

**VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZIKOS FAKULTETAS  
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS KATEDRA**

Andrius Vaitkūnas

REZONANSINIŲ MODŲ VALDYMAS DVIMATĖJE ŽIEDELIO FORMOS REZONATORIŲ  
MATRICOJE MIKROBANGŲ BEI TERAHERCŲ DAŽNIŲ RUOŽE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Optoelektronikos medžiagų ir technologijų studijų programa

Studentas  
Darbo vadovas  
Recenzentas  
Katedros vedėjas

Andrius Vaitkūnas  
dr. Dalius Seliuta  
Prof. habil. dr. L. Subačius  
Prof. habil. dr. Gintautas Tamulaitis

Vilnius  
2017

## Turinys

Įvadas.....	3
1. Literatūros apžvalga .....	5
1.1. Metamedžiagos.....	5
1.1.1. Tūrinės (trimatės) metamedžiagos.....	6
1.1.1. Paviršinės (dvimatės) metamedžiagos .....	8
1.2. Rezonansinės modos paviršinėse metamedžiagose.....	10
1.2.1. Plazmoniniai rezonansai .....	10
1.2.2. Gardelės rezonansai (Wood'o anomalija).....	13
1.3. Metapaviršių taikymai terahercuose ir mikrobangose.....	16
1.3.1. Absorberiai.....	16
1.3.2. Filtrai.....	17
1.3.3. Modulatoriai .....	19
2. Bandiniai ir jų gamybos technologija .....	20
2.1. Elektriškai valdomas mikrobangų rezonatorius .....	20
2.2. Dvimetės žiedelio formos rezonatorių matricos.....	21
2.3. Bandinių ruošimo technologija.....	23
3. Matavimo ir skaitmeninio modeliavimo metodikos.....	24
3.1. Elektriškai valdomo mikrobangų rezonatoriaus tyrimas.....	24
3.2. Nuostoviosios veikos terahercinė spektroskopinė sistema.....	25
3.3. Skaitmeninis modeliavimas.....	27
4. Rezultatai.....	29
4.1. Elektriškai valdomo dažnio rezonatoriaus tyrimas mikrobangose .....	29
4.2. Aukštesnių eilių plazmoninių rezonansinių modų valdymas metapaviršiuose teraherciniuose dažniuose .....	35
Išvados.....	47
Literatūros šaltiniai.....	48

## Įvadas

Metamedžiagos – tai žmogaus sukurtos medžiagos, kurių savybės (įprastai, elektromagnetinės) nėra randamos natūraliai gamtoje [1]. Dažniausia tai yra mažų metalinių elementų matricos formuojamos ant dielektrinių plokštelių. Šių struktūrų matmenys yra mažesni už spinduliuotės bangos ilgį ir formuoja periodinius darinius. Pastaraisiais metais dėl vis labiau tobulėjančių mikro- ir nanotechnologijų, metamedžiagų tyrimai sparčiai išaugo ir leido metamedžiagoms nuo mikrobangų ruožo pasiekti optinių dažnių sritį. Pademonstruotos unikalios elektromagnetinės metamedžiagų savybės: neigiamas lūžio rodiklis, dideli teigiami lūžio rodikliai, visiška sugertis, sustiprintos netiesinės optikos savybės, chirališkumas ir kt., lėmė egzotinių prietaisų pademonstravimą: nematomi apsiaustai [2], tobuli absorberiai [3], ultra aukštos rezoliucijos vaizdinimo sistemos [4], kompaktinė poliarizaciją keičianti optika [5], elektrinio lauko sustiprinimo įrenginiai [6] ir kt. Kadangi Maksvelo lygtys galioja visam elektromagnetinių bangų spektrui, metamedžiagas galima pagaminti bet kuriam spinduliuotės ruožui. Tame tarpe ir terahercų dažnių ruožui.

Terahercų (THz) spinduliuotė yra išsidėsčiusi elektromagnetinės spinduliuotės spektro dalyje tarp mikrobangų ir infraraudonosios spinduliuotės. Dėl savo išskirtinių savybių (skvarbi, tačiau nejonizuojanti spinduliuotė, charakteringos daugelio medžiagų spektrų linijos ir kt.) ši spinduliuotė pritraukė dėmesį daugeliui taikymo sričių nuo spektroskopijos ir vaizdinimo sistemų iki informacijos perdavimo bei komunikacijos sistemų [7]. Norint realizuoti praktines THz sistemas, reikalinga didelė įvairovė prietaisų ir komponentų, kurie efektyviai kontroliuoja ir valdo terahercų bangas. Per pastaruosius du dešimtmečius tai lėmė gausią įvairių THz prietaisų ir komponentų demonstraciją: optiniai elementai, spinduliuotės filtrai, sugėrikliai, poliarizacijos keitikliai, modulatoriai ir kt. Pastarieji įdomūs savo galimybėmis aktyviai, realiu laiku manipuluoti THz spinduliuote. Tai pasiekama valdant spinduliuotės atsaką dėl keičiamų mechaninių, optinių, elektrinių ar terminų aplinkos veiksnių. Didžiausias iššūkis, vystant ir tobulinant THz technologijas, surasti tinkamas medžiagas, kurios pakankamai stipriai reaguotų į šią spinduliuotę. Dėl galimybės valdyti medžiagos elektromagnetines savybes, metamedžiagos patrauklios THz dažnių ruože veikiantiems prietaisų elementams.

Didelis dėmesys šiuo metu skiriamas ypač sparčiam duomenų perdavimui teraherciniame dažnių ruože. Šiam uždaviniui įgyvendinti reikalingi efektyvūs terahercų emiteriai, jutikliai, pasyvūs optiniai elementai, o svarbiausia - spartūs ir efektyvūs amplitudės modulatoriai. Pastariesiems dažnai yra taikomos įvairios metamedžiagų savybės ir jų gamybos technologijos [8]. Norint pasiekti stipresnį šių

medžiagų atsaką į elektromagnetinę spinduliuotę, periodinio darinio elementai, dažniausia, yra tankiai supakuoti. Tai lemia, kad rezonatorių matricos savybės stipriai priklauso nuo gretimų elementų tarpusavio sąveikos artimuoju lauku [9]. Dažniausia, metamedžiagų tyrimuose vienetinis gardelės elementas yra pasirenkamas perkirsto žiedelio rezonatorius (angl. split ring resonator), o tyrimai koncentruojasi ties pagrindinės (dar vadinama LC rezonansu) rezonansinės modos sritimi. Tačiau, praktiniu požiūriu svarbūs yra ir aukštesnių eilių rezonansai. Kas leidžia turint santykinai didelių matmenų elementus, valdyti aukštesnio dažnio sritis. Keičiant gardelės elementų išsidėstymą, dizainą, atstumus tarp jų, galime pasiekti rezonansų padėčių judėjimą dažnių juostoje [8]. Be to, be plazmonių rezonansų periodinėje elementų matricoje yra stebima ir gardelės moda [9] – spinduliuotės difrakcija išilgai darinio paviršiaus. Šios, paviršiaus plokštuma skindančios, bangos yra stebimos, kai metapaviršiaus periodiškumas sutampa su spinduliuotės bangos ilgiu. Tyrimuose [9-10] buvo pademonstruota, kad šių skirtingų prigimčių (plazmoninės ir gardelės) rezonansinės modos stipriai sąveikauja tarpusavyje.

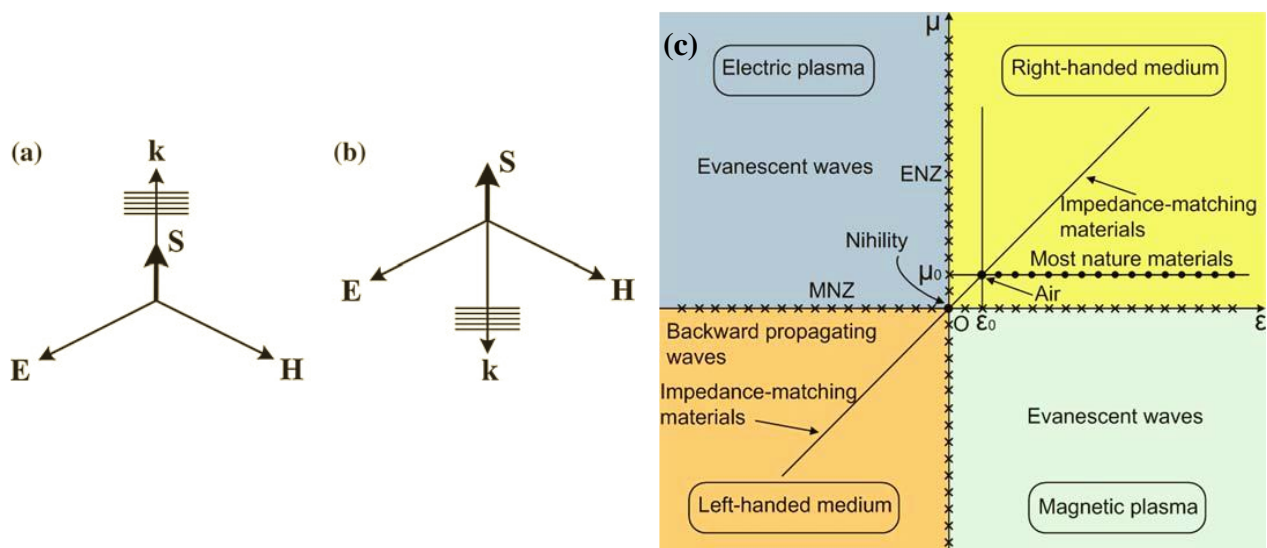
Šiame darbe buvo pastebėta, kad tankiai išdėstytų perkirstų žiedelių matricoje aukštesnių eilių (ypač penktos) rezonansai yra ryškūs, be to, jie gali būti efektyviai valdomi tiek keičiant žiedelio geometriją (tarpelio plotį), tiek atstumą tarp žiedelių. Šis reiškinys yra įdomus praktiniu požiūriu, kuriant derinamo dažnio filtrus bei siaurajuostės spinduliuotės modulatorius THz ruože, kuriame iki šiol jaučiamas sparčių ir efektyvių moduliatorių trūkumas. Aukštesnių eilių rezonansų panaudojimas leidžia moduluoti aukšto dažnio elektromagnetines bangas naudojant santykinai didelių matmenų rezonatorius, o tai savo ruožtu leidžia naudoti paprastesnę ir pigesnę gamybos technologiją. Siekiant sukurti tokio tipo moduliatorių, buvo iškelti du tikslai:

1. pademonstruoti derinamo dažnio filtro taikymą siaurajuostės spinduliuotės moduliacijai (tarpelio talpos valdymas buvo atliekamas naudojant varaktoriais apkrautus žiedelius; žiedelių matmenys buvo parinkti pagal esamų komercinių aukštadažnių varaktorių parametrus);
2. išsiaiškinti aukštesnių plazmoninių rezonansinių modų ypatumus, fizikinį mechanizmą bei valdymo galimybes (tarpelio talpos valdymas buvo imituojamas naudojant 4 skirtingos geometrijos struktūras; žiedelių matmenys buvo parinkti taip, kad, iš vienos pusės, aukštesnių eilių rezonansai patektų į THz dažnių diapazoną, o iš kitos pusės, - kad žiedelių gamybai būtų galima naudoti plonus aukštadažnius PTFE/Cu laminatus).

