoje aproksimacija (4.3) negalioja, tačiau ima pakankamai gerai aprašyti elektrinio lauko kitimą, kai  $\sigma = 500$  S/cm. Tai matosi iš 4.6 pav., kuriame BSLs metodu apskaičiuoti pasiskirstymai skirtingo asimetriškumo mezoms pavaizduoti taškais gerai sutampa su ištisinėmis linijomis, nubrėžtomis pagal (4.3).

Matome, kad formulė (4.3) gerai aprašo elektrinio lauko kitimą skirtingų formų mezose. Tai, kad ji pradeda galioti tik padidinus savitąjį sluoksnio laidumą iki tam tikros vertės, galima paaiškinti tuo, kad elektrinio laidumo srovės GaAs sluoksnyje ima dominuoti prieš slinkties sroves. Tuomet srovės, tekančios meza, stipris ima nebepriklausyti nuo  $y$  koordinatės. Tai galima parodyti pasinaudojus išraiškėmis (2.16) ir (4.3).

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(y) &= S(y) \langle \mathbf{j} \rangle (y) = hw(y) \langle \mathbf{j} \rangle (y) = hw(y) \sigma \langle \mathbf{E} \rangle (y) = \\ &= hw(y) \sigma \langle E_y \rangle_0 \frac{w_0}{w(y)} = h\sigma \langle E_y \rangle_0 w_0 = \text{const.} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Palyginus 4.3 pav. ir 4.5 pav. pateiktus rezultatus matosi, kad net ir



**4.6 pav.:** Elektrinio lauko pasiskirstymai, suvidurkinti pagal  $x$  koordinatę, skirtingo asimetriškumo bigradientinio diodo mezoje. Taškai žymi modeliavimo rezultatus, linijos — aproksimaciją (4.3). Modeliavimo parametrai:  $\sigma = 500$  S/cm,  $f_{\text{Ka}} = 33.4$  GHz,  $L = 150$   $\mu\text{m}$ .

mažo savitojo laidumo PD mezos susiaurėjime elektrinio lauko koncentracija pasiekia maksimumą, kai tuo tarpu bigradientinio diodo atveju, elektrinio lauko maksimumai yra kraštuose. Taip atsitinka todėl, kad elektrinis laukas koncentruojasi ties metalinių kontaktų kraštais, o PD atveju kraštas yra ties GaAs susiaurėjimu. Todėl, norint gauti nehomogenišką elektronų kaitimą mažo laidumo mezoje, planarinio diodo konfigūracija yra tinkamesnė nei bigradientinio.

Reikia pastebėti, kad nors  $TE_{10}$  moda turi tik tris EM lauko dedamąsias, PD aplinkoje jų atsiranda visos šešios. Dominuojanti elektrinio lauko dedamoji mezos aplinkoje visgi išlieka  $E_y$ , o kitos palyginus su ja yra mažos.  $E_x$  dedamoji simetrijos plokštumoje lygi nuliui, o nuo jos tolstant šiek tiek didėja, o  $E_z$  amplitudė apskritai yra artima nuliui.

### 4.3 PD jautrio optimizavimas

Teorinėje PD jautrio išraiškoje (1.29) esantis dydis  $P_{\text{abs}}/P_0$ , nusakantis PD absorbuotos ir krentančios galios santykį gali būti nesunkiai apskaičiuotas žinant  $\langle E_y \rangle$  pasiskirstymą PD mezoje. Kadangi metaliniai kontaktai laikomi be galo laidžiais, jie visą energiją atspindi ir jos neabsorbuoja. Todėl,

pasinaudojus išraiška (2.17) galima laikyti, kad PD absorbuota galia yra lygi mezoje absorbuotai galiai:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \sigma h S_{GaAs} \langle E_y^2 \rangle = \sigma h \frac{w^2 - d^2}{8} \langle E_y^2 \rangle, \quad (4.5)$$

kur  $h$ ,  $w$  ir  $d$  yra mezos matmenys pagal 1.3 pav. pateiktą brėžinį.

Stačiakampiu bangolaidžiu sklindančios TE<sub>10</sub> modos galia yra lygi [116]

$$P_0 = \frac{1}{4Z_0} E_0^2 ab \sqrt{1 - \frac{f_k^2}{f^2}}. \quad (4.6)$$

Tuomet

$$\frac{P_{abs}}{P_0} = \frac{\sigma h (w^2 - d^2) Z_0 \langle (E_y/E_0)^2 \rangle}{2ab \sqrt{1 - \frac{f_k^2}{f^2}}}. \quad (4.7)$$

Visi formulėje (4.7) esantys dydžiai yra žinomi, o  $\langle (E_y/E_0)^2 \rangle$  yra apskaičiuojamas BSLS metodu. Detalesnis elektrinio lauko pasiskirstymų mezoje aprašymas pateiktas ankstesniame skyrelyje 4.2. Taigi turime visus dydžius, reikalingus įvertinti PD jautrį, išskyrus koeficientą  $N$ , kuris aprašomas gana sudėtinga priklausomybe (1.30). Reikia pasakyti, kad šis koeficientas mūsų tiriamame dažnių ruože (26 GHz - 170 GHz) beveik nepriklauso nuo bangos dažnio [61], todėl jį galima supaprastinti:

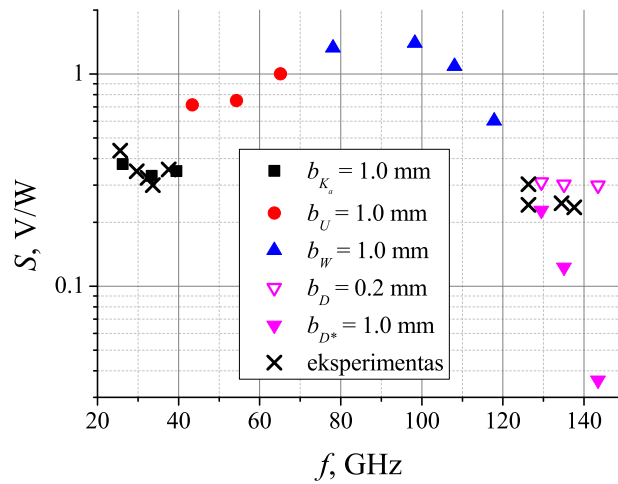
$$N = \tau_M + (1 + s)\tau_{\mathcal{E}}. \quad (4.8)$$

Pasinaudojus išraiškomis (1.29), (4.6), (4.5) ir (4.8) galima užrašyti galutinę PD jautrio formulę

$$S = \frac{\mu \left( (w/d)^2 - 1 \right)}{12 \ln \left( (w/d) + 1 \right)} \frac{\langle E_y^2 \rangle}{P_0} (\tau_M + (1 + s)\tau_{\mathcal{E}}). \quad (4.9)$$

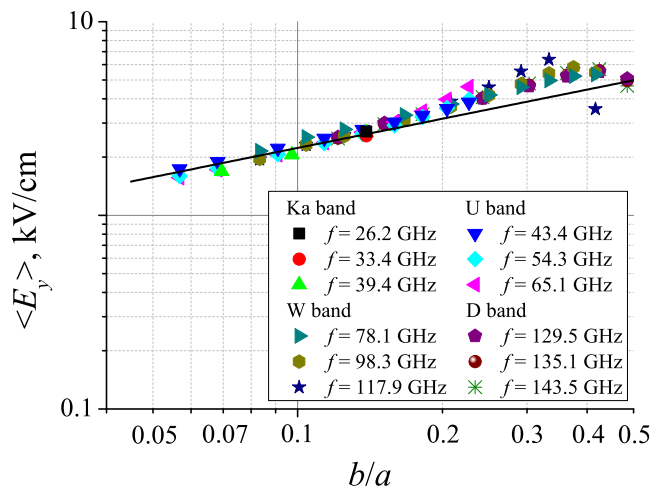
Reikalingi skaičiavimams GaAs parametrai pateikti darbe [61] yra tokie:  $\tau_M = 910$  fs,  $\tau_{\mathcal{E}} = 450$  fs ir  $s = 1$ .

Pagal (4.9) paskaičiavome PD jautrį bangolaidžiuose, kurių parametrai nurodyti 4.1 lentelėje. Modeliavimo rezultatai ir perpiešti iš 1.4 pav. eksperimento duomenys pavaizduoti 4.7 pav. Skirtingi taškai vaizduoja modeliavimo rezultatus skirtinguose bangolaidžiuose, o kryžiuokais atidėti matavimo rezultatai publikuoti darbe [61]. Matome, kad modeliavimo ir



4.7 pav.: PD jautrio priklausomybė nuo dažnio. Taškai atitinka modeliavimo rezultatus, kryžiuokai — eksperimentą.

eksperimento rezultatai gerai sutampa, o jautrio pokytis Ka ir D dažnių ruožuose nėra didelis. Tačiau eksperimentai buvo atlikti tik dviejuose Ka ir D bangolaidžiuose. Modeliavimai atlikti tarpinį dažnių intervalą užpildančiuose U ir W bangolaidžiuose rodo, kad jautris juose didėja, ir W ruože pasiekęs maksimalią 1.4 V/W vertę ima mažėti. Iš rezultatų gautų D ir D\* bangolaidžiuose matosi, kad bangolaidžio aukštis  $b$  stipriai įtakoja PD jautrį, ir gali būti tinkamas parametras jautrio reguliavimui.



4.8 pav.: Vidutinės elektrinio lauko amplitudės mezoje priklausomybė nuo santykio  $b/a$ , kai  $P_0 = 1$  W. Taškai žymi modeliavimo rezultatus, ištinė linija — aproksimaciją  $\sqrt{b/a}$ .



Jautrio kitimą galima paaiškinti metalinių kontaktų, kurie veikia kaip lauko koncentratorius, ploto pokyčiu. Padarėme prielaidą, kad elektrinio lauko stipris mezoje yra tiesiogiai proporcingas kontaktų plotui. Aišku, kad jis taip pat yra proporcingas ir elektrinio lauko amplitudei tuščiam bangolaidyje  $E_0$ , kurio priklausomybė nuo dažnio pavaizduota 1.5 pav. Atsižvelgus į tai gaunamas toks proporcingumas tarp vidutinio elektrinio lauko mezoje ir bangolaidžio matmenų:

$$\langle E_y \rangle \sim bE_0 \sim b \cdot \sqrt{\frac{1}{ab}} = \sqrt{\frac{b}{a}}. \quad (4.10)$$

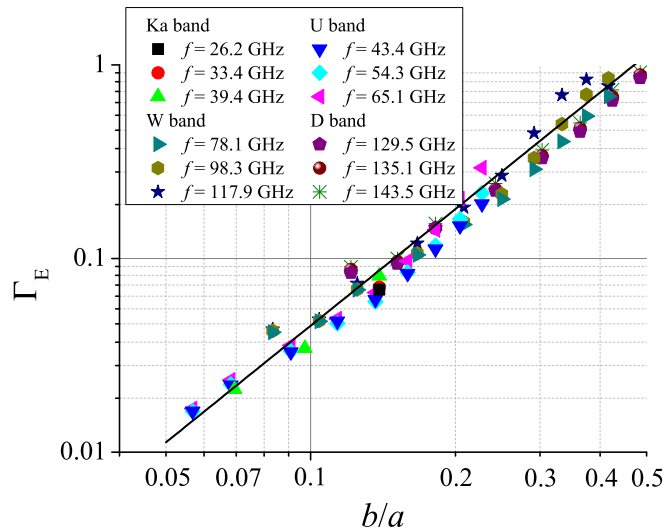
Norint, kad jautris nepriklausytų nuo dažnio, mezoje absorbuojama galia turi būti pastovi. Iš (4.9) matyti, kad tai įmanoma pasiekti tik tada, kai  $\langle E_y \rangle$  nekinta. Jei mūsų prielaida yra teisinga, ir galioja formulė (4.10), jautris turėtų būti pastovus išlaikant pastovų santykį  $b/a$ . Tai, kad prielaida yra pagrįsta, iliustruoja 4.10 pav. Modeliavimo rezultatai pažymėti taškais išsidėsto arti linijos, žyminčios kitimą proporcingą  $\sqrt{b/a}$ . Tai reiškia, kad pakeitę bangolaidžio matmenį  $b$  taip, kad išlaikytume pastovų santykį  $b/a$ , pereinant nuo vieno bangolaidžio į kitą, turėtume gauti mažai nuo dažnio priklausančią jautrio charakteristiką.

Norėdami išsiaiškinti metalinių kontaktų įtaką, papildomai modeliavome darinį sudarytą tik iš metalo juostelių, o vietoj GaAs sluoksnio buvo paliktas oro tarpelis. Gauti rezultatai leidžia daryti išvadą, kad atspindys nuo metalinių kontaktų sudaro beveik visą nuo objekto atsispindėjusios bangos vertę, ir sukuria beveik tokį pat elektrinio lauko pasiskirstymą kaip GaAs mezoje. Be to, tarpelio padėtis pagal  $y$  koordinatę šiuos dydžius mažai įtakoja, kai tarpelis yra nutolęs nuo plačiųjų bangolaidžio sienelių. Dėl paminėtų priežasčių galima daryti išvadą, kad metaliniai PD kontaktai veikia kaip maža dipolinė antena, patalpinta bangolaidžio centre. Iš to seka, kad įtampa, indukuota mezoje mikrobangų impulso yra proporcinga antenos ilgiui  $b$  ir elektrinio lauko stipriui bangolaidžio centre  $E_0$ . Tai veda prie (4.10), kai elektrinis laukas mezoje yra proporcingas  $\sqrt{b/a}$ . Kadangi trumpiausias bangos ilgis konkrečiame dažnių ruože  $\lambda_{min} \approx a$ , yra tenkinama trumpo dipolio sąlyga, tuomet jo jautris nepriklauso nuo ilgio. Iš 4.8 pav. matome, kad didinant  $b$  elektrinis laukas auga sparčiau nei prognozuoja (4.10), tai gali būti susiję su dipolio jautrio augimu didėjant jo ilgiui. Taip pat reikia paminėti, kad PD jautrio dažninė priklausomybė kai

**4.2 lentelė:** PD jautris ir atspindžio koeficientas optimizuotuose bangolaidžiuose

Dažnių juosta	$b$ , mm	$\langle S \rangle$ , V/W	$\langle \Gamma_E \rangle$
Ka	1.0	0.352	0.074
U	0.61	0.350	0.065
W	0.33	0.366	0.087
D	0.23	0.360	0.089

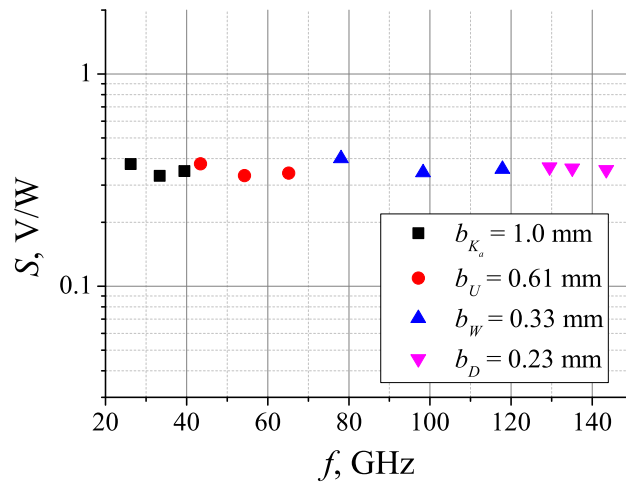
$b = 1$  mm, pavaizduota 4.7 pav., kokybiškai atitinka dipolio charakteristiką: žemų dažnių riboje jautris nepriklauso nuo dažnio, vėliau jis auga, ir pasiekęs maksimumą, aukštų dažnių riboje staigiai mažėja.



**4.9 pav.:** Bangos amplitudės atspindžio koeficiento priklausomybė nuo santykio  $b/a$ , kai  $P_0 = 1$  W. Taškai žymi modeliavimo rezultatus, ištisinė linija — gidas akiai.

Bangos amplitudės atspindžio koeficiento priklausomybės nuo santykio  $b/a$  skirtinguose bangolaidžiuose pateiktos 4.9 pav. Matosi, kad  $\Gamma_E$  vertės skirtinguose bangolaidžiuose yra panašios esant tokiam pačiam  $b/a$ . Aišku, kad mūsų tiriamas PD dėl didelio atspindžio koeficiento yra netinkamas naudojimui standartinių matmenų bangolaidžiuose, kuriuose  $b/a \approx 0.5$ . Turėdami omenyje, kad  $\Gamma_E$  neturėtų viršyti 0.1, tolimesniems tyrimams pasirinkome  $b/a = 0.139$ , pagal 4.1 lentelėje pateiktus Ka bangolaidžio matmenis.

4.2 lentelėje surašyti modeliavime naudoti optimizuoti bangolaidžių aukš-

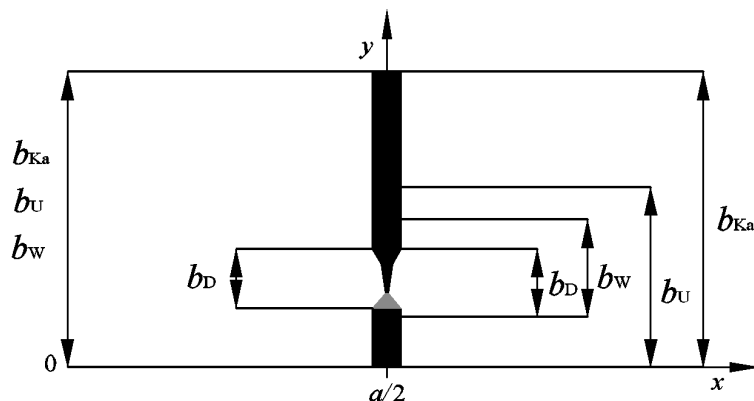


**4.10 pav.:** Sumodeliuota PD jautrio priklausomybė nuo dažnio, kai  $b/a = 0.139$

čiai  $b$ , vidutinis PD jautris ir bangos atspindžio koeficientas konkrečiau bangolaidžio dažnių ruože. Matome, kad vidutinis jautris visuose keturiuose bangolaidžiuose kinta mažai —  $0.355 \pm 1.4\%$ , tai patvirtina iškeltą hipotezę, kad PD jautris mažai kinta perkeliant jį iš vieno bangolaidžio į kitą, kai santykis  $b/a$  išlaikomas nepakitęs. Atspindžio koeficientas keičiasi ribose nuo 0.065 iki 0.089. Pilna jautrio priklausomybė nuo dažnio, pateikta 4.10 pav. rodo, kad jis visame 26-143 GHz dažnių diapazone patenka į intervalą 0.32-0.40 V/W.

4.11 pav. dešinėje pusėje parodyta, kaip PD buvo talpinamas į optimizuoto aukščio bangolaidžius (4.2 lentelė), kairėje pusėje — į eksperimente naudotus bangolaidžius (4.1 lentelė). Ankstesnių modeliavimų rezultatai parodė, kad PD jautris neturėtų stipriai priklausyti nuo mezos padėties pagal  $y$  koordinatę, kai ji nutolusi nuo plačių bangolaidžio sienelių, todėl metalinių kontaktų proporcijos gali būti keičiamos.

Gauti rezultatai rodo, kad PD jautrį galima koreguoti keičiant bangolaidžio matmenų  $b/a$  santykį. Atspindžio koeficientas neviršijantis 0.1 gautas jam esant mažesniai nei 0.15. Reikia pasakyti, kad tokių matmenų bangolaidžiai yra nestandartiniai, todėl retai naudojami. Tačiau problema gali būti išspręsta montuojant PD į optimizuoto aukščio bangolaidžio atkarpą, ir panaudojant perėjimą ją prijungiant prie standartinių matmenų bangolaidžio — taip ir buvo atliekami eksperimentai [61]. Šiame tyrime mes neatsižvelgėme į perėjimo įtaką PD veikimui, tačiau geras modeliavi-



4.11 pav.: PD talpinimas skirtingų matmenų bangolaidžiuose

mo ir eksperimento rezultatų sutapimas rodo, kad perėjimo įtaka bangos sklidimui yra menka. Išvystyta analitinė teorija leidžia sukurti perėjimus su pakankamai mažu stovinčios bangos koeficientu (SBK) [117]. Kita vertus, nemažai mikrobangų technologijomis užsiimančių firmų siūlo suprojektuoti ir pagaminti mažo SBK bangolaidžių perėjimus su pageidaujamos charakteristikomis. Rinkoje galima surasti perėjimų, kurių SBK neviršija 1.06 [118], o tai reiškia, kad jie praktiškai nedaro įtakos bangolaidžiu sklindančiai bangai.

## 4.4 Apibendrinimas

Šiame skyriuje aprašyti rezultatai rodo, kad elektrinio lauko pasiskirstymo mezoje pobūdį lemia jos savitasis elektrinis laidumas  $\sigma$ . Kai jis yra nedidelis, mezoje dominuoja slinkties srovės, ir elektrinis laukas koncentruojasi ties GaAs-metalo sandūra.  $\sigma$  pasiekus tam tikrą vertę, elektrinio lauko pasiskirstymą gerai aprašo atvirkščia mezos pločiui priklausomybė nuo  $y$  koordinatės, kai elektrinis laukas koncentruojasi siauriausioje mezos vietoje. Kadangi eksperimentiškai tirtų mežų savitasis laidumas yra santykinai mažas, jos daromos trikampio formos, kurio siauriausia vieta yra ties nusmailintu metaliniu kontaktu — tai padidina lauko koncentraciją vienoje mezos pusėje, ir sukuria asimetrišką elektrinio lauko pasiskirstymą.

Pademonstruota, kad PD jautrį stipriai įtakoja siaurosios bangolaidžio sienelės matmuo  $b$ . Tai patvirtina, kad bangolaidyje patalpintas PD elgiasi panašiai kaip dipolinė antena, kurios jautris priklauso nuo dipolio ilgio.

Parodyta, kad parinkus tokį  $b$ , kad santykis  $b/a$  išliktų nepakitęs, galima gauti beveik pastovią jautrio vertę, pereinant į skirtingų  $a$  matmenų bangolaidžius. Norint, kad atspindžio koeficientas būtų mažesnis už 0.1,  $b/a$  neturėtų viršyti 0.15.

Dalis šio skyriaus rezultatų buvo publikuota straipsniuose:

R. Čiegis, Ž. Kancleris, G. Šlekas, "Parallel numerical solver for modeling of electromagnetic properties of thin conductive layers", *PARALLEL PROCESSING AND APPLIED MATHEMATICS, PART II Book Series: Lecture Notes in Computer Science*, Vol. **6068**, 320–329, 2010.

Ž. Kancleris, G. Šlekas, R. Čiegis, "Interaction Of Thin Conductive Sheets with  $TE_{10}$  Electromagnetic Wave in Rectangular Waveguide", *Proc. 18<sup>th</sup> International conference on Microwave, Radar, and Wireless Communications MIKON-2010*, June 14-16, 2010.

Ž. Kancleris, G. Šlekas, R. Čiegis, "Sensitivity of Asymmetrically Necked Planar Millimeter-Wave Detectors", *IEEE Sensors Journal*, Vol. **13**(4), pp. 1143–1147, 2013.

# 5 Žiedinių rezonatorių matricos rezonansinio dažnio derinimas terahercų ruože

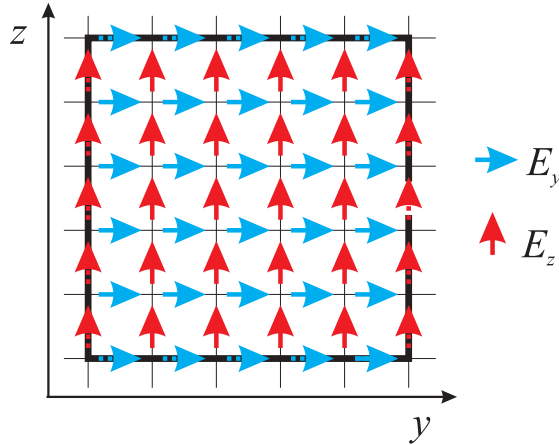
Žiedinių rezonatorių (ŽR) rezonansinio dažnio keitimo galimybės, aprašytos poskyryje 1.4, rodo tokių darinių potencialą panaudojant greitų terahercinių moduliatorių kūrimui. Šiame skyriuje pademonstruosime galimybę valdyti MM savybes dviem eilėmis aukštesniuose dažniuose nei buvo skelbta iki šiol. Taip pat parodysime kaip optimizuoti moduliacijos gylį parenkant tinkamą dielektrinio padėklo storį. Pirmajame poskyryje 5.1 bus aprašytas pavienio ŽR modelis. Gauti modeliavimo rezultatai leis geriau suprasti elektrinius procesus vykstančius įvairios konfigūracijos ŽR. Sekančiame poskyryje 5.2 bus aprašyti periodinio ŽR masyvo tyrimai. Jų filtravimo savybės bus susietos su poskyryje 5.1 tirtais elektros srovės rezonansais pavienių ŽR kontūruose. Poskyryje 5.3 ištyrinėtos galimybės kurti optiškai arba elektriškai keičiamo rezonansinio dažnio ŽR masyvus, kurie galėtų veikti kaip terahercinių impulsų modulatoriai. Paskutiniame poskyryje 5.4 pademonstruota Fabry-Perot rezonansų (FPR), susidarančių dielektriniame padėkle, įtaka moduliacinėms ŽR masyvo savybėms. Nustatytas empirinis sąryšis, leidžiantis apskaičiuoti optimalų padėklo storį, žinant jo dielektrinę skvarbą ir moduliatoriaus veikimo dažnį.

## 5.1 Elektros srovės modos ŽR kontūre

### 5.1.1 Pavienio ŽR modelis

Siekiant detaliai ištirti sąveikos su EM lauku metu ŽR vykstančius elektrinius reiškinius, buvo sudarytas idealizuotas ŽR modelis. Buvo laikoma, kad ŽR kontūras yra idealus laidininkas, o laidininko diametras lygus vie-

nam diskretizacijos žingsniui. Todėl, ŽR plokštumoje į vienmatį kontūrą patenkančioms tangentinėms elektrinio lauko dedamosioms buvo pritaikyta PEC kraštinė sąlyga, t.y. dedamosios vertė prilyginta nuliui. PEC kontūras su elektrinio lauko dedamosiomis pavaizduotas 5.1 pav. stora juoda linija. Toks ŽR buvo patalpintas atviroje erdvėje į EM impulsą absorbuojančią dėžutę, kurios sienelės sudarytos iš UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) sluoksnių.

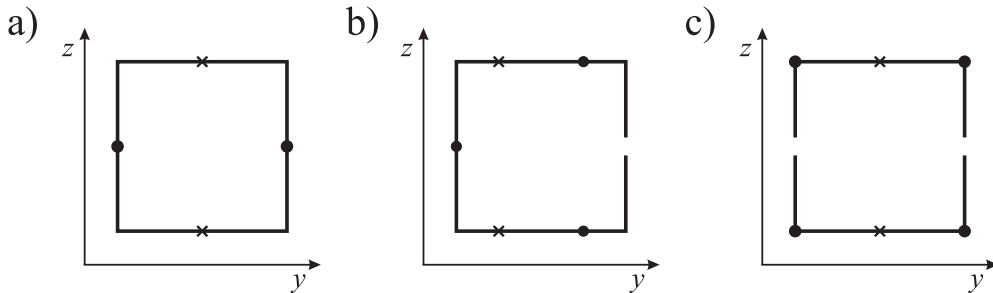


**5.1 pav.:** Pavienio ŽR modelis. Stora linija vaizduoja PEC kontūrą, rodyklės — elektrinio lauko dedamosias plokštumoje  $x = i\Delta x$ .

Tyrėme, kaip toks idealizuotas ŽR sąveikauja su plokščiąja banga, turinčia diferencijuoto Gauso funkcijos laikinę priklausomybę. Dėl plataus tokio impulso dažninio spektro vieno modeliavimo metu gauti rezultatai panaudojus Furje analizę leidžia nustatyti dažnines dominančių dydžių priklausomybes plačiame dažnių intervale. Impulso banginis vektorius nukreiptas statmenai ŽR plokštumai ( $x$  ašies kryptimi), elektrinis ir magnetinis laukas nukreipti atitinkamai  $z$  ir  $y$  ašių kryptimis. Esant tokiai bangos poliarizacijai ŽR pasireiškia tik elektrinio lauko rezonansai, nes magnetinio lauko vektorius yra lygiagretus ŽR plokštumai [84].

Pasinaudojus Ampero dėsnio galima apskaičiuoti EM impulso indukuotą elektros srovės ŽR kontūre. Diskrečioji Ampero dėsnio forma užrašyta elektros srovės tankio  $z$  dedamajai yra tokia:

$$j_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \Delta x \left( H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - \Delta y \left( H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right). \quad (5.1)$$



**5.2 pav.:** ŽR su skirtingu tarpelių skaičiumi: a) uždaras ŽR; b) asimetriškas ŽR su vienu tarpeliu; c) simetriškas ŽR su dvejais tarpeliais. Pilnaviduriai taškai žymi srovės maksimumų vietas, kryžiukai — minimumų vietas.

Pagal išraišką (5.1) buvo apskaičiuotos srovės laikinės priklausomybės vertikaliose ŽR kontūro atšakose (žr. 5.1 pav.). Analogiški skaičiavimai atlikti ir horizontaliose atšakose. Tokiu būdu buvo gautas srovės kitimas kiekviename ŽR kontūro taške.

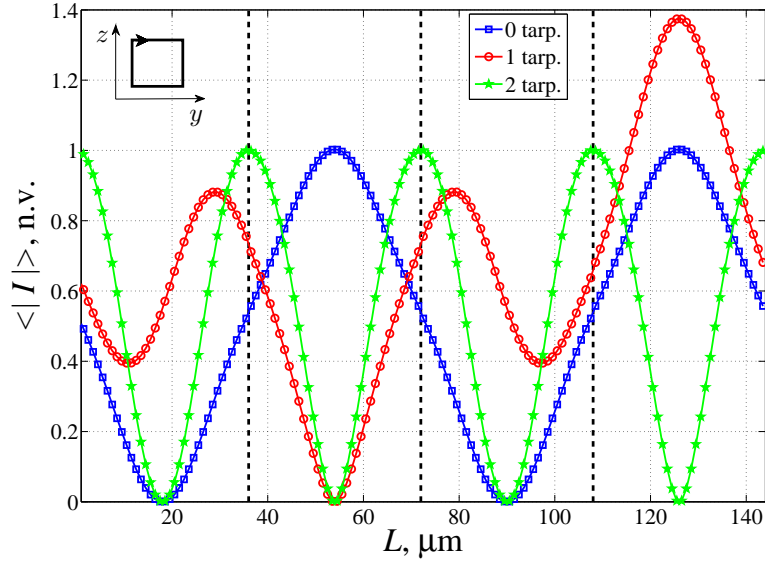
5.2 pav. yra pavaizduoti tirti ŽR su skirtingu tarpelių skaičiumi: a) uždaras ŽR, pasižymintis simetrija posūkiui apie savo centrą  $90^\circ$  ir  $180^\circ$  kampų; b) asimetriškas ŽR su vienu tarpeliu, išilgai elektrinio lauko krypties; c)  $180^\circ$  laipsnių posūkiui simetriškas ŽR su dvejais tarpeliais, lygiagrečiais elektrinio lauko vektoriui.