## 1. Literatūros apžvalga

### 1.1. Metamedžiagos

Jau 1960-siais metais mokslininkas Victor Veselago susirūpino, ar Maksvelo lygtys leidžia turėti medžiagas turinčias neigiamą tiek dielektrinę konstantą, tiek magnetinę skvarbą [10]. Jo išvada buvo teigiama ir jis nuspėjo įvairovę neįprastų, natūraliai gamtoje nesutinkamų, elektromagnetinių reiškinių susijusių su šia hipotetine medžiaga. Pastarųjų charakteringa savybė – plokščios bangos, sklindančios šiose medžiagose, fazinio ir grupinio greičių vektoriai yra ne lygiagretūs, o gali būti skirtingų kryptų. Fazinis greitis charakterizuoja elektromagnetinės bangos fronto judėjimą, o grupinis greitis – energijos tekėjimą. Kitaip tariant, šiose medžiagose yra galimos atbulinės bangos (angl. backward propagating waves). Be to, elektrinio, magnetinio laukų ir sklidimo kryptis sektų kairiosios rankos taisyklę, iš ko buvo kilęs šių hipotetinių medžiagų pavadinimas (angl. Left Handed Media) (Žr. 1a pav.). Victor Veselago teoriškai apibūdino atbula kryptimi sklindančias bangas ir apibūdino jas, kaip turinčias neigiamą lūžio rodiklį. Aprašė ir keletą neįprastų optinių elementų dizainų (pvz.: lęšių), kurių veikimas paremtas šiuo neigiamu lūžio rodikliu.



1 pav. Elektrinio ( $E$ ), magnetinio ( $H$ ) laukų, bangos vektoriaus ( $k$ ) bei Pointingo vektoriaus ( $S$ ) orientacijos (a) dešniosios rankos bei (b) kairiosios rankos medžiagoms. Medžiagų klasifikacija  $\mu$  ir  $\epsilon$  koordinačių ašyje (c).

Dielektrinės konstantos  $\epsilon$  ir magnetinės skvarbos  $\mu$  erdvėje galima išskirti keturias medžiagų klasifikavimo grupes (Žr. 1c pav. ). Kaip jau minėta anksčiau,  $\epsilon$  ir  $\mu$  vertės gali būti tiek neigiamos tiek

teigiamos. Akivaizdu, kad sklindančios bangos medžiagoje elgesys priklausys nuo to, kokio ženklo bus kiekviena iš minėtų konstantų. Kai  $\mu > 0$  ir  $\epsilon > 0$ , atitinkamai turime teigiamą lūžio rodiklį. Elektromagnetinei bangai šios dielektrinės medžiagos yra skaidrios. Taip pat, šioje srityje yra išsidėsčiusios natūraliai gamtoje sutinkamos medžiagos. Kai  $\mu < 0$  ir  $\epsilon > 0$  arba  $\mu > 0$  ir  $\epsilon < 0$ , turime medžiagas, kurios nėra skaidrios elektromagnetinei spinduliuotei. T. y. bangos yra gęstančios. Tokių medžiagų pavyzdys yra elektrinė arba magnetinė plazma. Medžiagos, kurių  $\mu < 0$  ir  $\epsilon < 0$ , yra skaidrios elektromagnetines spinduliuotei, tačiau lūžio rodiklis yra neigiamas. Šią sritį užima metamedžiagos.

Tik praėjus keliems dešimtmečiams nuo teorinių Victor Veselago neigiamo lūžio rodiklio medžiagų aprašymo, mokslininkai suprato kaip sukurti šias neigiamo lūžio rodiklio medžiagas. Viena iš pirmųjų demonstracijų buvo periodiškai išdėliotų trimatėje erdvėje rezonatorių ir juostelių masyvas, kuris patvirtino apie neigiamos elektrinės ir magnetinės konstantų derinį [11]. Kaip žinia, natūraliai gamtoje sutinkamų medžiagų (bet ne visose) magnetinė skvarba yra lygi 1, todėl sąveika vyksta tik su elektriniu lauku. Tuo tarpu, magnetinė komponentė lieka nepanaudojama. Metamedžiagose, kuriose galima valdyti tiek elektrines, tiek magnetines savybes, abi šviesos komponentės sąveikauja su „meta-atomais“. Taigi, atsirado didelė erdvė kurti medžiagas, kurių elektromagnetinės savybės buvo neaptinkamos natūraliai gamtoje sutinkamų medžiagų.

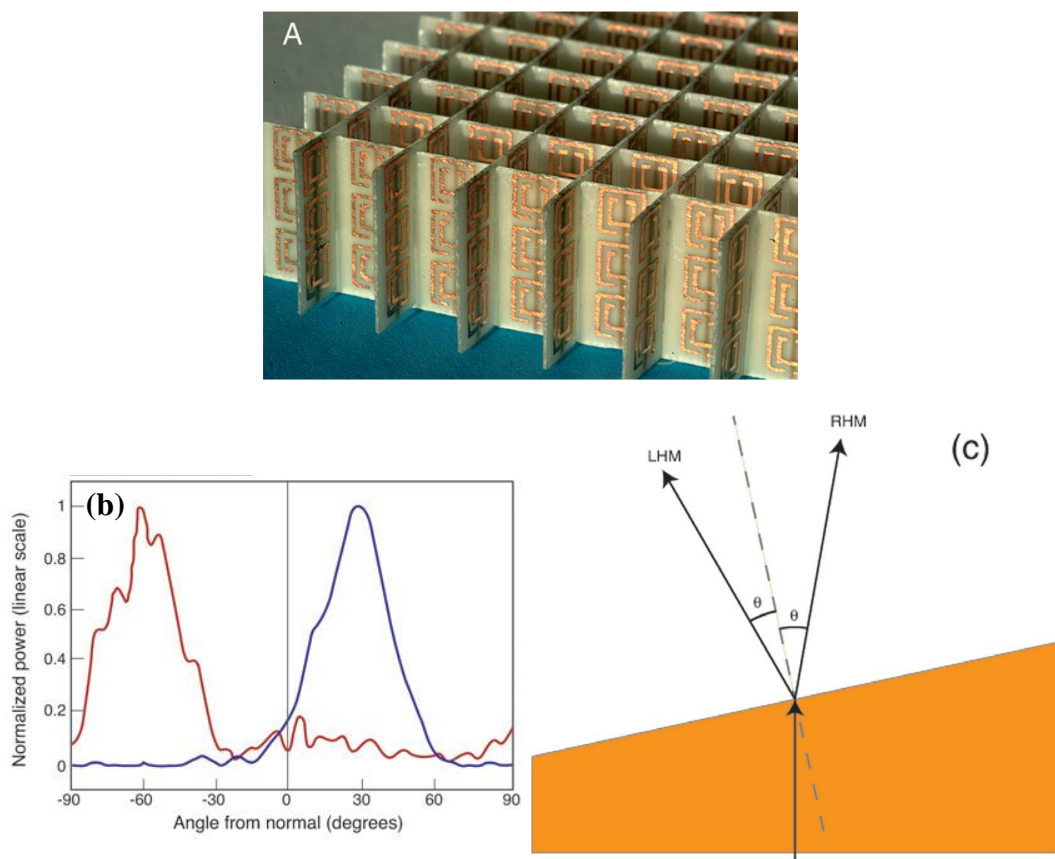
Apibendrinus, metamedžiagos - tai tankiai supakuotos, mažų matmenų (mažesnių už spinduliuotės bangos ilgį), metalo-dielektriško žmonių suprojektuotos struktūros, turinčios natūraliai gamtoje neegzistuojančias savybes. Šios ganėtinai paprastos idėjos dėka buvo pademonstruota įvairovė metamedžiagų taikymų ir jų gamybos dizainų. Pavyzdžiui, 2D [12], 3D [13], pasyvios [3], aktyvios [8] ir pan. Detaliau 1.1.1. ir 1.1.2. poskyriuose bus aptartos tūrinės metamedžiagos bei metapaviršiai.

### **1.1.1. Tūrinės (trimatės) metamedžiagos**

Nuo pat metamedžiagų tyrinėjimų pradžios mokslininkams netrūko naujų idėjų ir norų įgyvendinti dar nematytas savybes turinčias medžiagas. Tačiau, nuo mokslinės idėjos iki realaus atradimo taikymo, buvo susiduriama su keliais iššūkiais. Visų pirma, atrasti nebrangią ir efektyvią metamedžiagų pagaminimo technologiją norimo dizaino struktūroms pagaminti. Be to, dažnai metamedžiagos vieno funkcinio sluoksnio neužtenka kokybiškai pademonstruoti naujus dėsnius trimatėje erdvėje ir pritaikyti juos praktikoje. Todėl, metamedžiagos turi turėti kelis arba daugybę

aktyvių sluoksnių ir formuoti tūrinės metamedžiagas. Galiausiai, sugerties nuostoliai turi būti kiek įmanoma labiau sumažinti [13].

Pirmosios tūrinės metamedžiagos buvo eksperimentiškai pademonstruotos apie 2000-tuosius metus, kai Shelby et al. [14] pasiremdamas Snelijaus dėsnio eksperimentine schema (prizmės formos metamedžiagos darinys) patvirtino neigiamo lūžio rodiklio egzistavimą (Žr. 2b ir 2c pav.). Mikrobangų spinduliuotė perėjusi per prizmę nukrypsta į priešingą paviršiaus normaliai kryptį, nei tikėtasi (2c pav. pažymėta *LHM*). Tokios pat konfigūracijos eksperimentas buvo pakartotas ir prizmei, kuri pagaminta iš teflono (medžiaga iš kurios formuota metamedžiaga). Pastebėta, kad spindulys nuo prizmės, su teigiamu lūžio rodikliu, nukrypsta į kitą paviršiaus normalės atžvilgiu pusę (2c pav. pažymėta *RHM*).



2 pav. Neigiamo lūžio rodiklio metamedžiaga, suformuota iš metalinių žiedelio formos rezonatorių bei juostelių (a). Spinduliuotės galios priklausomybės nuo skanavimo kampo neigiamo (raudona kreivė) bei teigiamo (mėlyna kreivė) lūžio rodiklio medžiagoms (b). Scheminis eksperimento vaizdas (c).

Ši metamedžiaga buvo pagaminta iš žiedelio formos rezonatorių, kurie formuojami vienoje dielektrinės plokštelės pusėje, ir juostelių, kurios formuojamos kitoje (Žr. 2a pav.). Kaip jau minėta anksčiau, norint pasiekti neigiamą lūžio rodiklį, reikia turėti tiek neigiamą dielektrinę medžiagos konstantą, tiek magnetinę skvarbą. Metaliniai rezonatoriai užtikrina, kad ties tam tikro dažnio sritimi būtų pasiekta neigiama magnetinė skvarba, o metalinės juostelės sukuria neigiamą dielektrinę konstantą ties ta pačia dažnio sritimi. Nepaisant to, kad aptartoji struktūra yra sudaryta iš atskirų su spinduliuote sąveikaujančių elementų, ji elgiasi kaip homogeniška medžiaga ties tam tikru dažniu. Ši dažnio sritis gali būti valdoma keičiant meta-atomų sudarančių elementų dydžius bei geometrinę formą.

### 1.1.1. Paviršinės (dvimatės) metamedžiagos

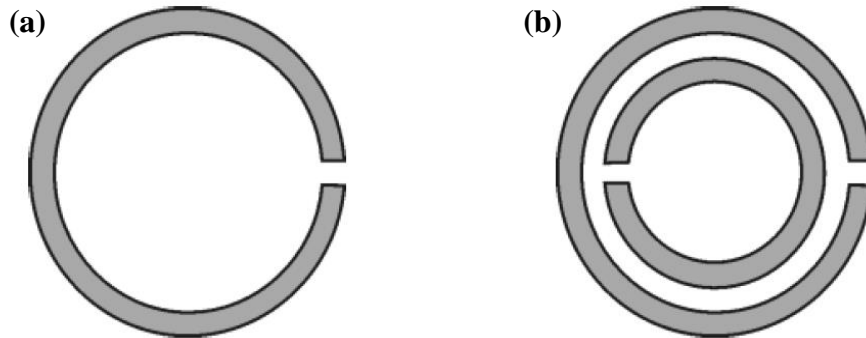
Didžiausias metapaviršių privalumas, lyginant su tūrinėmis metamedžiagomis, yra paprasta, gerai įsisavinta, gamybos technologija leidžianti lengvai integruoti struktūras ant plokščių platformų. Be to, dvimatis darinys atveria galimybes įgyvendinti kompaktiškesnius technologinius sprendimus. Metapaviršiai paprastai apšviečiami statmenai. Tokiu atveju žiedelio  $LC$  rezonansą sužadina jau ne magnetinis bet elektrinis laukas dėl žiedelio asimetrijos, ir  $\mu$  jau nebus neigiamas. Kiti 2D metamedžiagų privalumai – galimybė valdyti bangos frontą, spinduliuotės filtravimas bei amplitudės moduliavimas.

Tolesnė šio skyrelio medžiaga galioja ir tūrinėms metamedžiagoms. Pastaruoju metu, didžioji dalis tyrinėjamų dvimačių metamedžiagų yra sukurta naudojant elektromagnetinius rezonatorius [15], kurių matmenys yra gerokai mažesni už rezonansinio dažnio bangos ilgį. Vienas iš didelės įvairovės šių metapaviršių dizainų yra, taip vadinamas, žiedelio rezonatorius su tarpeliu (angl. Split Ring Resonator).

Žiedelio rezonatorius susideda iš metalinio apskrito kontūro, kuris yra nutrauktas plonu tarpeliu arba susideda iš dviejų tokių koncentrinų žiedelių su tarpeliais skirtingose pusėse [16] (Žr. 3 pav.). Paprastai metalai, iš kurių gaminami rezonatoriai (pvz.: auksas, varis), turi neigiamą dielektrinę skvarbą, kai spinduliuotės dažnis yra mažesnis už metalų plazminį dažnį ( $w < w_p$ ). Neigiama magnetinė skvarba gaunama dėl elektromagnetinių reiškinių vykstančių juose: osciliuojantis magnetinis laukas, kurio virpesių kryptis yra statmena žiedelio paviršiui, indukuoja elektros srovės metaliniame kontūre. Sukurtojo magnetinio lauko komponentės kryptis yra priešinga išorinio, žadinančios spinduliuotės, magnetiniam laukui. Lenco dėsnis teigia, kad indukuotosios srovės kontūre teka taip, kad pačių srovių kuriamas magnetinis laukas priešinasi išoriniam, dėl kurio atsiranda srovės, magnetiniam laukui (Žr. 4b pav.). T. y. indukcinės srovės magnetinio lauko jėgų linijos yra nukreiptos



priešinga išoriniam magnetiniam laukui kryptimi. Taigi, tokiu atveju gauname neigiamą magnetinės skvarbos vertę.

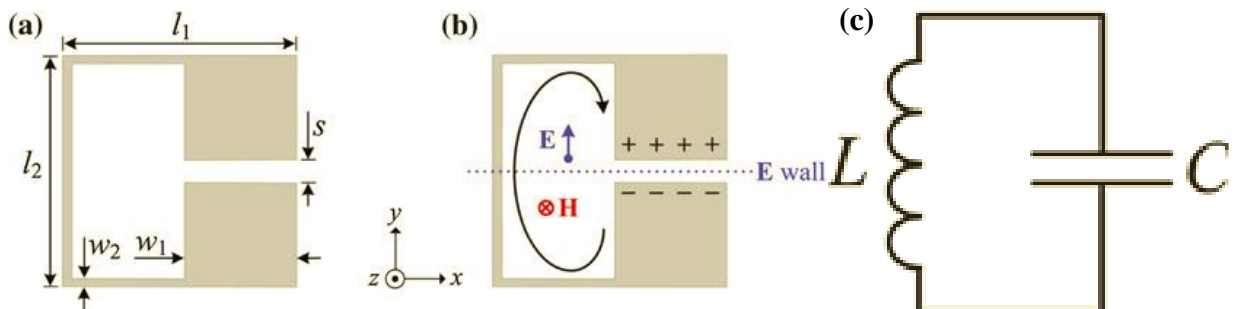


3 pav.  $\lambda/2$  žiedinio rezonatoriaus (a) ir koncentrinų žiedelių rezonatoriaus (b) dizainai [16].

Paprasčiausiu atveju žiedelių rezonatorių veikimą galima paaiškinti remiantis uždaro LC osciliatoriaus ekvivalente schema [16] (Žr. 4 pav.). Metalinis žiedelio kontūras turi magnetinį induktyvumą  $L$  (atitinka ritę), o tarpelis, perkertantis žiedelį, turi elektrinę talpą  $C$  (atitinka kondensatorių). Meta-dalelių rezonansinis dažnis nuo talpos ir induktyvumo priklauso, kaip:

$$f_{rez} \sim \sqrt{1/LC}.$$

Akivaizdu, kad induktyvumo ir talpos parametrus lemia medžiagų, iš kurių gaminamos rezonansinės struktūros, savybės bei jų dizainas. Panagrinėkime stačiakampį rezonatoriaus pavyzdį, kuris yra pateiktas 4a pav. Dalelės induktyvumas yra tiesiogiai susijęs su siauros kontūro juostelės storiu ( $w_2$ ), o jos talpa priklauso nuo tarpelio pločio ( $w_1$ ) bei atstumo ( $s$ ). Remiantis plokščiojo kondensatoriaus modeliu, kuo didesnę  $w_1$  ir kuo mažesnę  $s$  turime, tuo didesnę talpą gauname. Žiedinių rezonatorių dariniai gali būti formuojami įvairių formų ir varijuojant jų dizaino ypatumais galima keisti jų rezonansines savybes (pvz.: dažnį, sąveikos su išorine spinduliuote stiprumą).



4 pav. Scheminis žiedinio rezonatoriaus vaizdas (a). Pagrindinio (LC) rezonanso iliustracija: elektrinio ir magnetinių laukų orientacijos, krūvininkų ir srovių pasiskirstymas (b). Ekvivalentinė elektrinė rezonatoriaus schema (c).

## 1.2. Rezonansinės modos paviršinėse metamedžiagose

Meta-atomų (rezonatorių) atsakas į elektromagnetinę spinduliuotę dvimatėje matricoje priklauso ne tik nuo individualių atomų savybių, bet kartu ir nuo kolektyvinės jų sąveikos. Tiriant individualius rezonatorius, pralaidumo ir atspindžio spektruose yra stebimi plazmoniniai rezonansai, kurių padėtis bei intensyvumas priklauso nuo jų formos, dydžio ir medžiagų, iš kurių jie pagaminti, savybių. Tačiau, tankiai supakavus elementus į dvimatę matricą, pradedame matyti spinduliuotės sąveikos su metamedžiaga pokyčius, kurie niekaip negali būti priskirti pavieniams elementams. Iš principo, yra galimi du sąveikos mechanizmai: artimojo lauko ir tolimojo lauko sąveika tarp meta-atomų. Kai medžiagos gardelės periodas yra mažas (tankus dalelių supakavimas) vyksta sąveika tarp artimųjų elektrinių ir magnetinių laukų, kuriuos kuria atskiri rezonatoriai (pvz.: dipolio-dipolio sąveika). Tai dažniausia lemia sustiprėjusį medžiagos atsaką į spinduliuotę bei atsako spektrinį išplitimą [9]. Kita vertus, esant dideliame gardelės periodui, sąveika pasireiškia tolumu lauku. Pavyzdžiui, jei meta-atomų gardelės periodas ( $g$ ) yra spinduliuotės bangos ilgio ( $\lambda$ ) kartotinis (t. y.  $g = \lambda$ ), spinduliuotė gali difraguoti plokštumos kryptimi ir sukelti stiprų elementų atsaką. Detaliau apie plazmoninius ir gardelės rezonansus bus aptarta 1.2.1 ir 1.2.2 poskyriuose.