### 5.1.2 Elektros srovės rezonansai ŽR kontūre

Skaičiavimus atlikome  $A = 36 \mu\text{m}$  kraštinės dydžio kvadratiniam ŽR pavaizduotiems 5.2 pav. Tarpelių dydis  $G = 2 \mu\text{m}$ . Vidutinės srovės amplitudės kitimas ŽR kontūruose pradedant nuo viršutinio kairiojo kampo ir einant laikrodžio rodyklės kryptimi atidėtas 5.3 pav. Visos amplitudės yra normuotos į maksimalią srovės amplitudę uždaram ŽR. Vidutinės srovės pasiskirstymas tokiam ŽR pavaizduotas kvadrateliais. Matosi, kad tam tikrose kontūro vietose susidaro srovės minimumai ir pūpsniai. Tai reiškia, kad tam tikrose ŽR vietose atsiranda nesukompensuotas elektros krūvis.



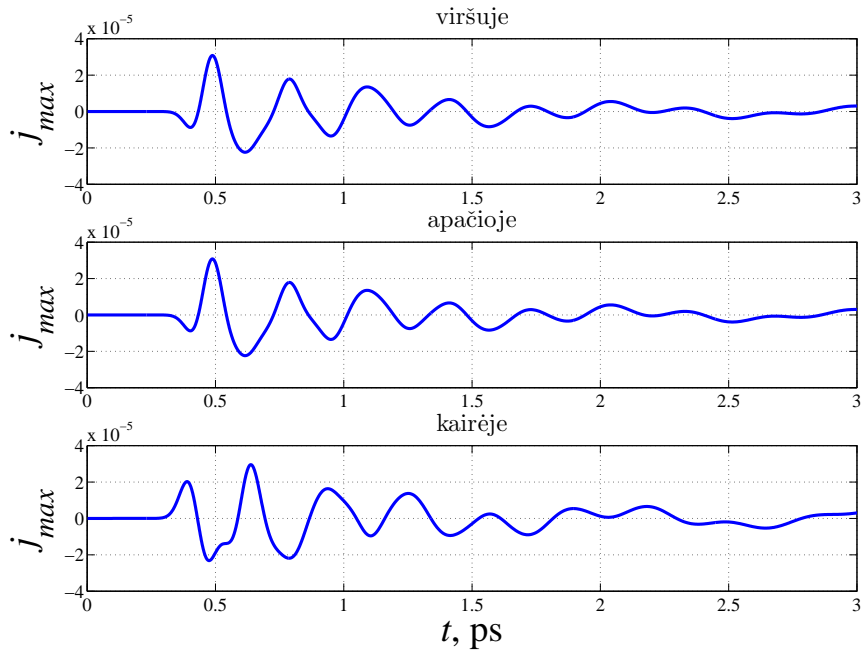
Minimumų ir maksimumų vietos yra pavaizduotos 5.2 pav. kryžiuokais ir pilnaviduriais taškais.



**5.3 pav.:** Elektros srovės amplitudės kitimas ŽR kontūruose su skirtingu tarpelių skaičiumi. Punktyrinės linijos atitinka ŽR kampų pozicijas.

Modeliavimo rezultatai rodo, kad uždaro ŽR horizontaliųjų kontūro atšakų centre srovė visai neteka, o vertikaliųjų atšakų centre elektros srovė yra stipriausia. Tokį elektros srovės tekėjimą galima paaikškinti prisiminus srovę indukuojančio elektrinio lauko kryptį. Iš pradžių elektrinis laukas būna nukreiptas  $z$  ašies kryptimi į viršų, tuomet kontūro šoninėse atšakose pradeda tekėti elektros srovė, kuri elektros grandinės atžvilgiu kairėje ir dešinėje pusėje yra priešingos krypties. Elektriniam laukui pakeitus kryptį į  $-z$ , srovė šoninėse atšakose taip pat apsisuka. Kadangi kairioji ir dešinioji ŽR pusės yra simetriškos EM impulso atžvilgiu, jose tekančios srovės amplitudės taip pat yra simetriškos, todėl viršutiniame ir apatiniame taškuose susidaro minimumai.

Suvidurkinta elektros srovė tekanti ŽR su vienu tarpeliu (žr. 5.2b pav.) kontūre pavaizduota 5.3 pav. tuščiaviduriais taškais. Lyginant su uždaru ŽR, minimumų ir maksimumų padėtys pasikeičia. Taip atsitinka todėl, kad dešinėsios atšakos centre buvusio maksimumo vietoje padarytas tarpelis nutraukia elektros grandinę ir toje vietoje srovė pasidaro lygi nuliui. Matosi, kad srovė viršutinėje ir apatinėje ŽR pusėje yra simetriška. Tai patvirtina ir 5.4 pav. pateiktos pūpsnių vietose tekančios srovės laikinės priklausomybės,



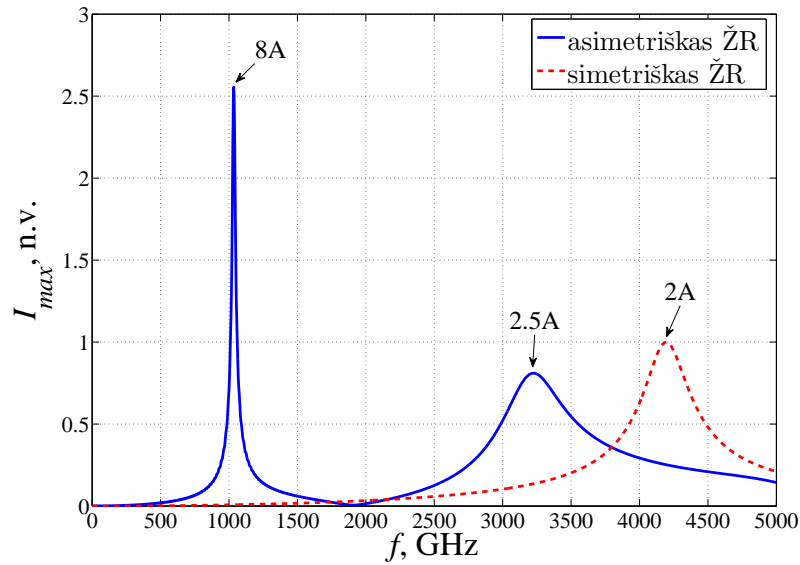
5.4 pav.: Elektros srovės laikinės priklausomybės maksimumuose vieno tarpelio ŽR

kurios yra identiškos viršuje ir apačioje esančiuose maksimumuose.

Dviejų tarpelių ŽR (5.2c pav.) kontūro kairiąja ir dešiniąja atšakomis tekančios srovės yra simetriškos, kaip ir uždaro ŽR atveju. Tai sąlygoja simetriška ŽR geometrija išorinio elektrinio lauko atžvilgiu. 5.3 pav. pateiktas vidutinės srovės pasiskirstymas tai patvirtina. Viršutinio ir apatinio minimumų vietos išlieka tos pačios kaip uždaramo ŽR, taip pat atsiranda du nauji minimumai tarpelių vietose. Srovės pūpsniai susiformuoja kampuose, nes jie yra vienodai nutolę nuo gretimų minimumo taškų.

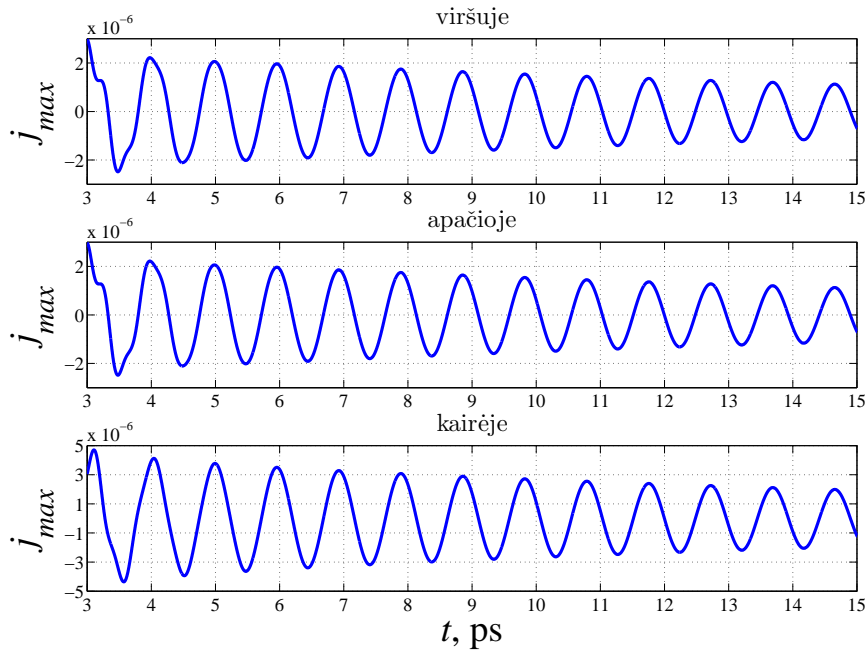
Projektuojant elektriškai valdomą MM, realią perspektyvą turi ŽR su tarpeliais, nes į juos galima montuoti varaktoriaus. Todėl toliau detalesnius tyrimų rezultatus pateiksime vieno ir dviejų tarpelių ŽR. Juos atitinkamai vadinsime asimetrišku ŽR ir simetrišku ŽR, pagal kairės ir dešinės kontūro dalių panašumą.

5.5 pav. pateikti spektriniai elektros srovės tankiai simetriškame ir asimetriškame ŽR, gauti atlikus pūpsnyje tekančios srovės laikinės priklausomybės Furje transformaciją. Ištinė linija atitinka 5.4 pav. nubraižytą srovės kitimą kairiajame pūpsnyje. Spektre matosi du aiškūs maksimumai. Apskaičiavus srovės spektrus kituose kontūro taškuose paaiškėjo, kad maksimumų amplitudės keičiasi, tačiau jų dažnis išlieka pastovus. Detalesni



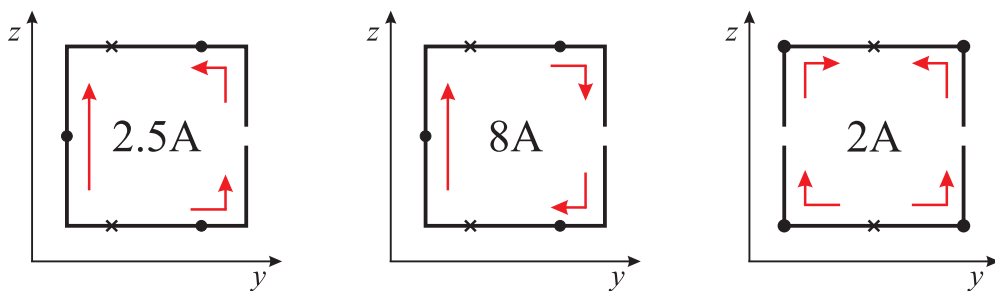
**5.5 pav.:** Elektros srovės spektrai maksimumo taške simetriškame ir asimetriškame ŽR

tyrimai parodė, kad pikai spektre atitinka skirtingas elektros srovės modas, tekančias ŽR kontūre. Pirmas maksimumas stebimas žemiausiame dažnyje yra didžiausios amplitudės ir mažiausio pločio. Tai byloja apie aukštą rezonanso kokybės faktorių, kuris reiškia, kad energija osciliatoriuje išlaikoma gana ilgai. Norėdami tai patikrinti pratęsėme 5.4 pav. pavaizduotas srovės priklausomybes iki 15 ps. Jos nubraižytos 5.6 pav., kur ordinačių ašies mastelis sumažintas maždaug eile. Matomi pastovaus dažnio silpnai slopstantys svyravimai sudaro svarų indėlį, kuris pasireiškia žemadažniu maksimumu srovės spektre ties 1 THz. Palyginus srovės fazes 5.4 pav. skirtinguose kontūro taškuose matyti, kad svyravimų pradžioje viršuje ir apačioje esančiuose pūpsniuose srovės kryptis yra priešinga nei kairiojoje atšakoje, tačiau kaip matyti iš 5.6 pav., po kiek laiko srovės fazė visuose kontūro taškuose sutampa. Srovių tekančių kontūre analizė, bei du maksimumai stebimi spektre, leidžia daryti išvadą, kad asimetriško ŽR kontūre indukuojamos dvi srovės modos: lygiagrečioji ir nuosekloji. Lygiagrečiąją sukuria tiesioginis išorinio elektrinio lauko poveikis, verčiantis elektros srovės kairėje ir dešinėje atšakose tekėti priešingomis elektros grandinės atžvilgiu kryptimis. Ši srovės moda nuslopsta praėjus išoriniam EM impulsui ir suformuoja spektre antrąjį maksimumą esantį ties 3.2 THz dažniu. Nuosekloji moda išryškėja nuslopus lygiagrečiai, kai srovės kryptis asimetrinio ŽR kontūre suvienodėja



**5.6 pav.:** Ilgalaikiai elektros srovės asimetrinės modos svyravimai vieno tarpelio ŽR

ir išryškėja LC tipo svyravimai prieš ir pagal laikrodžio rodyklę. Kadangi ŽR su dvejais tarpeliais yra simetriškas, elektros srovė kairėje ir dešinėje jo dalyse visuomet teka priešpriešiais, todėl jame pasireiškia tik trumpalaikė lygiagrečioji srovės moda, sudaranti rezonansą pavaizduotą 5.5 pav. punktyrine linija. Detalesnis srovės modų sąryšio su ŽR simetrijos savybėmis tyrimas, pagrįstas grupių teorija, yra pateiktas darbe [119].



**5.7 pav.:** Elektros srovės modų simetriškame ir asimetriškame ŽR schema. Rodyklės žymi momentinę srovės kryptį

Geometrinę srovės rezonansų prigimtį patvirtina ir charakteringas rezonanso ilgis, gaunamas šviesos greitį vakuume padalinus iš rezonansinio dažnio. Apskaičiuotų ilgių santykis su ŽR kraštinės ilgiu  $A$  užrašytas 5.5 pav. prie atitinkamų maksimumų. Pagal gautus skaičius nubraižytos srovės mo-

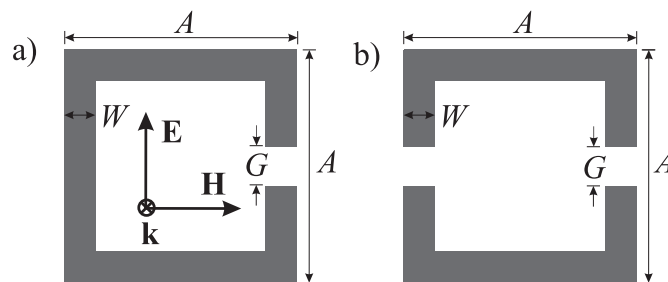
dų schemos pavaizduotos 5.7 pav. Schemose esančios rodyklės rodo momentinę kontūre tekančios elektros srovės kryptį.

## 5.2 ŽR masyvo filtravimo savybės

### 5.2.1 Periodinio ŽR masyvo modelis

Praktikoje paprastai būna naudojami ne pavieniai ŽR, o jų masyvai. Viena iš galimų jų konfiguracijų, kai ŽR periodiškai išdėstomi ant plonos dielektrinės plokštelės paviršiaus. Kadangi tokia struktūra yra periodinė, ją galima modeliuoti pasitelkus vieno periodinio elemento artėjimą. Pritaikius periodines kraštines sąlygas EM lauko dedamosios skaičiuojamos tik vienoje celėje su ŽR, laikant, kad visose kitose celėse EM lauko priklausomybės yra analogiškos. Tokiu būdu buvo modeliuojama begalinė ant dielektrinio padėklo patalpintų ŽR plokštuma. Išorinio EM lauko generavimui naudojome tokį patį diferencijuoto Gauso formos impulsą, kaip ir pavienio ŽR atveju. Tyrėme kaip pasikeičia impulso spektras praėjęs pro plokštumą sudarytą iš simetriškų arba asimetriškų ŽR (5.2b, c pav.). Praėjusios galios koeficientas, apskaičiuojamas padalinus praėjusio impulso spektro amplitudės  $E_{pr}$  kvadratą iš krentančio impulso amplitudės  $E_{kr}$  kvadrato:

$$T_P(w) = \frac{E_{pr}^2(w)}{E_{kr}^2(w)}. \quad (5.2)$$

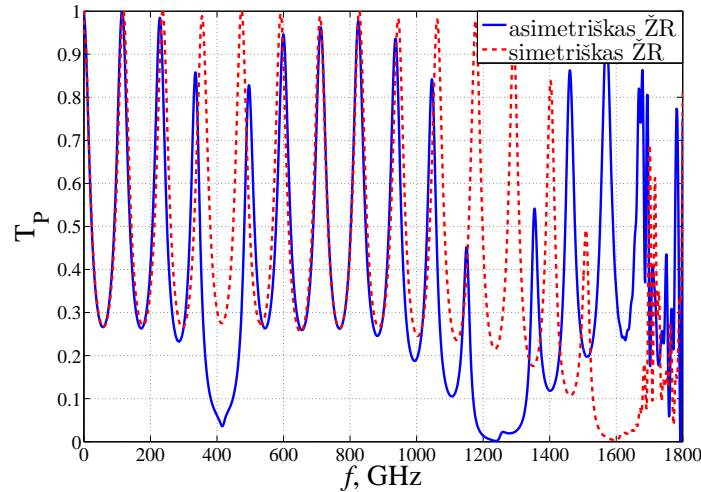


**5.8 pav.:** Baigtinio laidumo ŽR schematinis vaizdas: a) asimetriškas ŽR; b) simetriškas ŽR.

Tokiems skaičiavimams buvo sukurtas tikslesnis ŽR modelis, pavaizduotas 5.8 pav. Jis įskaito baigtinį metalinių juostelių laidumą, jų ilgį  $A$ , plotį  $W$  ir storį. Juostelėms modeliuoti naudojome paviršinio savitojo laidumo metodą, aprašytą skyrelyje 2.3.1. Jis leidžia transformuoti tūrinį laidų

sluoksnį, charakterizuojamą savituoju laidumu ir storiu, į dvimatį sluoksnį charakterizuojamą tik paviršiniu savituoju laidumu. Taip iš modelio buvo eliminuotas juostelių storis.

## 5.2.2 ŽR masyvo pralaidumo savybių ryšys su elektros srovės rezonansais pavieniame ŽR



**5.9 pav.:** Galios pralaidumo koeficiento priklausomybė nuo dažnio asimetriškų ir simetriškų ŽR masyvams

Pavienių ŽR ir jų masyvo rezonansinių savybių palyginimui, masyvo modeliavimui pasirinkome ŽR parametrus artimus skyrelyje 5.1.2 aprašytiems pavieniams ŽR:  $A = 36 \mu\text{m}$ ,  $W = 1 \mu\text{m}$ ,  $G = 2 \mu\text{m}$ , paviršinis metalo laidumas  $\sigma_S = 0.2 \text{ S}$ , vienos rezonatoriaus celės dydis  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ , GaAs padėklo storis  $T_{GaAs} = 350 \mu\text{m}$ , santykinė dielektrinė skvarba  $\varepsilon = 12.85$ . Pagal formulę (5.2) apskaičiuotos praėjusios galios koeficiento priklausomybės nuo dažnio simetriškų ir asimetriškų ŽR masyvams pateiktos 5.9 pav. Spektrinis vaizdas yra sudarytas iš periodiškai išsidėsčiusių minimumų ir maksimumų. Tai yra FPR, kurie atsiranda dėl daugkartinių impulso atspindžių dielektriniame padėkle. Tačiau prie tam tikrų dažnių FPR reguliarumą pažeidžia ryškūs galios pralaidumo sumažėjimai. Jie atsiranda dėl ŽR matricos filtravimo savybių. Palyginus 5.9 pav. esančius pralaidumo spektrus su 5.5 pav. pavaizduotais srovių spektrais pavieniuose ŽR, matosi analogiškas rezonansų išsidėstymas: pirmieji du rezonansai yra asimetriško ŽR ir vienas simetriško ŽR rezonansas aukštesniame dažnių ruože. Ski-

**5.1 lentelė:** ŽR filtruojami dažniai pagal srovės modų tipą

	$f_{lygiagr.}$	$f_{nuosekl.}$
asimetrinis ŽR	$c/2.5A\sqrt{\varepsilon^*}$	$c/8A\sqrt{\varepsilon^*}$
simetrinis ŽR	$c/2A\sqrt{\varepsilon^*}$	—

riasi tik jų dažniai, kurie ant padėklo išdėstyto ŽR masyvų pralaidumo spektre yra gerokai mažesni nei paviniame ŽR tekančios elektros srovės spektre. Tai galima paaiškinti bangos ilgio sutrumpėjimu dielektriniame padėkle, kuriame jis tampa  $\sqrt{\varepsilon}$  karto mažesnis. Kadangi ŽR yra išdėstyti dielektriko paviršiuje, o ne tūryje, bangos ilgio sutrumpėjimą galima apibūdinti efektyvia santykinė dielektrine skvarba, kuri lygi GaAs ir oro skvarbų aritmetiniam vidurkiui:

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon + 1}{2}. \quad (5.3)$$

Apibrėžus efektyvią santykinę dielektrinę skvarbą tokiu būdu, ir įskaičius bangos ilgio sumažėjimą pasirodė, kad minimumų, esančių bangos pralaidumo spektre 5.9 pav. padėtys gerai sutampa su srovės modų dažniais paviniuose ŽR 5.5 pav. Tai parodo, kad ŽR masyvo filtruojančios savybės pasireiškia dėl ŽR kontūre tekančių srovių, kurias sužadina absorbuojama EM lauko energija.

5.1 lentelėje pateikti apibendrinti tyrimų duomenys leidžiantys nustatyti rezonansų padėtis asimetrinių arba simetrinių ŽR masyvo pralaidumo spektre. Antrajame lentelės stulpelyje surašytos formulės, pagal kurias, žinant ŽR kraštinės ilgį ir padėklo dielektrinę skvarbą, galima apskaičiuoti ŽR masyvų filtruojamą dažnį dėl jų kontūruose tekančios lygiagrečiosios srovės modos, trečiame stulpelyje — dėl nuosekliosios srovės modos, kuri pasireiškia tik asimetriškuose ŽR. Reikia pasakyti, kad rezonansinis dažnis šiek tiek priklauso ir nuo kitų ŽR matmenų, pvz. juostelių pločio  $W$  ir tarpelių dydžio  $G$ , taip pat rezonatoriaus celės dydžio, tačiau 5.1 lentelėje pateiktos formulės gerai tinka tais atvejais kai  $W$  ir  $G$  yra nedideli. Didėjant  $W$  reikia atsižvelgti į tai, kad didžiausias elektros srovės tankis yra vidinėje ŽR kontūro dalyje [109], [113], todėl rezonansinis dažnis auga. Didinant tarpelį  $G$ , trumpėja rezonansinis srovės kontūras, todėl rezonansinis dažnis taip pat didėja (žr. 5.7 pav.).

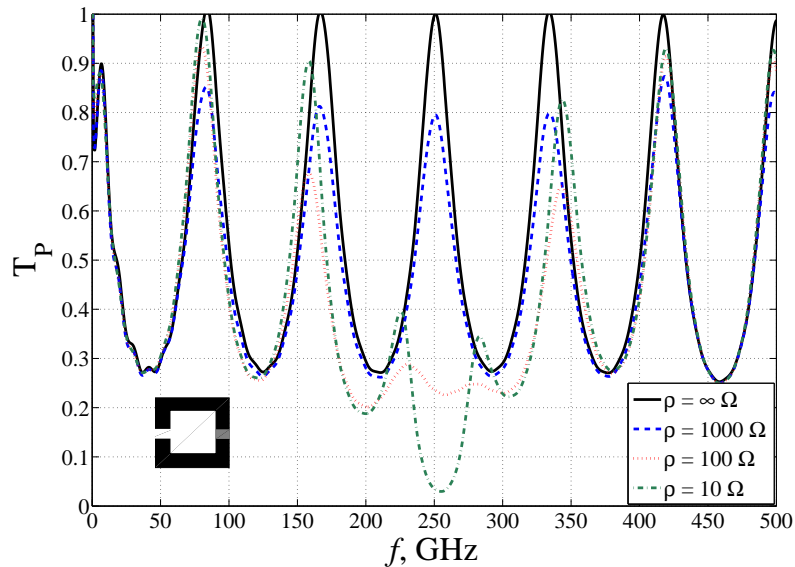
## 5.3 ŽR rezonansų valdymas

### 5.3.1 Optiškai valdomi ŽR

Ankstesniame skyrelyje parodyta, kad ŽR masyvo filtruojami dažniai tiesiogiai susiję su rezonansinėmis elektros srovės tekančios ŽR kontūre modomis, kurios absorbuoja EM impulso energiją (5.1 lentelė). Iš to galima daryti išvadą, kad pakeitus srovės tekėjimą ŽR kontūre, pasikeis jos modos rezonansinis dažnis, o kartu su juo ir masyvo filtruojamas dažnis. Vienas iš akivaizdžių būdų pakeisti srovės tekėjimą, yra tam tikroje padėklų, kuria- me išdėstyti rezonatoriai, paviršiaus srityje, optiškai sugeneruoti laisvuosius krūvininkus, kurie efektyviai praplėstų elektros srovės kontūrą. Sėkmingi bandymai optiškai valdyti ŽR sugerties rezonansus jau yra aprašyti literatūroje [96], [112], [105]. Darbe [96] parodyta, kad asimetriško ŽR (5.8a pav.) tarpelyje 1 mW galingumo lazerio impulsu sugeneravus  $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  elektronų koncentraciją, žemesniojo dažnio rezonansas, susijęs su nuosekliąja srovės moda ir stebimas ties 560 GHz, beveik išnyksta. Aukštesnio dažnio rezonansas, susijęs su lygiagrečiąja srovės moda, stipriai sumažėja padidinus lazerio spinduliuotės galingumą iki 5mW. Vis tik žemadažnis rezonansas į elektronų koncentracijos tarpelyje padidėjimą reaguoja stipriau. Tai galima paaikškinti tuo, kad jis atsiranda tik asimetriškoje struktūroje, o lygiagretusis rezonansas stebimas ir simetriškuose rezonatoriuose. Maksimalus galios pokytis gautas ties 560 GHz rezonansiniu dažniu sudaro beveik 50 %.

Kadangi žinoma, kad nuoseklios srovės rezonanso kokybės faktorius yra didesnis nei lygiagrečios, tyrėme būtent šios modos sąlygotas ŽR filtravimo charakteristikas. Tam buvo atlikti modeliavimai su simetriškų ŽR masyvu (5.8b pav.). Kaip ir anksčiau naudotas vienos rezonatoriaus celės artėjimas. Viename iš rezonatoriaus tarpelių buvo įterptas plonas  $0.5 \mu\text{m}$  InGaAs sluoksnis, kurį apšvietus lazerio spinduliu gali būti sugeneruotas elektronų tankis siekiantis  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Tokiu būdu apšviesto InGaAs varža sumažėtų apie šimtą kartų, lyginant su neapšviestu sluoksniu. InGaAs sluoksnį ir metalines juosteles, kaip ir anksčiau, BSLS skaičiavimuose įskaitėme pasinaudoję paviršinio laidumo metodu [120]. Modeliuojamų ŽR matmenys:  $A = 62 \mu\text{m}$ ,  $W = 4 \mu\text{m}$ ,  $G = 2 \mu\text{m}$ , rezonatoriaus celės dydis  $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ . Laikėme, kad struktūros suformuotos ant  $500 \mu\text{m}$  storio InP plokštelės, kurios santykinė dielektrinė skvarba  $\epsilon = 12.5$ . 5.10 pav. pateikti modeliavimo





**5.10 pav.:** Simetrinių ŽR masyvo pralaidumo priklausomybė nuo dažnio, keičiant tarpelyje esančio InGaAs sluoksnio savitąją paviršinę varžą. Kairiajame apatiniame kampe pateikta vieno ŽR schema, kurioje pilka spalva pažymėtas keičiamos varžos sritis, suformuota iš InGaAs.

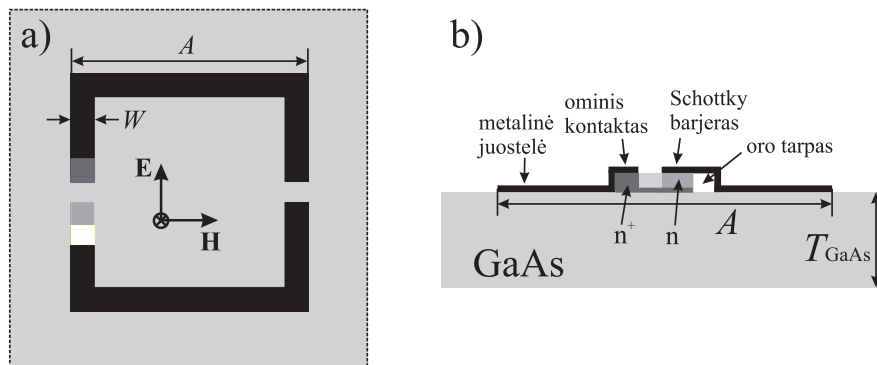
rezultatai, o kairiajame apatiniame kampe parodyta ŽR schema. Joje pilka spalva pažymėtas InGaAs sluoksnis, kurio paviršinė varža buvo keičiama nuo visiško dielektriko iki laidininko pasižyminčio  $10 \Omega$  paviršine varža. Matome, kad spektruose yra ryškūs FPR, atsirandantys dėl daugkartinių impulso atspindžių InP plokštelėje. Mažinant viename tarpelyje esančio InGaAs varžą, ties 250 GHz dažniu formuojasi galios pralaidumo minimumas. Jis atsiranda nes pro ŽR tarpelį teka vis stipresnė nuoseklosios modos elektros srovė. Tai rodo, kad ŽR iš simetriško virsta į asimetrišką. Matyti, kad pakeitus InGaAs savitąją paviršinę varžą nuo  $1000 \Omega$  iki  $10 \Omega$  pro ŽR masyvą praėjusi galia ties 250 GHz pasikeičia apie 76 %. Galima laikyti, kad tai yra optimistinis moduliacijos gylio įvertinimas, nes realių ŽR struktūrų rezonanso gylis gali būti mažesnis dėl ŽR matmenų dispersijos ar ne itin kokybiškai suformuotų metalinių kontūrų.

Reikia pasakyti, jog modeliavimui specialiai parinkome tokį GaAs plokštelės storį, kad FPR maksimumas atsidurtų ties ŽR masyvo rezonansiniu dažniu (250 GHz). Atlikti skaičiavimai, su skirtingais padėklo storiais parodė, kad tokiu atveju gaunamas didžiausias moduliacijos gylis. Jei FPR nors šiek tiek paslenkamas į šoną, tarkime iki 237 GHz (kai  $T_{\text{InP}} = 350 \mu\text{m}$ ), moduliacijos gylis sumažėja iki 61 %.