### 1.2.1. Plazmoniniai rezonansai

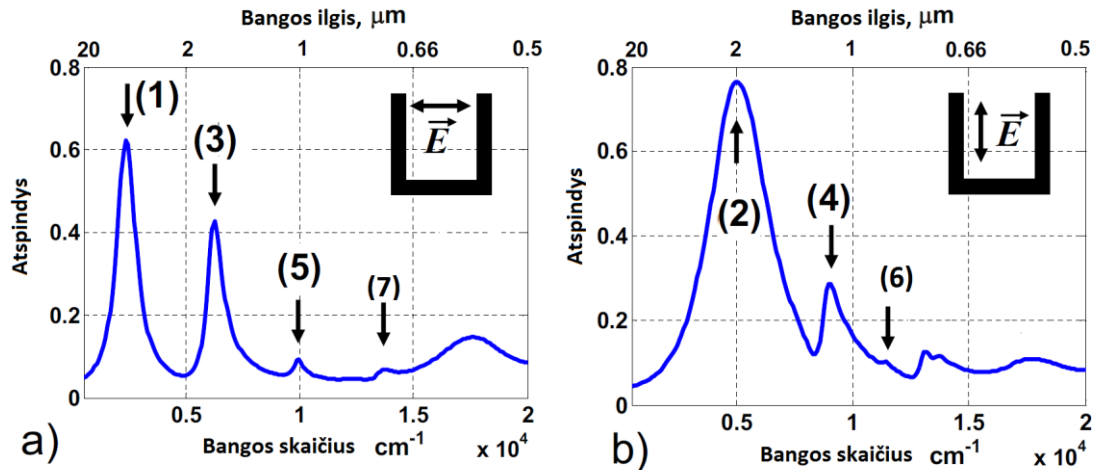
Kaip jau buvo minėta 1.1.1. skyriuje, elektromagnetinė spinduliuotė gali priversti elektrines sroves osciliuoti rezonatoriaus kontūru. Kad tai būtų įgyvendinama, reikia patenkinti dvi pagrindines sąlygas: spinduliuotės elektrinio lauko komponentė turi būti statmena rezonatoriaus tarpelio plokštumai ir rezonatoriaus kontūro visų kraštinių ilgių suma ( $L$ ) turi būti lygi žadinančios spinduliuotės pusės bangos ilgiui ( $\lambda/2$ ). Kitaip tariant, pagrindinis ( $LC$ ) rezonansas yra stebimas kai:

$$L = \frac{\lambda}{2n^*}, \quad (1.2.1.1)$$

kur  $n^*$  - efektinis lūžio rodiklis tarp oro ir dielektrinės plokštelės, ant kurios yra formuojamas rezonatorius. Be pagrindinio LC rezonanso, egzistuoja ir kiti rezonansai, esant aukštesniems žadinančios spinduliuotės dažniams. Šie rezonansai spektre išsidėsto pagal dėsnį lyg. 1.2.1.2 ir yra aukštesnių nelyginių eilių plazmoniniai rezonansai [17].

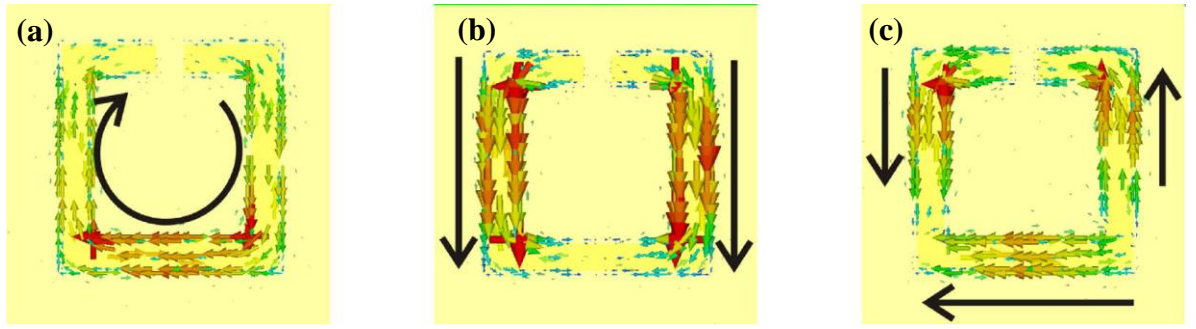
$$f = \frac{c}{2Ln^*} * m, \quad m = 1, 3, 5, \dots, \quad (1.2.1.2)$$

kur  $f$  yra krintančios spinduliuotės dažnis,  $c$  – šviesos greitis. Lyginės plazmoninės rezonansinės modos ( $m = 2, 4, 6, \dots$ ) gali būti sužadintos tik tuo atveju, kai spinduliuotės elektrinio lauko komponentė yra lygiagreti rezonatoriaus tarpelio plokštumai. Spektriniai nelyginių bei lyginių rezonansinių modų atsakai yra pateikti atitinkamai 5a pav. ir 5b pav.



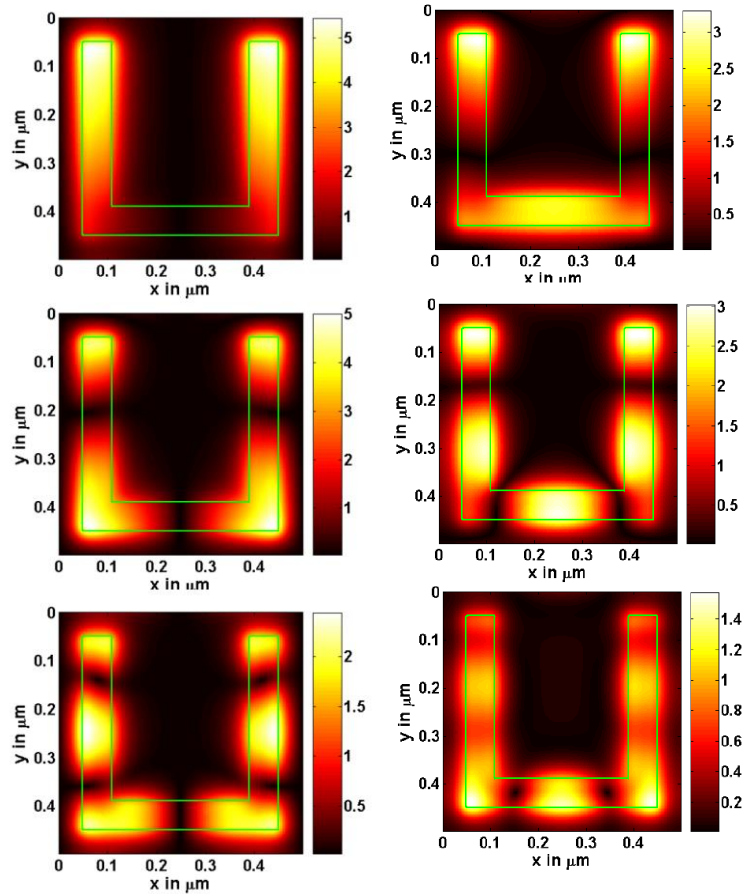
5 pav. U formos rezonatorių matricos atspindžio spektrai, adaptuota pagal šaltinį [18], kai krintančios spinduliuotės poliarizacija statmena rezonatoriaus tarpelio plokštumai (a) ir lygiagreti (b). Rezonatorių kraštinės ilgis – 400  $\mu\text{m}$ , periodiškumas – 500  $\mu\text{m}$ .

Kai krintančiosios spinduliuotės poliarizacija yra statmena rezonatoriaus tarpeliui, pirmoji ( $m = 1$ ) rezonansinė moda, yra, taip vadinamas, LC rezonansas. Indukuotoji srovė žiedelio kontūru osciliuoja ratu (Žr. 6a pav.) ir kuria elektrinį dipolį. Aukštesnė moda ( $m = 3$ ) yra stebima, kai cirkuliuojančios srovės kontūre (Žr. 6c pav.) kuria elektrinį kvadrupolį ir t.t. Kitu atveju, kai spinduliuotės poliarizacija yra lygiagreti žiedelio tarpeliui, žemiausiame dažnyje stebimas antrosios plazmoninės ( $m = 2$ ) modos rezonansas. Elektrinės srovės cirkuliuodamos kontūru (Žr. 6b pav.) kuria elektrinį tripolį. Elektrinių laukų pasiskirstymai pirmiesiems šešiams plazmoniniams rezonansams yra pateikti 7 pav., kurio kairėje pusėje pavaizduoti rezultatai gauti su statmena tarpelio plokštumai poliarizacija, dešinėje – lygiagrečia. Elektrinio lauko fazė kinta per  $\pi$ , pereinant nuo maksimalios vertės link minimalios, bei yra pastovi ties kiekvienu elektrinio lauko stiprio maksimumo tašku.



6 pav. Paviršinių srovių kryptys žiediniame rezonatoriuje su tarpeliu LC (a),  $m = 2$  (b) ir  $m = 3$  (c) plazmoninių rezonansų atveju [19].

Aukštesnių eilių plazmoniniai rezonansai yra silpnesni ir dažniausiai eksperimentų metu nėra stebimi. Pirmiausia, jie turi didesnę skaičių elektrinio lauko sustiprėjimo sričių ir reikalauja daugiau spinduliuotės galios, kad būtų efektyviai sužadinti. Be to, rezonatorių matricos gamybos netobulumai lemia rezonansų spektrinį išplitimą bei rezonansų stiprumo sumažėjimą.