### 5.3.2 Elektriškai valdomi ŽR

Ankstesniame skyrelyje aprašytas būdas optiškai sugeneruojant laisvuosius krūvininkus pakeisti ŽR masyvo rezonansinės modos tipą ir dažnį. Toks MM valdymo būdas yra itin greitas, tačiau nelabai praktiškas dėl būtinybės naudoti brangią optinių impulsų generavimo įrangą.

Kitas būdas pakeisti srovės tekėjimą ŽR kontūre paremtas ŽR esančio tarpelio talpos keitimu. Pasikeitusi tarpelio talpa įtakoja srovės tekėjimą, todėl pasikeičia modos rezonansinis dažnis. Vienas iš patogiausių talpos valdymo būdų yra keičiamos talpos kondensatoriaus — varaktoriaus — integravimas į tarpelį. Varaktoriaus valdymas taip pat yra labai spartus ir patogus, nes ŽR savybes leidžia keisti tik elektros įtampos pagalba. Jau pademonstruota galimybė keisti metamedžiagos, pagamintos iš ŽR su integruotais varaktoriais, pralaidumo spektrą [113]. Kol kas toks valdymas yra realizuotas tik keleto gigahercų dažnyje, nes terahercuose pradeda reikštis parazitinių varžų ir talpų įtaka. Terahercų ruože elektriškai valdomos MM sukūrimui planuojame panaudoti Schottky kontakto varaktorius, nes yra žinoma, kad jie veikia dažniuose viršijančiuose 1 THz [114, 115]. Panaudodami aukštadažnius varaktorius ketiname sukurti MM įtaisus veikiančius dviem eilėmis aukštesniuose dažniuose nei buvo skelbta iki šiol.



**5.11 pav.:** ŽR su integruotu varaktoriumi scheminis vaizdas: a) iš viršaus; b) iš kairės. Šviesiai pilka spalva pavaizduotas GaAs padėklas, juoda — metalinis ŽR kontūras. Meza sudaryta iš omino kontakto, stipriai legiruotos srities  $n^+$ , silpnai legiruotos srities  $n$ , Schottky barjero ir oro tarpo.

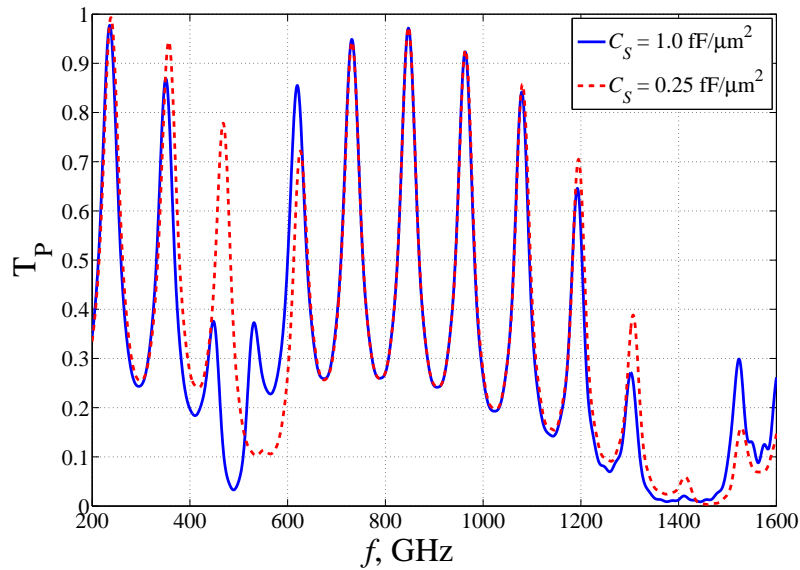
Šiuo metu yra baigtas pirmasis darbų etapas apimantis ŽR masyvo su varaktoriais kompiuterinio modelio sudarymą. Taip pat yra atlikti skaičiavimai įvertinantys įvairių MM konfigūracijų valdymo galimybes. Nustatyta, kad geriausiomis valdymo savybėmis (rezonansinio dažnio poslinkiu

ir rezonanso kokybės faktoriumi) pasižymi MM sudaryta iš simetriškų ŽR (5.8b pav.) su viename iš tarpelių integruotais varaktoriais.

Tyrinėto šiame darbe simetriško ŽR su viename tarpelyje integruotu varaktoriumi scheminis vaizdas pateiktas 5.11 pav. Paveikslo (a) dalyje pateiktas vaizdas iš viršaus, o (b) — vaizdas iš šono. Tokio tipo varaktoriai meza-dariniai tyrinėti darbe [121]. Skirtingos mezos sritys pažymėtos skirtingo šviesumo pilkais tonais. Pagal šią schemą buvo sudarytas kompiuterinis ŽR masyvo modelis, kurio sąveiką su EM impulsu modeliavome BSLS metodu. Meza sudaryta iš sričių 5.11 pav. (a) pavaizduotų iš viršaus į apačią, (b) iš kairės į dešinę: ominis kontaktas, tarpelis, Schottky barjeras ir oro tarpas. Po visa meza, išskyrus oro tarpelį suformuotas stipriai legiruotas  $n^+$  sluoksnis, veikiantis kaip vienas iš kontaktų, skirtų keisti Schottky barjero talpą. Antrasis kontaktas yra metalinė juostelė virš mezos. Oro tarpas suformuotas norint sumažinti bendrą mezos talpą ir tokiu būdu padidinti santykinį mezos talpos pokytį.

Modeliavimui pasirinkome tokius ŽR matmenis:  $A = 36 \mu\text{m}$ ,  $W = 4 \mu\text{m}$ ,  $G = 2 \mu\text{m}$ , rezonatoriaus celės dydis  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ , ominio kontakto ir Schottky barjero dydis yra po  $4 \mu\text{m}$ , pabaigoje yra paliktas  $2 \mu\text{m}$  oro tarpelis, mezos aukštis  $1 \mu\text{m}$ . Metalinėms juostelėms ir  $n^+$  sluoksniui modeliuoti kaip ir anksčiau naudojome paviršinio laidumo metodą. Laikėme, kad metalo savitasis paviršinis laidumas  $\sigma_S = 0.2 \text{ S}$ ,  $n^+$  sluoksnio  $5 \text{ S}$ , Ominio kontakto savitasis laidumas  $10^3 \text{ S/cm}$ , GaAs plokštelės, ant kurios patalpinti ŽR, storis  $T_{\text{GaAs}} = 340 \mu\text{m}$ , dielektrinė konstanta  $\varepsilon = 12.85$ . Reikia pasakyti, kad 5.1 lentelėje esančios išraiškos, skirtos rezonansinio dažnio nustatymui žinant  $A$  ir  $\varepsilon$ , šiuo atveju jį leidžia įvertinti tik apytiksliai, mat į tarpelį integravus mezą, padidėja ŽR talpa, dėl to rezonansas pasislenka link žemesnių dažnių. Schottky barjero talpa yra keičiama elektrinės įtampos pagalba reguliuojant nuskurdintos zonos dydį. Laikėme, kad tokiu būdu barjero talpą  $C_S$  galima pakeisti keturis kartus: nuo  $0.25 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ , kai įtampa neprijungta, iki  $1.0 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$  prijungus įtampą. Kadangi barjero plotas yra  $16 \mu\text{m}^2$ , suminė jo talpa keičiama ribose nuo 4 iki 16 fF. Ši talpa modelyje buvo įskaičiuojama pasitelkus metodą, aprašytą skyrelyje 1.1.3.

Sumodeliuota galios pralaidumo koeficiento (5.2) priklausomybė nuo dažnio, esant skirtingoms Schottky barjero talpoms, atidėta 5.12 pav. Matome, kad spektruose kaip ir anksčiau pasireiškia FPR. Taip pat aiškiai pastebimi du pralaidumo minimumai susidarę dėl ŽR tekančių elektros sro-



**5.12 pav.:** Asimetrinių ŽR masyvo su tarpelyje integruotais varaktoriais galios pralaidumo spektrai esant skirtingoms Schottky barjero talpoms

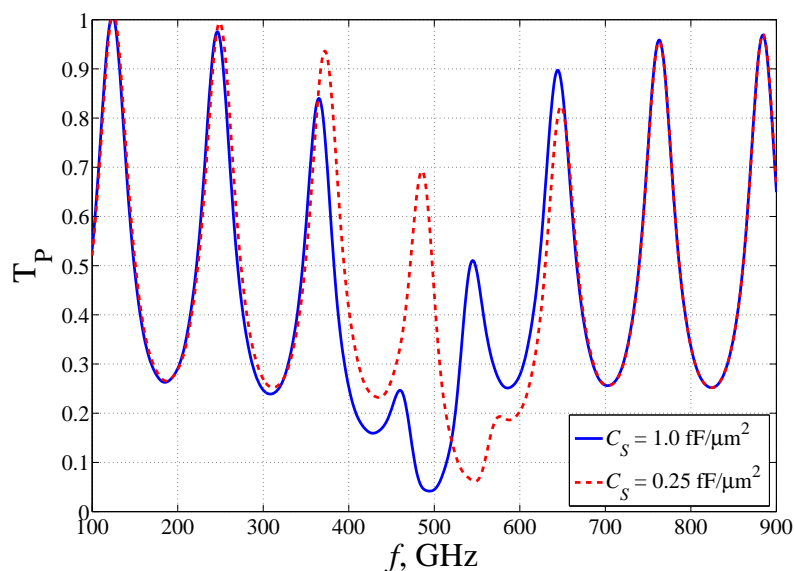
vių. Žemadažnio rezonanso minimumas kai prie barjero neprijungta elektrinė įtampa stebimas prie 489 GHz. Jis susidaro dėl nuoseklios srovės modos tekančios ŽR kontūru (5.7b pav.). Nepaisant to, kad struktūra yra sudaryta iš ŽR su dviem tarpeliais masyvo, kuriame anksčiau susidarydavo tik lygiagrečios modos rezonansas (5.9 pav.), varaktoriai, patalpinti viename iš tarpelių, paverčia struktūrą asimetriška, o tai sudaro sąlygas atsirasti ir kitam rezonansui. Iš 5.12 pav. matyti, kad mažinant barjero talpą, kas atitinka nuskurdintos srities išplėtimą pridėjus elektros įtampą, rezonansai slenkasi į aukštesnių dažnių pusę. Žemadažnio rezonanso dažnis pasislenka gana ženkliai, lyginant su rezonansu stebimu ties 1350 – 1500 GHz. Rezonansinio dažnio didėjimą galima paaikškinti prisiminus  $LC$  kontūro analogiją, kai jo rezonansinis dažnis didėja mažinant  $C$ .

Panagrinėsime 5.12 pav. pateiktus rezultatus iš moduliacinių MM savybių perspektyvos. Akivaizdu, kad žemadažnis rezonansas yra siauresnis, todėl jį reikia mažiau paslinkti, kad tame dažnyje MM taptų skaidri. Be to, jis ir slenkasi daugiau. Tai yra svarūs argumentai, rodantys, kad projektuojant modulatorius verčiau panaudoti asimetriniuose ŽR pasireiškiančius nuoseklios srovės modos rezonansus. Matome, kad pakeitus Schottky barjero talpą keturis kartus, rezonansas pasislenka nuo 489 iki 551 GHz, tai atitinka beveik 13 % poslinkį. Galios pralaidumas 489 GHz taške pasikei-

čia maždaug 33 %. Tačiau galios pokytis rezonanso taške nėra didžiausias. Atkreipkime dėmesį į punktyrinę liniją nubrėžtą maksimumą ties 468 GHz. Šiame dažnyje galios pokytis siekia net 66 %, t.y. du kartus daugiau nei ties 489 GHz. Nors uždaroje būsenoje modulatorius praleidžia šiek tiek daugiau galios, maksimumas stipriai padidina atviros būsenos pralaidumą, ir gautas moduliacijos gylis yra žymiai didesnis. Kyla klausimas, ar galima maksimumą esantį ties 468 GHz paslinkti link 489 GHz esančio minimumo, kad moduliacijos gylis dar labiau padidėtų? Atsakymą sufleruoja tai, kad šis maksimumas, kaip ir kiti, atsiranda dėl FPR, kurių dažnį įtakoja dielektrinio padėklo storis. Kitame skyrelyje aprašysime tyrimus, parodančius kaip FPR įtakoja ŽR masyvo moduliacijos gylį.

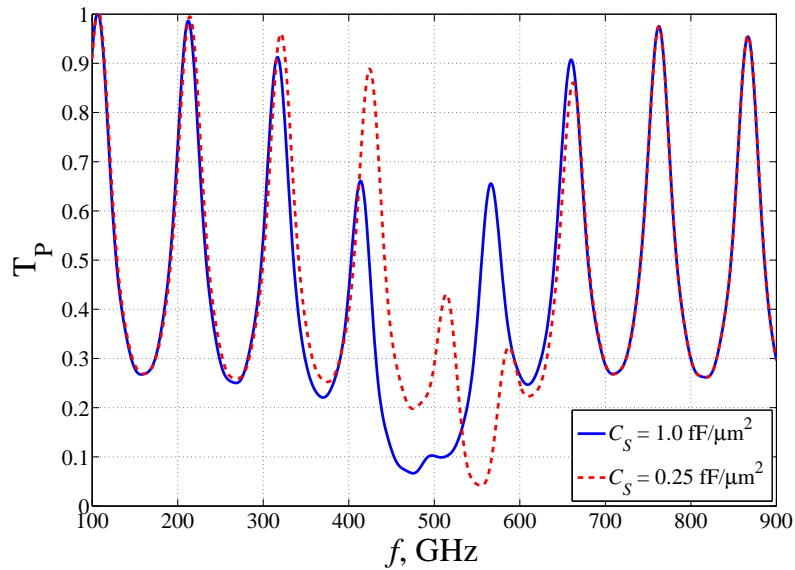
## 5.4 FPR įtaka moduliacinėms ŽR masyvo savybėms

### 5.4.1 ŽR su Schottky barjeru modeliavimas



**5.13 pav.:** Asimetrinių ŽR masyvo patalpinto ant  $325 \mu\text{m}$  storio GaAs plokštelės galios pralaidumo spektrai, esant skirtingoms Schottky barjero talpoms

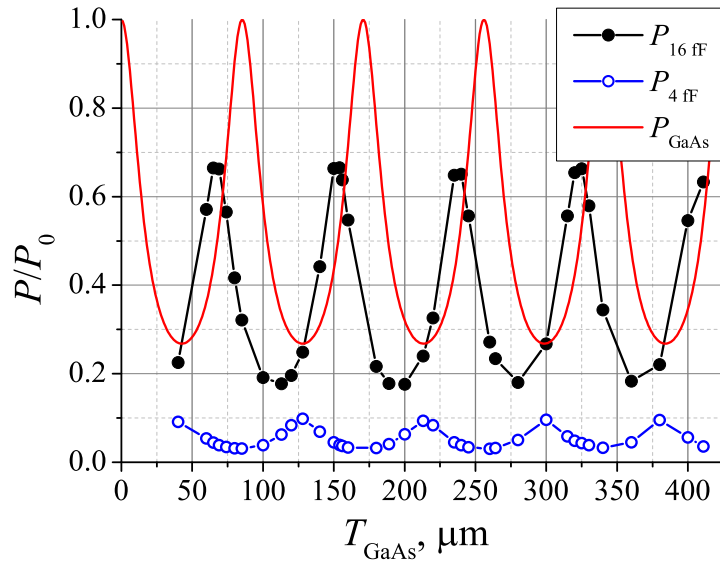
Ankstesniame skyrelyje pastebėjome, kad didžiausias galios pokytis sumažinus Schottky barjero talpą gaunamas nebūtinai ties ŽR rezonansiniu dažniu (5.12 pav.). Moduliacijos gylį lemia ne tik ŽR rezonanso gylis, bet ir



**5.14 pav.:** Asimetrinių ŽR masyvo patalpinto ant  $380 \mu\text{m}$  storio GaAs plokštelės galios pralaidumo spektrai, esant skirtingoms Schottky barjero talpoms

FPR minimumų ir maksimumų išsidėstymas, kuris daro ženklų įtaką struktūros pralaidumui kai ŽR rezonansas nustumiamas į šoną. Detaliau patyrinėjome padėklo storio įtaką galios pokyčiui konkrečiame dažnyje. 5.13 ir 5.14 paveikslėliuose pateikti sumodeliuoti ŽR masyvų pralaidumo spektrai esant skirtingoms varaktoriaus talpoms. 5.13 pav. pavaizduoti rezultatai gauti ŽR suformuotiems ant  $T_{GaAs} = 325 \mu\text{m}$  storio GaAs plokštelės, o 5.14 pav. ant  $T_{GaAs} = 380 \mu\text{m}$ . Palyginus šiuos spektrus su pateiktais 5.12 pav., kai  $T_{GaAs} = 340 \mu\text{m}$ , matyti, kad mažėjant plokštelės storiui FPR maksimumai retėja ir slenkasi į aukštesnių dažnių pusę. Tai puikiai sutampa su klasikine FPR teorija. Matosi, kad FPR padėtis įtakoja ŽR rezonansų gylį, plotį ir dažnį. Tam, kad tyrimo rezultatai atitiktų modulatoriaus veikiančio viename dažnyje koncepciją, tolimesniam tyrimui pasirinkome konkrečią  $490 \text{ GHz}$  dažnio vertę.

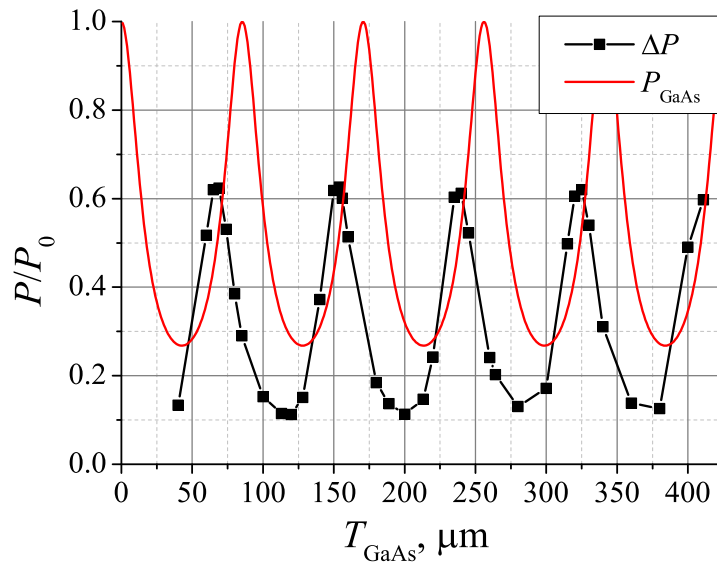
5.15 pav. pavaizduotos trys praėjusios galios priklausomybės nuo GaAs plokštelės storio, normuotos į krintančio EM impulso galingumą  $P_0$ . Pilnaviduriai taškai rodo ant GaAs suformuotų struktūrų su  $16 \text{ fF}$  barjero talpa pralaidumą  $490 \text{ GHz}$  dažnyje, tuščiaaviduriai taškai — analogiškų struktūrų su  $4 \text{ fF}$  barjero talpa pralaidumą, o ištisinė linija vaizduoja praėjusios pro tuščią GaAs plokštelę galios dalį. Matosi, kad visos šios priklausomybės yra periodinės, ir ne gana to, jų periodai sutampa. Tai patvirtina anks-



**5.15 pav.:** Praėjusios galios 490 GHz dažnyje priklausomybė nuo GaAs padėklo storio. Pilnaviduriai taškai atitinka 16 fF barjero talpą, tuščiaviduriai taškai — 4 fF barjero talpą, ištisinė linija rodo tik GaAs plokštelės teorinį pralaidumą

tesnius pastebėjimus, kad ŽR masyvų suformuotų ant dielektrinio padėklo pralaidumą stipriai įtakoja FPR maksimumų ir minimumų išsidėstymas. Skirtumas tarp taškais pažymėtų kreivių yra moduliacijos gylis, kuris gaunamas keičiant Schottky barjero talpą nuo 16 fF iki 4 fF. Jis pavaizduotas 5.16 pav. pilnaviduriais taškais. Ištisinė linija rodo pro tuščią GaAs plokštelę praėjusios galios lygį 490 GHz dažnyje. Šiek tiek netikėta yra tai, kad maksimalaus galios pokyčio taškai nesutampa su FPR maksimumų padėtimis. Didžiausias gylis gaunamas prie GaAs storių, kai tuščia plokštelė praleidžia pusę krentančio impulso galios 490 GHz dažnyje. Tai gerai matosi ir iš 5.15 pav. pateiktos kreivės, kuri vaizduoja 16 fF struktūros pralaidumą. Įdomu yra tai, kad pralaidumo maksimumų vietose tuščia plokštelė praleidžia mažesnę galios dalį nei padengta ŽR. Tai galima paaiškinti prisiminus faktą, kad FPR susidaro dėl daugkartinių atspindžių plokštelės viduje — ant vienos GaAs pusės uždėjus ŽR masyvą, atspindžio sąlygos pasikeičia, todėl pasikeičia ir FPR padėtys.

Skaičiavimai atlikti su didesniais  $A = 58 \mu\text{m}$  ŽR 300 GHz rezonansiniame dažnyje patvirtino, kad didžiausias moduliacijos gylis gaunamas ties GaAs storiu, kai tuščias padėklas praleidžia 40-50 % EM impulso galios. Žinant šį faktą ir plokštelės santykinę dielektrinę skvarbą  $\epsilon$ , galima apskai-



**5.16 pav.:** Praėjusios galios 490 GHz dažnyje priklausomybė nuo GaAs padėklo storio. Pilnaviduriai taškai atitinka galios pokytį pakeitus Schottky barjero talpą nuo 16 fF iki 4 fF, ištininė linija rodo tik GaAs plokštelės teorinį pralaidumą.

čiuoti, koks turėtų būti optimalus padėklo storis konkrečiam modulatoriaus darbiniam dažniui  $f$ :

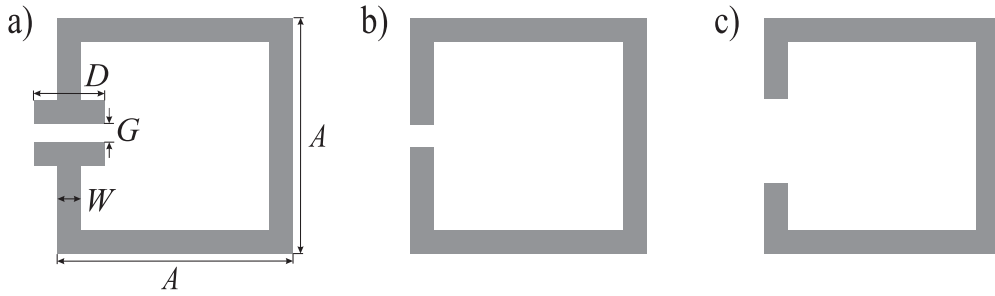
$$T_{diel} = \frac{c(n + 0.812)}{2\sqrt{\varepsilon}f}, \quad (5.4)$$

čia  $n$  yra FPR eilė, skaičiuojama nuo nulio.

## 5.4.2 Eksperimentai su skirtingos geometrinės talpos ŽR

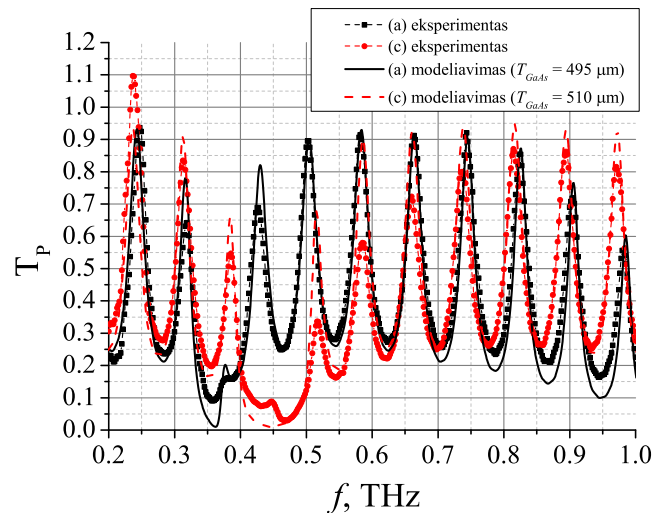
Norėdami eksperimentiškai ištirti padėklo storio įtaką ŽR masyvo moduliacinėms savybėms, turėjome sukurti ŽR su kintama talpa. Aukštadažnių varaktorių integravimas į ŽR masyvą yra aukšto technologinio sudėtingumo darbas, reikalaujantis daug laiko ir kitų resursų. Yra žinoma, kad ŽR tarpelio geometrinės talpos keitimas taip pat sąlygoja rezonansinio dažnio pokytį [105], todėl iš pradžių nusprendėme pagaminti struktūras su skirtingos geometrinės talpos ŽR. Nors dinamiškai keisti jų talpas negalime, tačiau skirtingos struktūros imituoja skirtingos talpos varaktorius, integruotus į ŽR. Tuomet išmatavę skirtingų struktūrų spektrus, galėsime matyti, kaip pasislenka jų rezonansinis dažnis, o taip pat įvertinti moduliacijos gylį.





**5.17 pav.:** Asimetriški ŽR su skirtinga tarpelio geometrine talpa. Parametrai:  $A = 40 \mu\text{m}$ ,  $W = 4 \mu\text{m}$ ; (a)  $G = 3 \mu\text{m}$ ,  $D = 12 \mu\text{m}$ ; (b)  $G = 3 \mu\text{m}$ ,  $D = 4 \mu\text{m}$ ; (c)  $G = 10 \mu\text{m}$ ,  $D = 4 \mu\text{m}$ .

5.17 pav. pateiktos trys skirtingos geometrinės talpos struktūros. (a) atitinka didžiausią tarpelio talpą, o (c) – mažiausią. ŽR matmenys pateikti po paveikslėliu. Iš šių ŽR ant trijų atskirų GaAs plokštelių buvo suformuoti masyvai. Rezonatoriaus celės dydis visur vienodas —  $54 \times 54 \mu\text{m}^2$ . Tuomet buvo matuojami struktūrų pralaidumo spektrai, GaAs padėklas paploninamas ir vėl kartojami matavimai. Ploninimas vyko esdinant plokštelę maždaug po  $30 \mu\text{m}$  keturis kartus, taigi matavimai atlikti prie penkių skirtingų GaAs storių. Problema yra ta, kad pradinis padėklų storis buvo žinomas tik  $\pm 30 \mu\text{m}$  tikslumu, be to, pradiniai storiai galėjo šiek tiek skirtis.



**5.18 pav.:** Neplonintų didžiausios (a) ir mažiausios (c) talpos ŽR masyvų pralaidumo spektrai

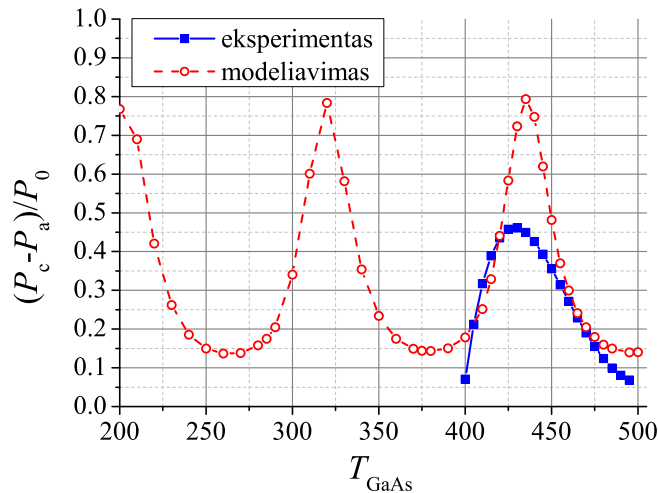
Laikinės terahercų spektroskopijos būdų buvo gauti visų trijų bandinių pralaidumo spektrai. Norėdami įvertinti GaAs plokštelių storius prieš ploninimą ir po kiekvienos ploninimo procedūros, atlikome eilę modeliavi-

**5.2 lentelė:** Skirtingų bandinių GaAs plokštelės storiai, nustatyti BSLS modeliavimo būdu

ploninimų sk.	$T_a, \mu\text{m}$	$T_b, \mu\text{m}$	$T_c, \mu\text{m}$
0	495	495	510
1	470	470	480
2	440	440	455
3	410	410	425
4	385	385	400

mų BSLS metodu. Struktūrų, pavaizduotų 5.17 pav., masyvus modeliuojame ant skirtingo storio padėklų. Tuomet sutapatindami išmatuotus ir sumodeliuotus spektrus ir palygindami FPR išsidėstymą įvertiname bandinių storių. Pavyzdžiui, 5.18 pav. pateikti neplonintų didžiausios talpos ŽR (a) ir mažiausios talpos ŽR (c) bandinių pralaidumo spektrai. Ištisinėmis linijomis atidėti modeliavimo rezultatai neblogai sutampa su išmatuotais eksperimento metu. Matosi, kad rezonansinis dažnis sutampa neblogai, o rezonansų pločiai yra praktiškai tokie patys. Rezonansų gyliai skiriasi stipriau. Modeliavimo metu gauti gilesni rezonansai, nei išmatuoti terahercų spektroskopijos būdu. Tai galima paaiškinti ne itin gera pagamintų ŽR kontūrų kokybe, kuomet dėl mažesnio metalinių juostelių laidumo ŽR teka silpnesnės elektros srovės, todėl prasčiau filtruojamas signalas. Nepaisant to, gauto sutapimo pakanka, kad galėtume įvertinti moduliacijos gylio priklausomybę nuo bandinio storio.