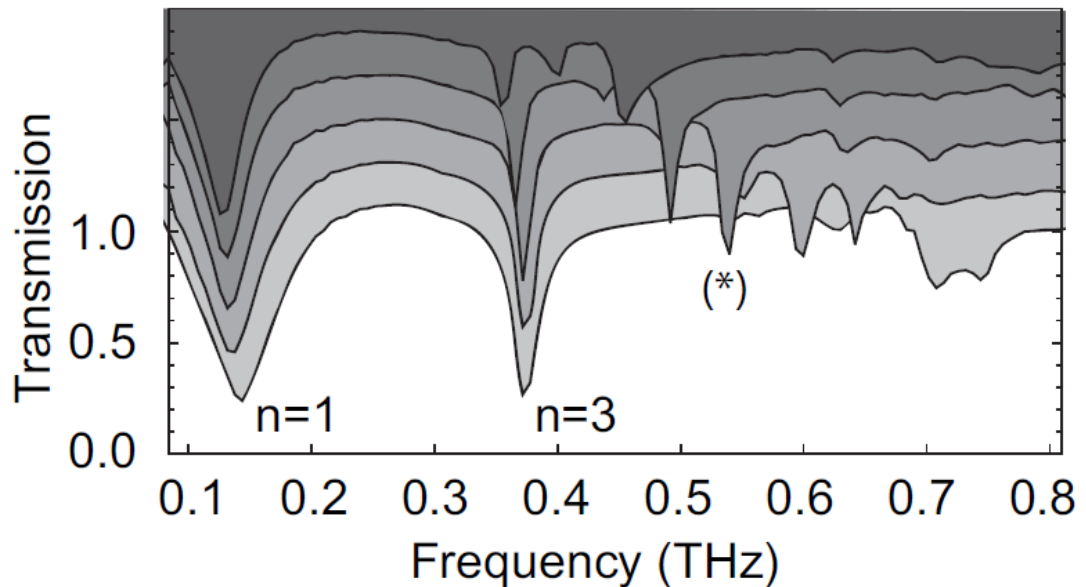
7 pav. Elektrinio lauko amplitudės pasiskirstymai ties plazmoninėmis rezonansinėmis modomis. Karėje pusėje pateiktos nelyginės modos, dešinėje – lyginės. Adaptuota pagal šaltinį [18].

### 1.2.2. Gardelės rezonansai (Wood'o anomalija)

Be plasmoninių rezonansų meta atomų, kurie paviršiuje formuoja periodinę struktūrą, yra stebimi ir gardelės rezonansai. Šių rezonansų prigimtis yra spinduliuotės, kuri buvo išsklaidyta periodinio darinio, konstruktyvi interferencija. Šis reiškinys yra stebimas kaip sumažėjimas pralaidumo spektre (Žr. 8 pav.) ir yra, dar kitaip vadinamas, Wood'o anomalija [20]. Keičiantis metapaviršiaus gardelės periodui, šio rezonanso padėtis stipriai slenkasi, lyginant su beveik stacionariomis plazmoninėmis modomis (grafike pažymėta  $n=1$  ir  $n=3$ ). Gardelės rezonanso padėtį stačiakampiame rezonatorių masyve galime aprašyti formule [21]:

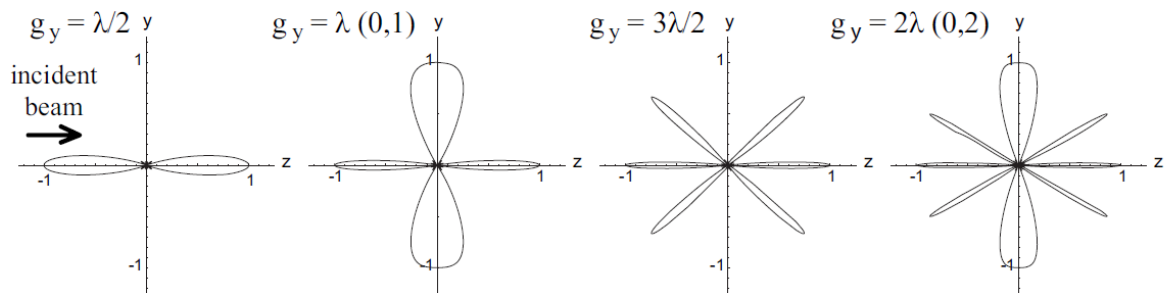
$$f^2 = i^2 \left( \frac{c}{n^* g_x} \right)^2 + j^2 \left( \frac{c}{n^* g_y} \right)^2, \quad (1.2.2.1)$$

kur  $i$  ir  $j$  yra sveikieji skaičiai, kurie apibūdina difrakcijos eilę,  $g_x$  ir  $g_y$  – metadalelių periodiškumas, atitinkamai  $x$  ir  $y$  ašyse.



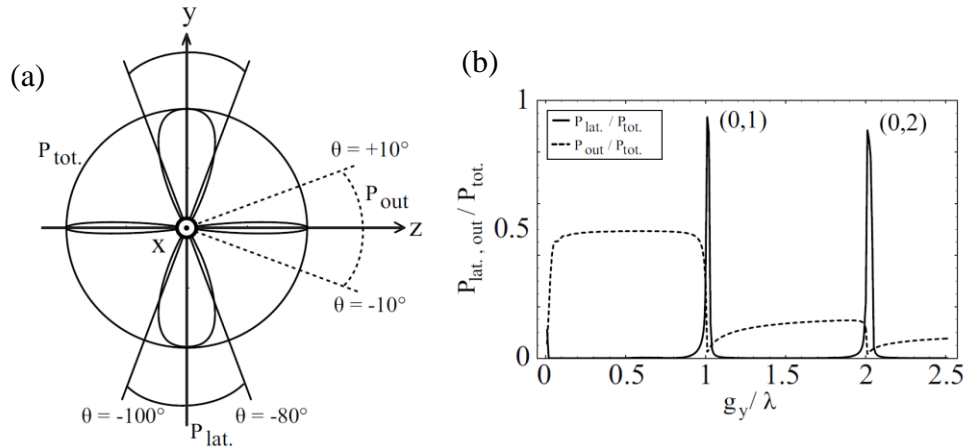
8 pav. Spinduliuotės pralaidumo pro metalinių U-formos rezonatorių matricas spektrai, gauti didinant atstumą tarp periodiškai išsidėsčiusių elementu nuo 380 iki 650  $\mu\text{m}$  (nuo apačios į viršų). Spektuose matomos  $n=1$  bei  $n=3$  plazmoninės bei gardelės (pažymėta žvaigždute) rezonansinės modos. Spektrai yra pastumti vertikalia kryptimi dėl aiškumo.

9 paveiksle yra pateikti kampiniai difragavusio tolimojo lauko intensyvumo pasiskirstymai, esant skirtingiems gardelės periodiškumams. Žadinančioji spinduliuotė sklinda  $z$  kryptimi. Tuo atveju, kai  $g_y = \lambda/2$  išskaidoma spinduliuotė konstruktyviai interferuoja tik išilgai spinduliuotės sklidimo krypties (nulinio laipsnio difrakcija). Kai  $g_y = \lambda$ , konstruktyvi lauko interferencija vyksta ir bandinio plokštumos kryptimi (pirmojo laipsnio difrakcija). Tai reiškia, kad spinduliuotė yra nukreipta  $y$  (bandinio plokštumos) kryptimi, sąveikauja su kitais gardelės elementais ir didesnė spinduliuotės energijos dalis lieka „įkalinta“ metapaviršiuje, lyginant su energija, kuri patenka į laisvą erdvę.



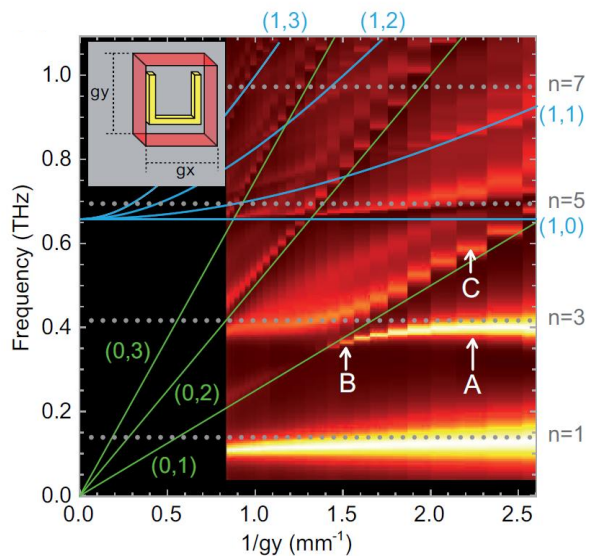
9 pav. Nuo periodinio darinio difragavusios spinduliuotės tolimojo lauko intensyvumo pasiskirstymas, esant skirtingiems gardelės periodiškumams ( $g_y$ ) [21]. Periodinė elementų matrica yra išsidėsčiusi  $y$  plokštumoje, o krintanti spinduliuotė sklinda  $z$  kryptimi.

Suintegravus lauko intensyvumo pasiskirstymus kampiniame ( $\Delta\theta = \pm 10^\circ$ ) intervale,  $z$  ir  $y$  kryptimis, kaip pavaizduota 10a pav., mes galime gauti dalį spinduliuotės, kuri difraguoja į bandinio plokštumą ir detektoriaus kryptimi. Spinduliuotės galios, kuri nukreipta bandinio plokštumos kryptimi, santykis su krintančios spinduliuotės galia pavaizduotas ištisine linija 10b pav. grafike. Abscisių ašies vienetai yra gardelės konstanta, normuota į krintančios spinduliuotės bangos ilgį. Matome, kad turint  $(0,1)$  bei  $(0,2)$  difrakcijos eilę, gauname du dominuojančius maksimumo taškus. Galios dalis, kuri sklinda detektoriaus kryptimi pažymėta punktyrine kreive. Matyti, kad gardelės rezonansų vietoje beveik visa krintančios spinduliuotės energija pradeda skliti bandinio plokštuma.