Modeliavimo metu nustatyti bandinių storiai surašyti 5.2 lentelėje. Matosi, kad (a) ir (b) struktūros pradiniai storiai sutampa, o ploninimo procedūros metu vienodai mažėja. Struktūros (c) storis nuo pat pradžių yra didesnis maždaug  $15 \mu\text{m}$  ir toks skirtumas išlieka ploninimo eigoje. Šis nesutapimas apsunkina (a) ir (c) masyvų galios pralaidumo spektrų palyginimą prie tų pačių padėklo storių. Kad gautume galios pralaidumo koeficientą prie tarpinių bandinių storių verčių, atlikome išmatuotų reikšmių interpoliaciją ketvirtos eilės polinomu. Tuomet apskaičiavome skirtumą tarp (a) ir (c) kreivių kas  $5 \mu\text{m}$ . Gautas rezultatas atidėtas 5.19 pav. pilnaviduriais taškais, o modeliavimo kreivė — tuščiaviduriais taškais. Pagal formulę (5.4) apskaičiuota maksimali moduliacija yra ties  $440 \mu\text{m}$  GaAs storiu. Matosi, kad eksperimentinė ir modeliavimo kreivės turi maksimumus atitinkamai



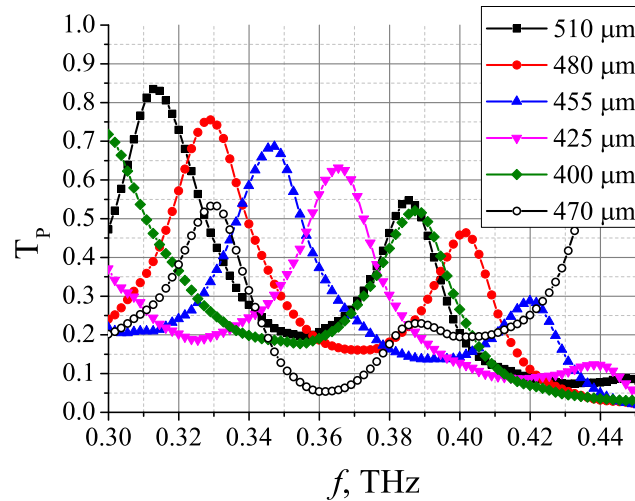
**5.19 pav.:** ŽR masyvų pavaizduotų 5.17 (a) ir (c) pav. galios pralaidumo skirtumo 360 GHz dažnyje priklausomybė nuo GaAs plokštelės storio

ties  $430 \mu\text{m}$  ir  $435 \mu\text{m}$ , kas neblogai atitinka prognozes. Tačiau skaitmeniniu būdu apskaičiuotas moduliacijos gylis maksimume yra gerokai didesnis nei išmatuotas eksperimente. Iš vienos pusės nesutapimai gali būti paaiškinti tuo, kad matuojami (a) ir (c) bandiniai buvo skirtingų storų, o interpoliacija ketvirtos eilės polinomu davė asimetrišką funkciją, kurios maksimumas pasislinkęs link mažesnių storų. Iš kitos pusės kur kas mažesnis išmatuotas struktūros (a) rezonanso gylis sąlygojo mažesnę moduliacijos amplitudę nei sumodeliuota. Vis dėlto, eksperimentų bei modeliavimų metu gauti rezultatai patvirtina, kad moduliacijos gylis priklauso nuo dielektrinio padėklo storio taip, kaip prognozuota skyrelyje 5.4.1.

Išmatuoti spektrai, kurie pavaizduoti 5.20 pav., patvirtina, kad moduliacijos gylį iš esmės įtakoja (c) struktūrų FPR maksimumo atsiradimas ties (a) struktūrų rezonansu. Didelės talpos ŽR atitinka tuščiaiduriai taškai, mažos — pilnaviduriai. Aiškiai matosi, kad didinant storį FPR maksimumas slenkasi į kairę ir atsiduria ties 360 GHz dažniu tarp  $425 \mu\text{m}$  ir  $455 \mu\text{m}$  GaAs storio verčių. Tuo tarpu keičiant didelės talpos bandinio storį, rezonanso minimumo padėtis išlieka ta pati.

## 5.5 Apibendrinimas

Šiame skyriuje aprašyti pavienių ŽR tyrimai rodo, kad juose susidaro elektros srovės rezonansinės modos, kurias lemia elektrinio bei magnetinio



**5.20 pav.:** Mažos talpos ŽR masyvo (pilnaviduriai taškai) FPR maksimumo slinkimasis per didelės talpos ŽR (tuščiaviduriai taškai) masyvo rezonansą ties 360 GHz dažniu

lauko poliarizacija žadinančiame impulse ir ŽR kontūro geometrija. Asimetriškuose ŽR susidaro nuosekli srovės moda, kai krūvininkai juda kaip LC rezonansiniame kontūre. Ši moda pasižymi aukštu rezonanso kokybės faktoriumi. Parodyta, kad ŽR masyvo filtruojančios savybės pasireiškia dėl ŽR kontūruose tekančių elektros srovių, kurios atsiranda dėl išorinio EM lauko poveikio. Tikintis sukurti greito terahercų modulatoriaus modelį, tirtos galimybės dinamiškai keisti ŽR masyvo filtruojamą dažnį. Pademonstruota galimybė optinio sužadavimo būdu praplėsti ŽR kontūrą ir taip pakeisti ŽR tekančios srovės modą bei dažnį, tokiu būdu perjungiant modulatoriaus būseną ties ŽR rezonansiniu dažniu. Taip pat parodyta, kad integruojant aukšto dažnio varaktorių į ŽR tarpelį, galima efektyviai keisti planarinio ŽR masyvo filtruojamą dažnį. Skaitmeniškai ir eksperimentiškai nustatyta, kad ŽR masyvo moduliacijos gylį įtakoja dielektriniame padėkle aukštuose dažniuose pasireiškiantys FPR. Pasiūlyta kaip parenkant tinkamą padėklo storį padidinti moduliacijos gylį.

Dalis šio skyriaus rezultatų buvo publikuota straipsniuose:

G. Šlekas, Ž. Kancleris, D. Seliuta, "Tuning of resonance frequency in array of split-ring resonators in terahertz range", *Lithuanian Journal of Physics*, Vol. 54(1), pp. 15–19, 2014.

## 6 Išvados

1. Modeliuoti dvimatį laidų sluoksnį charakterizuojamą savituoju paviršiniu laidumu BSLS metodu galima modifikuojant tangentinių elektrinio lauko dedamųjų skaičiavimą sluoksnio plokštumoje tokiu būdu, kai standartinėse BSLS formulėse esantis savitasis laidumas pakeičiamas paviršiniu savituoju laidumu padalintu iš diskretizavimo žingsnio normaline sluoksniui kryptimi.

2. Panaudojant ParSol lygiagretinimo bibliotekos metodus ir objektus BSLS skaičiavimus galima palyginti nesudėtingai ir efektyviai perkelti į kompiuterių klasterį, arba panaudoti vieno centrinio procesoriaus keletą branduolių.

3. Panaudojant bazines CUDA C funkcijas ir neprogramuojant sparčiosios atminties panaudojimo, vaizdo plokštėse su skaičiavimo galimybių versija 2.0 ir aukštesne galima gauti keletą kartų BSLS skaičiavimų paspartėjimą lyginant su centriniu procesoriumi.

4. Bangolaidyje patalpintas planarinis diodas elgiasi kaip dipolinė antena, kurios jautris priklauso nuo antenos ilgio (bangolaidžio aukščio) ir elektrinio lauko stiprio tuščio bangolaidžio centre.

5. Parinkus tokį siaurosios bangolaidžio sienelės matmenį  $b$ , kad jo santykis su plačiąja sienele  $b/a$  išliktų nepakitęs, galima gauti beveik pastovią jautrio vertę, pereinant į skirtingų  $a$  matmenų bangolaidžius. Norint, kad atspindžio koeficientas būtų mažesnis už 0.1,  $b/a$  neturėtų viršyti 0.15.

6. Asimetriniuose žiediniuose rezonatoriuose indukuojama nuoseklios elektros srovės moda sąlygoja aukšto kokybės faktoriaus žemadažnius rezonansus tokių rezonatorių planarinio masyvo pralaidumo spektre. Šių rezonansų dažnio arba amplitudės valdymas leistų sukurti efektyvius modulatorius terahercų diapazone.

7. Integruojant į žiedinio rezonatoriaus tarpelį Schottky diodą, veikiantį kaip aukšto dažnio varaktorius, galima efektyviai keisti aukštos kokybės žemadažnio rezonanso padėtį.

8. Valdomo žiedinių rezonatorių masyvo moduliacijos gylį įtakoja dielektriniame padėkle aukštuose dažniuose pasireiškiantys Fabry-Perot rezonansai. Parenkant tinkamą padėklo storį galima optimizuoti moduliacijos gylį.

# Literatūra

- [1] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston. London: Artech House, 2000.
- [2] I. Newton, *Mathematical Principles of Natural Philosophy. Book III*. 1687.
- [3] K. S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, 1966.
- [4] M. Fusco, “FDTD algorithm in curvilinear coordinates [EM scattering],” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 38, no. 1, pp. 76–89, 1990.
- [5] C. Guiffaut and K. Mahdjoubi, “A Parallel FDTD Algorithm Using the MPI Library,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 39, no. 10, pp. 1463–1471, 1991.
- [6] A. Taflove, “Review of the formulation and applications of the finite-difference time-domain method for numerical modeling of electromagnetic wave interactions with arbitrary structures,” *Wave Motion*, vol. 10, no. 6, pp. 547–582, 1988.
- [7] G. S. Smith, “On the skin effect approximation,” *American Journal of Physics*, vol. 58, no. 10, pp. 996–1002, 1990.
- [8] J. G. Maloney and G. G. Smith, “The Use of Surface Impedance Concepts in the Finite-Difference Time-Domain Method,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no. 1, pp. 38–48, 1992.

- [9] B. Engquist and A. Majda, “Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves,” *Mathematics of Computation*, vol. 31, no. 139, pp. 629–651, 1977.
- [10] G. Mur, “Absorbing boundary conditions for the finite–difference approximation of the time–domain electromagnetic–field equations,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, no. 4, pp. 377–382, 1981.
- [11] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, 1994.
- [12] S. D. Gedney, “An anisotropic perfectly matched layer–absorbing medium for the truncation of FDTD lattices,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 12, pp. 1630–1639, 1996.
- [13] M. Piket-May, A. Taflove., and J. Baron, “FD–TD Modeling of Digital Signal Propagation in 3-D Circuits With Passive and Active Loads,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, no. 8, pp. 1514–1523, 1994.
- [14] R. Holland and L. Simpson, “Finite–Difference Analysis of EMP Coupling to Thin Struts and Wires,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-23, no. 2, pp. 88–97, 1981.
- [15] K. Demarest, “A finite difference–time–domain technique for modeling narrow apertures in conducting scatterers,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 35, no. 7, pp. 826–831, 1987.
- [16] C. J. Railton and J. P. McGeehan, “An analysis of microstrip with rectangular and trapezoidal conductor cross sections,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, no. 8, pp. 1017–1022, 1990.
- [17] P. A. Tirkas and K. Demarest, “Modeling of thin dielectric structures using the finite–difference time–domain technique,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 39, no. 9, pp. 1338–1344, 1991.



- [18] R. J. Luebbers and K. Kunz, “FDTD modeling of thin impedance sheets [radar cross section calculation],” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no. 3, pp. 349–351, 1992.
- [19] J. G. Maloney and G. G. Smith, “The efficient modeling of thin material sheets in the finite–difference time–domain (FDTD) method,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no. 3, pp. 323–330, 1992.
- [20] T. G. Jurgens, A. Taflove, K. Umashankar, and T. G. Moore, “Finite–difference time–domain modeling of curved surfaces [EM scattering],” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no. 4, pp. 357–366, 1992.
- [21] J. G. Maloney and G. G. Smith, “A comparison of methods for modeling electrically thin dielectric and conducting sheets in the finite–difference time–domain (FDTD) method,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41, no. 5, pp. 690–694, 1993.
- [22] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy, “Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik,” *Mathematische Annalen*, vol. 100, no. 1, pp. 32–74, 1928.
- [23] V. Varadarajan and R. Mittra, “Finite–difference time–domain (FDTD) analysis using distributed computing,” *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 4, no. 5, pp. 144–145, 1994.
- [24] D. P. Rodohan and S. R. Saunders, “Parallel implementations of the finite difference time domain (FDTD) method,” in *Second International Conference on Computation in Electromagnetics*, pp. 367–370, 1994.
- [25] W. Gropp, E. Lusk, and A. Skjellum, *Using MPI: Portable Parallel Programming with the Message-Passing Interface*. MIT Press, 1999.
- [26] R. J. LeVeque, *Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems*. Cambridge University Press, 2002.
- [27] H. G. Weller, G. Tabora, H. Jasak, and C. Fureby, “A tensorial approach to computational continuum mechanics using object–oriented techniques,” *Computers in Physics*, vol. 12, no. 6, pp. 620–631, 1998.

- [28] H. P. Langtangen, *Computational Partial Differential Equations: Numerical Methods and Diffpack Programming*. Springer, 2003.
- [29] A. Jakušev, “Diferencialinių lygčių ir jų sistemų skaitinio sprendimo algoritmų lygiagretinimo technologijos kūrimas, analizė ir taikymai,” 2007.
- [30] A. Jakušev, R. Čiegis, I. Laukaitytė, and V. Trofimov, “Parallelization of linear algebra algorithms using ParSol library of mathematical objects,” in *Parallel Scientific Computing and Optimization. Advances and Applications. Springer Optimization and Its Applications.*, vol. 27, pp. 25–36, 2009.
- [31] C. Guiffaut and K. Mahdjoubi, “A Parallel FDTD Algorithm Using the MPI Library,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 43, no. 2, pp. 94–103, 2001.
- [32] D. Yang, J. Xiong, C. Liao, and L. Jen, “A Parallel FDTD Algorithm Based on Domain Decomposition Method Using the MPI Library,” in *Proceedings of the Fourth International Conference on Parallel and Distributed Computing, Applications and Technologies*, pp. 730–733, 2003.
- [33] J. S. Araujo, R. O. Santos, C. L. S. S. Sobrinho, J. M. Rocha, L. A. Guedes, and R. Y. Kawasaki, “Analysis of Antennas by FDTD Method Using Parallel Processing with MPI,” in *Proceedings of the 2003 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, vol. 2, pp. 1049–1054, 2003.
- [34] D. Gorodetsky and P. Wilsey, “Innovative approaches to parallelizing finite-difference time-domain computations,” in *Proceedings of X<sup>th</sup> International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory*, pp. 43–47, 2005.
- [35] T. Nagaoka and S. Watanabe, “A GPU-Based Calculation Using the Three-Dimensional FDTD Method for Electromagnetic Field Analysis,” in *32<sup>nd</sup> Annual International Conference of the IEEE EMBS*, (Buenos Aires, Argentina), pp. 327–330, 2010.

- [36] D. Pissoor, W. Chen, H. Fahmy, and A. Badesha, “Using CUDA enabled FDTD simulations to solve multi-gigahertz EMI challenges,” in *2010 Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility (APEMC)*, (Pekinas, Kinija), pp. 912–915, 2010.
- [37] D. S. Ly-Gagnon, K. C. Balram, J. S. White, P. Wahl, M. L. Brongersma, and D. A. B. Miller, “Routing and photodetection in sub-wavelength plasmonic slot waveguides,” *Nanophotonics*, vol. 1, no. 1, pp. 9–16, 2012.
- [38] S. E. Krakiwsky, L. E. Turner, and M. M. Okoniewski, “Acceleration of finite-difference time-domain (FDTD) using graphics processor units (GPU),” in *2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 2, pp. 1033–1036, 2004.
- [39] M. J. Inman, A. Z. Elsherbeni, and C. E. Smith, “FDTD calculations using graphical processing units,” in *2005. IEEE/ACES International Conference on Wireless Communications and Applied Computational Electromagnetics*, vol. 2, pp. 728–731, 2005.
- [40] “AMD Graphics Development [Online].” <http://developer.amd.com/tools-and-sdks/graphics-development/>.
- [41] “CUDA Parallel Computing Platform [Online].” [http://www.nvidia.com/object/cuda\\_home\\_new.html](http://www.nvidia.com/object/cuda_home_new.html).
- [42] “GPU-Accelerated applications [Online].” <http://www.nvidia.com/docs/I0/123576/nv-applications-catalog-lowres.pdf>.
- [43] S. Adams, J. Payne, and R. Boppana, “Finite Difference Time Domain (FDTD) Simulations Using Graphics Processors,” in *Proceedings of the High Performance Computing Modernization Program Users Group Conference*, (Pitsburgas, JAV), pp. 334–338, 2007.
- [44] D. Liuge, L. Kang, and K. Fanmin, “Parallel 3D Finite Difference Time Domain Simulations on Graphics Processors with Cuda,” in *Proceedings of the International Conference on Computational Intelligence and Software Engineering*, (Uhanas, Kinija), pp. 1–4, 2009.