10 pav. Spinduliuotės išsklaidymo kryptys esant gardelės periodiškumui lygiam krintančios bangos ilgiui su iliustruotomis kampinėmis integravimo sritimis (a). Suintegruoti spinduliuotės intensyvumai skirtingoms sklaidimo kryptims (b).

Pastaruoju metu, daugelis mokslininkų grupių aktyviai tyrinėja tiek plazmonines, tiek gardelės rezonansines modas, tiek jų tarpusavio sąveikos ypatumus. Keičiant metapaviršiaus gardelės periodiškumą, galima plazmoninių rezonansų padėtis sugretinti su gardelės modomis. 11 pav. yra pateikta spinduliuotės ekstinkcijos priklausomybė nuo dažnio bei atvirkštinės gardelės konstantos. Šioje dispersijos diagramoje taškinės linijos atitinka plazmoninių rezonansų padėtis, o ištisinės – įvairūs gardelės sužadinimai, gauti atitinkamai pagal lygtis 1.2.1.2 ir 1.2.1.3. Paveiksle (Žr. 11 pav.) plazmoninės modos yra pavaizduotos taškinėmis tiesėmis, gardelės – ištisinėmis. Nuo teorinių skaičiavimų eksperimente gauti rezultatai nukrypsta tik ties tomis sritimis, kur susikerta plazmoninių ir gardelės rezonansų padėtys. Pavyzdžiui, sankirtoje  $n=3$  ir  $(0,1)$  stebimas nesikirtimo (angl. anticrossing) efektas, kuris leidžia kalbėti apie stiprią sąveiką tarp rezonansų. Kitu atveju, jeigu sąveika būtų silpna, modos susilietų į vieną ir mes vietoje dviejų matytume išplitusį vieną rezonansą [22]. Be to, matome, kad plazmoniniai rezonansai siaurėja šiose srityse, kai priartėja gardelės moda. Vis dar nėra iki galo aiškus sąveikos tarp dviejų skirtingos prigimties rezonansinių modų sąveikos mechanizmas. Taigi, čia krypta daugelio mokslininkų grupių dėmesys ir vykdomi intensyvūs tyrimai šioje srityje.



11 pav. Šviesos ekstinkcijos spektrų dispersijos diagrama, gauta keičiant U-formos rezonatorių matricos periodinę išsidėstymą gardelėje ( $1/g_y$  – atvirkštinis gardelės periodiškumas). Atstumai tarp elementų  $y$  kryptimi keisti nuo 380 iki 1200  $\mu\text{m}$ ,  $x$  kryptimi – nekito ir buvo 280  $\mu\text{m}$ .

### 1.3. Metapaviršių taikymai terahercuose ir mikrobangose

Praėjus vos keliems dešimtmečiams nuo metamedžiagų pirmosios demonstracijos, šiuo metu mes turime didelę įvairovę jų taikymų sričių. Valdyti išorinės spinduliuotės sąveikos su medžiaga savybes lemia ne vien pavienių meta-atomų formavimo ypatumai (dydis, forma, medžiagų elektrinės savybės ir kt.), bet kartu ir sąveika tarp šių dalelių matricoje [9]. Vis tobulėjant mikro- bei nano- gamybos technologijoms, yra galimybė gaminti įvairių matmenų ir formų daleles. Šiomis dienomis metamedžiagos jau yra pademonstruotos visuose technologiškai svarbiuose dažnių ruožuose nuo radijo iki optinių bangų. Detaliau šiame skyriuje bus aptarta metamedžiagų taikymai elektromagnetinės bangos fronto valdyme, spinduliuotės sugertukuose, filtruose bei modulatoriuose. Ypač vertingi praktiniu požiūriu yra metapaviršiai, kurių savybes galima valdyti. Tarp įvairių valdymo metodų šiame darbe bus aprašyti tik elektriniai valdymo būdai.

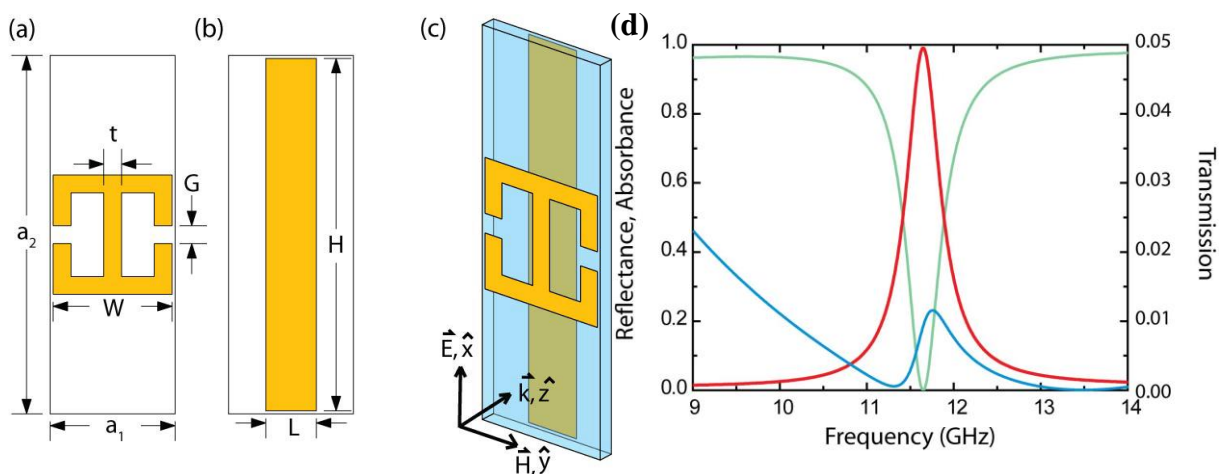
#### 1.3.1. Absorberiai

Viena iš metapaviršių taikymų sričių yra sluoksniai, kurie stipriai sugeria krentančią spinduliuotę [3]. Kitaip tariant, sąveikos su šviesa metu nėra matomas nei atspindys, nei praėjusi spinduliuotė. Landy pasiūlytos sugertuko struktūros scheminis vaizdas yra pateiktas 12 a - c pav. Kaip patyti paveiksle, struktūra susideda iš dviejų rezonansinių dalelių. Pirmoji struktūra, kuri susideda iš dviejų



perkirsto žiedelio formos rezonatorių, sąveikaują su elektrine spinduliuotės lauko komponente. Sąveiką su magnetine lauko komponente įgyvendinti yra sudėtingiau, kadangi cirkuliuojančių krūvių pagalba reikia sukurti magnetinį srautą, nukreiptą statmenai spinduliuotės sklaidimo kryptiai [3]. Autoriai tai įgyvendino sukombinavę dvigubą rezonatorių su metaline juoste, kurie vienas nuo kito erdvėje buvo atskirti dielektriko plokšte, kaip pavaizduota 12c pav.

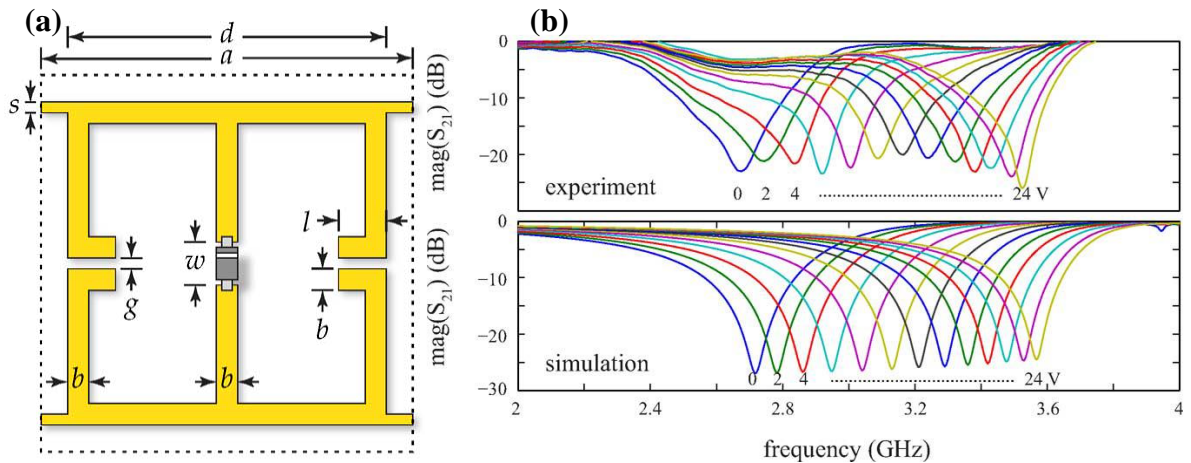
Pademonstruotas metamedžiagos sugertukas pasižymi 96% procentų sugerties koeficientu. Metapaviršiaus pralaidumo, atspindžio ir sugerties priklausomybės nuo dažnio yra pateiktos 12d pav. grafike. Taip pat, matyti, kad metamedžiagų sugertukas veikia tik siaurame dažnių intervale.



12 pav. Dvigubo žiedelio formos rezonatoriaus (a), strypelio (b) ir jų kombinacijos(c), formuojančios sugertuką, struktūrinės schemas. Sugertuko atspindžio (žalia kreivė), sugerties (raudona kreivė) bei optinio pralaidumo (mėlyna kreivė) spektrai (d).