- [45] P. Sypek, A. Dziekonski, and M. Mrozowski, “How to Render FDTD Computations More Effective Using a Graphics Accelerator,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 3, pp. 1324–1327, 2009.
- [46] D. D. Donno, A. Esposito, L. Tarricone, and L. Catarinucci, “Introduction to GPU Computing and CUDA Programming: A Case Study on FDTD,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 52, no. 3, pp. 116–122, 2010.
- [47] P. Micikevicius, “3D finite difference computation on GPUs using CUDA,” in *Proceedings of 2<sup>nd</sup> Workshop on General Purpose Processing on Graphics Processing Units*, (Niuorkas, JAV), pp. 79–84, 2009.
- [48] “Fundamentals of RF and Microwave Power Measurements. Application Note 64-1B [Online].” [http://my.ece.ucsb.edu/York/Yorklab/Useful%20Stuff/Tutorials/RFPower\\_Meas%20AN64-1B.pdf](http://my.ece.ucsb.edu/York/Yorklab/Useful%20Stuff/Tutorials/RFPower_Meas%20AN64-1B.pdf).
- [49] M. Dagys, . Kancleris, R. Simniškis, E. Schamiloglu, and F. J. Agee, “The Resistive Sensor: A Device for High-Power Microwave Pulsed Measurements,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 43, no. 5, pp. 64–79, 2001.
- [50] S. Ašmontas, *Electrogradient phenomena in semiconductors*. Vilnius: Mokslas, 1984.
- [51] E. S. Ryder and W. Shockley, “Mobilities of Electrons in high electric fields,” *Physical Review*, vol. 81, pp. 139–140, 1951.
- [52] E. M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*. New York and London: Academic Press, 1967.
- [53] V. Dienys, A. Pauža, J. Požela, and S. Skučas, *Semiconductor Sensors. Chapter I (rusų k.)*. Vilnius: Mokslas, 1980.
- [54] M. Dagys, . Kancleris, V. Orševskis, and R. Simniškis, “Resistive sensor for high power short pulse microwave measurement in waveguides,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 16, pp. 1355–1357, 1995.

- [55] Ž. Kancleris, M. Dagys, and R. Simniškis, “Resistive sensor for high-power microwave pulse measurement,” *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 44, no. 5, pp. 337–344, 2004.
- [56] Ž. Kancleris, R. Simniškis, M. Dagys, and V. Tamošiūnas, “High power millimetre wave pulse sensor for W-band,” *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 1, no. 3, pp. 757–762, 2007.
- [57] Ž. Kancleris, R. Simniškis, M. Dagys, and V. Tamošiūnas, “X-band resistive sensor for high-power microwave pulse measurement with flat frequency response,” *Electronics Letters*, vol. 44, no. 19, pp. 1143–1144, 2008.
- [58] Ž. Kancleris, G. Šlekas, V. Tamošiūnas, and M. Tamošiūnienė, “Modelling of resistive sensor for high-power microwave pulse measurement of  $TE_{01}$  wave in circular waveguide,” *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 4, no. 6, pp. 771–777, 2010.
- [59] Ž. Kancleris, G. Šlekas, V. Tamošiūnas, and M. Tamošiūnienė, “Polarisation insensitive in-situ resistive sensor for high-power microwave pulse measurement in  $TE_{11}$  mode circular waveguide,” *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 6, no. 1, pp. 67–71, 2012.
- [60] Ž. Kancleris, P. Ragulis, R. Simniškis, and M. Dagys, “Wide band waveguide sensor for microwave pulse measurement,” *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 53, no. 2, pp. 99–103, 2013.
- [61] A. Sužiedėlis, J. Gradauskas, S. Ašmontas, G. Valušis, and H. G. Roskos, “Giga- and terahertz frequency band detector based on an asymmetrically necked  $n-n^+$ -GaAs planar structure,” *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 5, pp. 3034–3038, 2003.
- [62] S. Ašmontas and A. Sužiedėlis, “New microwave detector,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 15, no. 3, pp. 525–538, 1994.
- [63] S. Ašmontas, J. Požėla, and K. Repšas, “Elektrovaros jėgos ir elektrinio laidumo asimetrijos atsiradimas vienalyčiame izotropiškame puslaidininkyje,” 1977. Diplomas No. 185.

- [64] S. Ašmontas, J. Gradauskas, A. Sužiedėlis, and G. Valušis, “Submicron semiconductor structure for microwave detection,” *Microelectronic Engineering*, vol. 53, no. 1, pp. 553–556, 2000.
- [65] D. Seliuta, E. Širmulis, V. Tamošiūnas, S. Balakauskas, S. Ašmontas, *et al.*, “Detection of terahertz/sub-terahertz radiation by asymmetrically-shaped 2DEG layers,” *Electronics Letters*, vol. 40, no. 10, pp. 631–632, 2004.
- [66] A. Kozič, A. Sužiedėlis, V. Petkun, A. Čerškus, H. Shtrikmann, *et al.*, “Properties of constricted 2DEG/metal structures in microwave electric fields,” *Optica Applicata*, vol. XXXV, no. 3, pp. 465–470, 2005.
- [67] S. Ašmontas, J. Gradauskas, A. Kozič, H. Shtrikmann, and A. Sužiedėlis, “Submicrometric Heavily Doped  $n$ -GaAs Structures for Microwave Detection,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 107, no. 1, pp. 147–150, 2005.
- [68] D. Seliuta, I. Kašalynas, V. Tamošiūnas, S. Balakauskas, Z. Martūnas, S. Ašmontas, G. Valušis, and A. Lisauskas, “Silicon lens-coupled bow-tie InGaAs-based broadband terahertz sensor operating at room temperature,” *Electronics Letters*, vol. 42, no. 14, pp. 825–827, 2006.
- [69] A. Sužiedėlis, S. Ašmontas, J. Požėla, J. Kundrotas, E. Širmulis, J. Gradauskas, A. Kozič, V. Kazlauskaitė, and T. Anbindeis, “Mesoscopic structures for microwave-THz detection,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 113, no. 3, pp. 803–809, 2008.
- [70] J. Gradauskas, A. Sužiedėlis, S. Ašmontas, E. Širmulis, V. Kazlauskaitė, A. Lucun, and M. Vingelis, “Sensitive planar semiconductor detector from microwave to IR applications,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, no. 3, pp. 662–667, 2010.
- [71] K. Ashida, J. S. M. Inoue, and Y. Inuishi, “Energy Relaxation Effect of Hot Electrons in GaAs,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 37, pp. 408–414, 1974.
- [72] S. Ašmontas, J. Gradauskas, J. Kundrotas, A. Sužiedėlis, A. Šilėnas, and G. Valušis, “Influence of Composition in GaAs/AlGaAs

- Heterojunctions on Microwave Detection,” *Materials Science Forum*, vol. 297–298, pp. 319–322, 1998.
- [73] Z. Zhang, R. Rajavel, P. Deelman, and P. Fay, “Sub-micron area heterojunction backward diode millimeter-wave detectors with 0.18 pW/Hz<sup>1/2</sup> noise equivalent power,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 21, no. 5, pp. 267–269, 2011.
- [74] P. M. Mooney, “Deep donor levels (*D X* centers) in III-V semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 3, p. R1, 1990.
- [75] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, and K. W. Baldwin, “Electron mobilities exceeding 10<sup>7</sup> cm<sup>2</sup>/Vs in modulation-doped GaAs,” *Applied Physics Letters*, vol. 55, no. 18, pp. 1888–1890, 1989.
- [76] S. I. Baskakov, *Basics of electrodynamics (rusy k.)*. Maskva: Sov. Radio, 1973.
- [77] R. M. Walser, “Electromagnetic metamaterials,” in *Proc. SPIE 4467, Complex Mediums II: Beyond Linear Isotropic Dielectrics*, vol. 4467, pp. 1–15, 2001.
- [78] W. E. Kock, “Metal-lens antennas,” in *Proceedings of the IRE*, vol. 34, pp. 828–836, 1946.
- [79] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications: The Engineering Approach*. New Jersey: John Wiley & Sons, 2008.
- [80] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Low frequency plasmons in thin-wire structures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 10, no. 22, p. 4785, 1998.
- [81] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [82] M. C. K. Wiltshire, J. B. Pendry, I. R. Young, D. J. Larkman, D. J. Gilderdale, and J. V. Hajnal, “Microstructured Magnetic Materials for

- RF Flux Guides in Magnetic Resonance Imaging,” *Science*, vol. 291, no. 5505, pp. 849–851, 2001.
- [83] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity,” *Physical Review Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, 2000.
- [84] D. Schurig, J. J. Mock, and D. R. Smith, “Electric-field-coupled resonators for negative permittivity metamaterials,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 4, p. 041109, 2006.
- [85] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov, and X. Zhang, “Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials,” *Science*, vol. 303, no. 5663, pp. 1494–1496, 2004.
- [86] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz,” *Science*, vol. 306, no. 5700, pp. 1351–1353, 2004.
- [87] U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, T. A. Klar, and V. M. Shalaev, “Negative index metamaterial combining magnetic resonators with metal films,” *Optics Express*, vol. 14, no. 17, pp. 7872–7877, 2006.
- [88] J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, J. B. Pendry, and C. M. Soukoulis, “Saturation of the Magnetic Response of Split-Ring Resonators at Optical Frequencies,” *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 22, p. 223902, 2005.
- [89] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, “Optical cloaking with metamaterials,” *Nature Photonics*, vol. 1, no. 4, pp. 224–227, 2007.
- [90] V. M. Shalaev, “Optical negative-index metamaterials,” *Nature Photonics*, vol. 1, no. 1, pp. 41–48, 2007.
- [91] V. G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ,” *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, p. 509, 1968.



- [92] K. L. Gordon, J. H. Kang, C. Park, P. T. Lillehei, and J. S. Harrison, “A novel negative dielectric constant material based on phosphoric acid doped poly(benzimidazole),” *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 125, no. 4, pp. 2977–2985, 2012.
- [93] R. Marqués, F. Medina, and R. Rafi-El-Idrissi, “Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials,” *Physical Review B*, vol. 65, no. 14, p. 144440, 2002.
- [94] S. O’Brien and J. B. Pendry, “Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, no. 25, pp. 6383–6394, 2002.
- [95] C. R. Simovski and S. He, “Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting  $\Omega$  particles,” *Physics Letters A*, vol. 311, no. 2–3, pp. 254–263, 2003.
- [96] W. J. Padilla, A. J. Taylor, C. Highstrete, M. Lee, and R. D. Averitt, “Dynamical Electric and Magnetic Metamaterial Response at Terahertz Frequencies,” *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 10, p. 107401, 2006.
- [97] J. F. O’Hara, E. Smirnova, H.-T. Chen, A. J. Taylor, R. D. Averitt, C. Highstrete, M. Lee, and W. J. Padilla, “Properties of Planar Electric Metamaterials for Novel Terahertz Applications,” *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 2, no. 1, pp. 90–95, 2007.
- [98] O. Reynet and O. Acher, “Voltage controlled metamaterial,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 7, pp. 1198–1200, 2004.
- [99] T. H. Hand and S. A. Cummer, “Frequency tunable electromagnetic metamaterial using ferroelectric loaded split rings,” *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 6, p. 066105, 2008.
- [100] M. Gil, C. Damm, A. Giere, M. Sazegar, J. Bonache, R. Jakoby, and F. Martin, “Electrically tunable split-ring resonators at microwave frequencies based on barium–strontium–titanate thick films,” *Electronics Letters*, vol. 45, no. 8, pp. 417–418, 2009.

- [101] Z. Sheng and V. V. Varadan, “Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 1, p. 014909, 2007.
- [102] Q. Zhao, L. Kang, B. Du, B. Li, J. Zhou, H. Tang, X. Liang, and B. Zhang, “Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 1, p. 011112, 2007.
- [103] L. Kang, Q. Zhao, H. Zhao, and J. Zhou, “Magnetically tunable negative permeability metamaterial composed by split ring resonators and ferrite rods,” *Optics Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8825–8834, 2008.
- [104] D.-Y. Zou, A.-M. Jiang, and R.-X. Wu, “Ferromagnetic metamaterial with tunable negative index of refraction,” *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 1, p. 013507, 2010.
- [105] H.-T. Chen, J. F. O’Hara, A. K. Azad, D. B. S. A. J. Taylor, R. D. Averitt, and W. J. Padilla, “Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials,” *Nature Photonics*, vol. 2, no. 5, pp. 295–298, 2008.
- [106] M. Lapine, D. Powell, M. Gorkunov, I. Shadrivov, R. Marqués, and Y. Kivshar, “Structural tunability in metamaterials,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 8, p. 084105, 2009.
- [107] D. A. Powell, M. Lapine, M. V. Gorkunov, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, “Metamaterial tuning by manipulation of near-field interaction,” *Physical Review Letters*, vol. 82, no. 15, p. 155128, 2010.
- [108] E. Ekmekci, A. C. Strikwerda, K. Fan, G. Keiser, X. Zhang, G. Turhan-Sayan, and R. D. Averitt, “Frequency tunable terahertz metamaterials using broadside coupled split-ring resonators,” *Physical Review B*, vol. 83, no. 19, p. 193103, 2011.
- [109] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, “Active terahertz metamaterial devices,” *Nature*, vol. 444, pp. 597–600, 2006.

- [110] H.-T. Chen, S. Palit, T. Tyler, C. M. Bingham, J. M. O. Zide, J. F. O'Hara, D. R. Smith, A. C. Gossard, R. D. Averitt, W. J. Padilla, N. M. Jokerst, and A. J. Taylor, "Hybrid metamaterials enable fast electrical modulation of freely propagating terahertz waves," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 09, p. 091117, 2008.
- [111] D. Shrekenhamer, S. Rout, A. C. Strikwerda, C. Bingham, R. D. Averitt, S. Sonkusale, and W. J. Padilla, "High speed terahertz modulation from metamaterials with embedded high electron mobility transistors," *Optics Express*, vol. 19, no. 10, pp. 9968–9975, 2011.
- [112] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, S. R. Bank, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, "Ultrafast optical switching of terahertz metamaterials fabricated on ErAs/GaAs nanoisland superlattices," *Optics Letters*, vol. 32, no. 12, pp. 1620–1622, 2007.
- [113] W. Withayachumnankul, C. Fumeaux, and D. Abbott, "Planar Array of Electric-LC Resonators With Broadband Tunability," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 10, pp. 577–580, 2011.
- [114] T. J. Tolmunen and M. A. Frerking, "Theoretical efficiency of multiplier devices," in *Second International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 197–211, Feb. 1991.
- [115] B. J. Rizzi, J. L. Hesler, H. Dossal, and T. W. Crowe, "Varactor diodes for millimeter and submillimeter wavelengths," in *Third International Symposium on Space Terahertz Technology*, pp. 73–92, 1992.
- [116] S. J. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas*. online, 2002.
- [117] A. L. Feldstein, L. R. Yavich, and V. P. Smirnov, *Waveguide Elements Handbook*. Moscow, Russia: Soviet Radio, 1967. (rusų k.).
- [118] "waveguide component specifications and design handbook. edition 7." <https://www.cobham.com/media/102945/cmt-waveguide-handbook-part-1.pdf>.
- [119] W. J. Padilla, "Group theoretical description of artificial electromagnetic metamaterials," *Optics Express*, vol. 15, no. 4, pp. 1639–1646, 2007.

- [120] Ž. Kancleris, G. Šlekas, and A. Matulis, “Modeling of two-dimensional electron gas sheet in FDTD method,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 2, pp. 994–996, 2013.
- [121] W. L. Bishop, K. McKinney, R. J. Mattauch, T. W. Crowe, and G. Green, “A novel whiskerless schottky diode for millimeter and sub-millimeter wave application,” in *Microwave Symposium Digest, 1987 IEEE MTT-S International*, vol. 2, pp. 607–610, 1987.