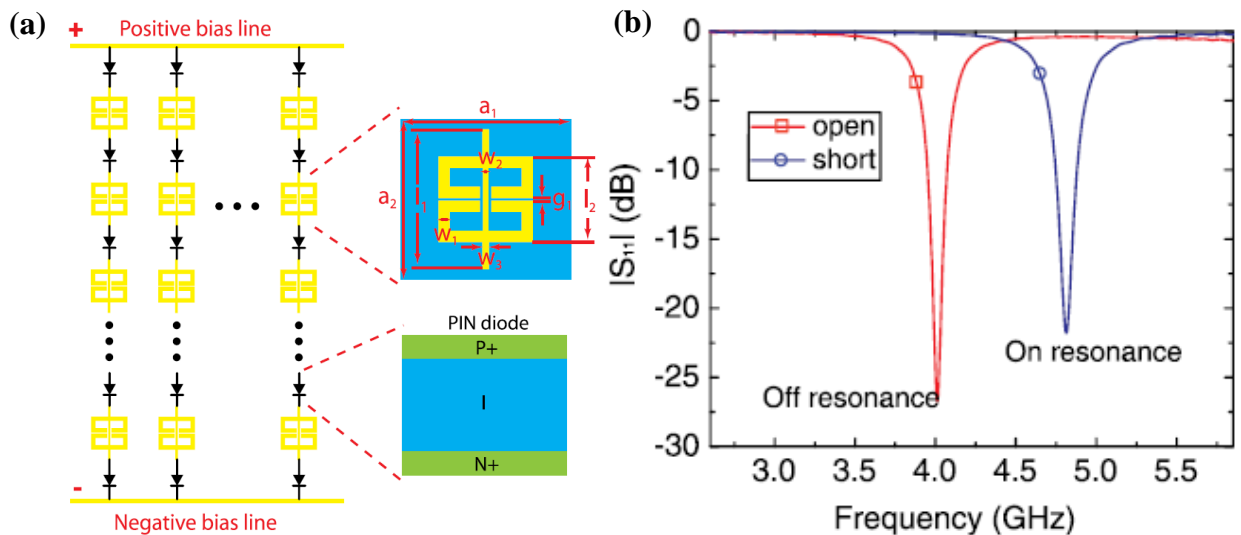
### 1.3.2. Filtrai

Metapaviršiaus optinis pralaidumas ir atspindys stipriai keičiasi rezonansinių dažnių aplinkoje. Tą galima naudoti elektromagnetinės spinduliuotės filtravimui. Ypač naudingi yra keičiamo dažnio filtrai [23]. Šiame straipsnyje pateikiamas sprendimas, kaip valdyti dvimatės metadalelių matricos pralaidumo bei atspindžio spektrus. Rezonansinių struktūrų schema yra pateikiama 13a pav. Rezonatorių sudaro induktyvumo kontūrai, talpos tarpeliai bei centre formuojamas varaktorius, kurio talpa valdoma išorine įtampa. Keičiantis varaktoriaus talpai, keičiasi kontūro rezonansinis dažnis. Optinio pralaidumo priklausomybėje nuo spinduliuotės dažnio grafikuose (Žr. 13b pav) aiškiai matome, kaip LC rezonanso dažnis slenkasi į didesnių dažnių sritį didėjant varaktoriaus maitinimo įtampai (mažėjant jo talpai).



13 pav. Elektriškai valdomo žiedinio rezonatoriaus, centrinėje dalyje apkrauto varaktoriumi, schema (a). Optinio pralaidumo spektrai, keičiant varaktoriaus maitinimo įtampą nuo 0 iki 24 V (b).

Kitas būdas elektriškai valdyti optinio pralaidumo ar atspindžio spektrus – grandinėje nuosekliai su rezonatoriais jungiant p-i-n diodus [24]. Metapaviršiaus schema yra pateikta 14 pav. Šie aktyvūs grandinės elementai (p-i-n diodai) prie skirtingų išorinės įtampos verčių gali veikti tarsi jungikliai. T. y. galimos dvi elektromagnetinės rezonatoriaus modos, kurioms esant kontūro rezonansinis dažnis yra skirtingas. Grafike (Žr. 14b pav) matyti, kaip slenkasi rezonansinis dažnis diodus įjungus ir juos išjungus, atitinkamai vaizduoja mėlyna ir raudona kreivės.

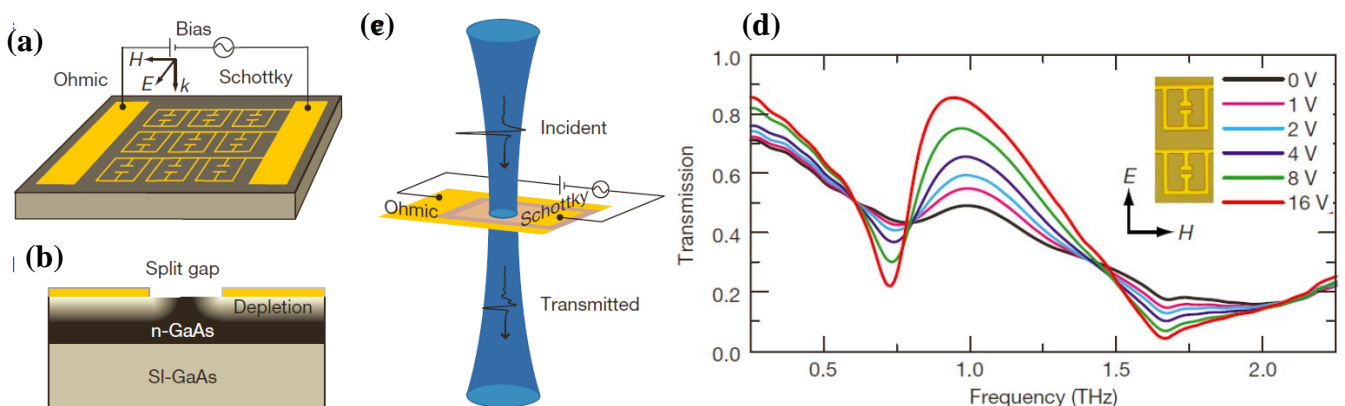


14 pav. Nuosekliai su rezonatoriais jungiamų p-i-n diodų matricos scheminis vaizdas (a). Spinduliuotės atspindžio spektrai, elektriškai įjungus (mėlyna kreivė) ir išjungus (raudona kreivė) p-i-n diodus (b).

### 1.3.3. Modulatoriai

Kaip jau buvo minėta anksčiau, unikalios metamedžiagų savybės priklauso ne vien tik nuo individualių meta-dalelių savybių (forma, dydis, gaminimo medžiagų savybės), bet kartu ir nuo sąveikos mechanizmų tarp dalelių dvimatėje ar trimatėje matricoje. Be to, meta-atomų matmenys ir atstumai tarp jų yra gerokai mažesni už bangos ilgį spinduliuotės, kuriai jos yra projektuojamos. Tai reiškia, kad artimojo lauko sąveika tarp kaimyninių dalelių yra stipri. Metamedžiagos atsako į spinduliuotę savybės gali būti valdomos ir nekeičiant individualių dalelių konstrukcijos, o pasitelkiant į pagalbą išorinius veiksnius (pvz.: optiškai, temperatūriškai, elektriškai). Taigi, tai leidžia kurti metamedžiagas, kurių savybes galima valdyti realiu laiku, o prietaisai, kurių veikimas yra paremtas šiuo reiškiniu – modulatoriai.

Tradicinė elektriškai valdomos moduliacijos schema – keičiant aukštadažnių srovių nuostolius, keičiamas rezonansų gylis pralaidumo (arba atspindžio) spektruose [8]. Šio THz optinio pralaidumo matavimo schema yra pateikiama 15c pav. Atskiri meta-atomai (rezonatoriai) tarpusavyje yra sujungiami metalinėmis juostelėmis ir formuoja Šotki tipo užtūros kontaktą (Žr. 15a pav.). Prijungiant prie omino ir Šotki kontakto įtampą atgaline kryptimi, krūvininkų tankio pasiskirstymas plokštelėje po meta-atomais pasikeičia (Žr. 15b pav.). T. y. po rezonatoriais kuriamas nuskurdintas sluoksniu. Tai leidžia valdyti rezonansų stiprumą. Tyrimo rezultatai atspindi, kad metamedžiagos pralaidumas yra valdomas išorinės įtampos (Žr. 15d pav.).



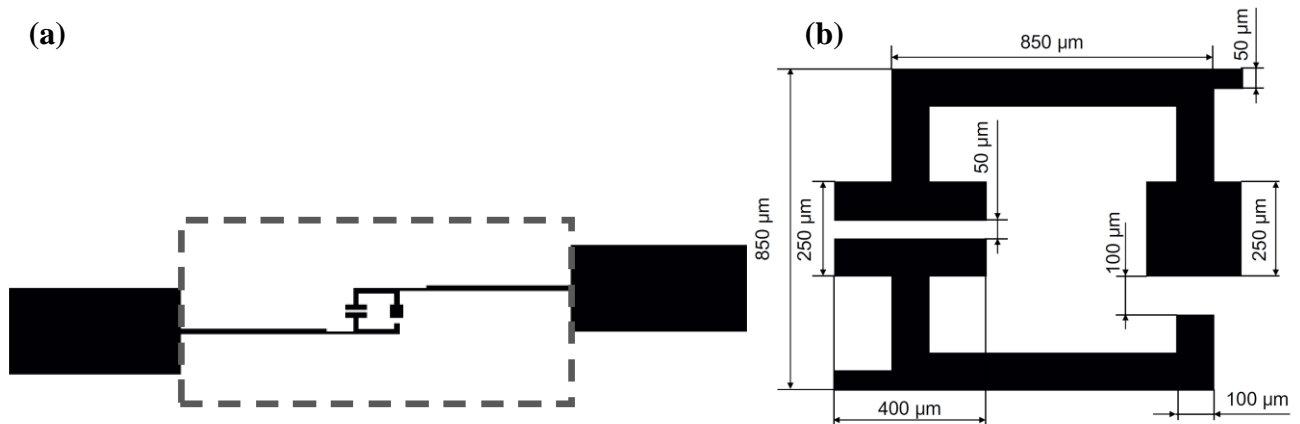
15 pav. Metapaviršius schema (a). Išorinė įtampa prijungiama prie rezonatorių, sujungtų metalinėmis juostelėmis ir formuojančių Šotki tipo užtūros kontaktą, su ominių kontaktų. Nuskurdinto sluoksniu formavimas po meta-atomais (b). Eksperimentinė tyrimo schema (c). Optinio pralaidumo spektrai, esant skirtingoms valdančiosios įtampos vertėms (d). Didėjant įtampai rezonansas gilėja.

## 2. Bandiniai ir jų gamybos technologija

### 2.1. Elektriškai valdomas mikrobangų rezonatorius

Tiriant pagrindinio (LC) rezonanso, kuris stebimas mikrobangų dažniuose, valdymą buvo paruošti rezonatoriai apkrauti elektriškai valdomais varaktoriais. Atliekant tyrimus, paties metalinio rezonatoriaus dizainas buvo nekeičiamas, keičiami buvo tik varaktoriai su skirtingomis  $\Gamma$  parametro vertėmis. Naudoti Aeroflex įmonės pagaminti GaAs hyperstaigieji kintamos talpos diodai, kurių serijos numeriai – MGV 125-08 ir MGV 100-08, atitinkamai su 1,25 ir 1,00  $\Gamma$  parametro vertėmis.

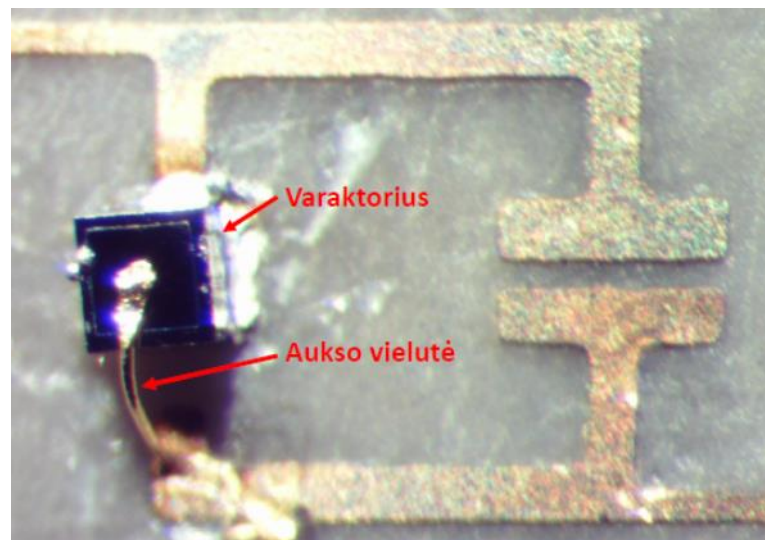
Bandinio schema yra pateikta 16a pav., kuriame yra matomas rezonatorius (centre) ir kontaktinės aikštelės (kraštuose). Kontaktinės aikštelės su osciliatoriumi yra sujungtos plonomis ( $50\ \mu\text{m}$ ) juostelėmis ir yra atskirtos  $7,2\ \text{mm}$  atstumu viena nuo kitos. Tokiu būdu formuojant bandinį buvo užtikrinama, kad patalpinus rezonatorių į bangolaidį kontaktinės aikštelės liks už jo ribų ir nesukels parazitinių atspindžių. Bangolaidžio (serijos numeris - WR-28), naudoto šio tyrimo metu, matmenys yra  $7,2 \times 3,4\ \text{mm}$  ir 16 pav. yra pažymėtos pilka punktyrine linija. Bangolaidžiu sklindančios bangos elektrinio lauko stiprio komponentė osciliuoja statmena ilgosios sienelės kryptimi, magnetinė – lygiagrečiai. Bangos sklidimo kryptis sutampa su plokštumos, kurioje formuojamas rezonatorius, normale.



16 pav. Tyrime naudoto rezonatoriaus struktūrinė schema (a). Padidinta sritis, kurioje yra matomas detalus rezonatoriaus vaizdas (b).

16b pav. yra pateikta detalesnė rezonatoriaus schema, kurioje yra matomi rezonatorių sudarančių elementų matmenys. Visa metalinė (vario) struktūra, kurios storis yra  $9\ \mu\text{m}$ , buvo projektuojama ant

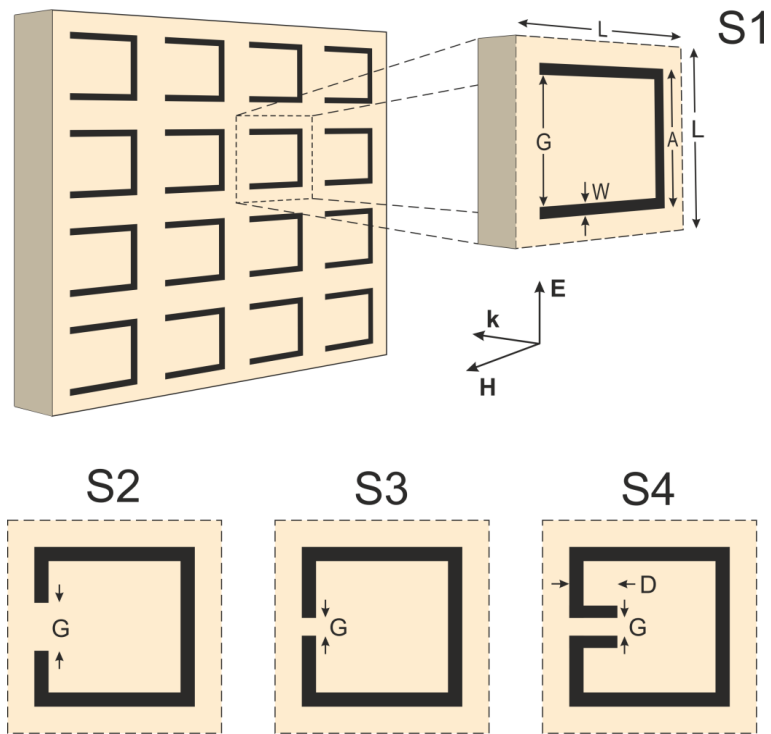
dielektrinės teflono plėvelės (storis –  $125\ \mu\text{m}$ ). Keturkampio rezonatoriaus visos kraštinės yra vienodo ilgio ( $850\ \mu\text{m}$ ). Taip pat, schemoje matyti, kad vienoje rezonatoriaus pusėje buvo formuojamos „auselės“, kurios atlieka kondensatoriaus vaidmenį ir padidina tarpelio efektinę elektrinę talpą. Kitoje osciliatoriaus pusėje buvo suformuota keturkampė aikštelė, ant kurios buvo lituojami varaktoriai ir sujungiami auksine vielute su metaliniu kontūru. Išorinės įtampos pagalba, sukuriama galimybė valdyti viso kontūro talpą realiu laiku. Nuotrauka iliustruojanti pagamintą bandinį pateikta 17 pav.



17 pav. Pagaminto elektriškai valdomo mikrobanginio rezonatoriaus nuotrauka, daryta optiniu mikroskopu.

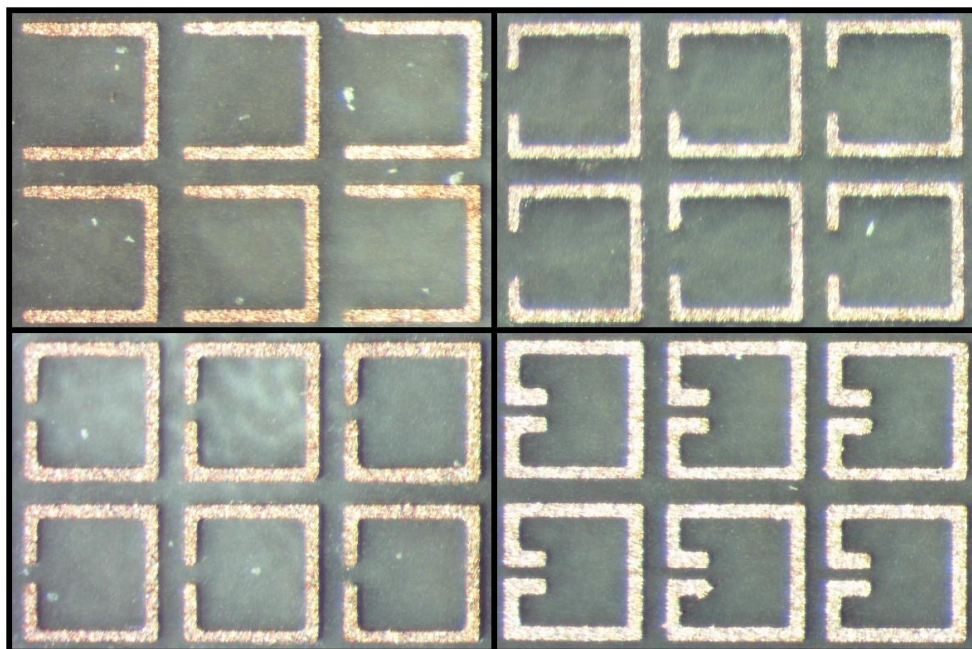
## 2.2. Dvimetės žiedelio formos rezonatorių matricos

Tipinė periodinė rezonatorių struktūra kartu su skirtingais elementų dizainais yra pateikta 18 pav. Periodinės metalinės (varinės) struktūros, kurių storis –  $9\ \mu\text{m}$ , buvo formuojamos ant dielektrinės teflono (storis -  $125\ \mu\text{m}$ ) plėvelės. Bandiniai buvo pagaminti naudojant fotolitografijos bei cheminio ėsdinimo metodus, kurie bus aptarti vėliau. Norint detaliau nagrinėti kolektyvinę matricoje formuojamų rezonatorių sąveiką, buvo pasirinkti keturi skirtingi rezonatorių dizainai, paveiksle pažymėti *S1-S4* serijos indeksais. Be to, matricose formuojamų rezonatorių periodiškumai keisti intervale nuo  $600$  iki  $1000\ \mu\text{m}$ . Kiekvienas iš rezonatorių dizainų turi skirtingą elektrinę talpą kontūro tarpelio srityje ir 18 pav. yra išrikiuoti elektrinės talpos didėjimo kryptimi. Tai leidžia valdyti plazmoninių rezonansų padėtis spektre ir stebėti viso periodinio rezonatorių ansamblio indėlį į spektrinį atsaką.



18 pav. Periodiškai dvimatėje matricoje išdėliotų rezonatorių gardelės scheminis vaizdas, kartu su keturiais skirtingais rezonatorių dizainais (S1-S4). Rezonatorių matmenys:  $A = 500 \mu\text{m}$ ,  $W = 50 \mu\text{m}$ ; S1 –  $G = 400 \mu\text{m}$ , S2 –  $G = 150 \mu\text{m}$ , S3 –  $G = 50 \mu\text{m}$ , S4 –  $G = 50 \mu\text{m}$  bei  $D = 150 \mu\text{m}$ .

Nepriklausomai nuo rezonatoriaus dizaino ir matricos periodiškumo, pavienio elemento kraštinės ilgis bei kontūro plotis nekinta:  $A = 500 \mu\text{m}$  bei  $W = 50 \mu\text{m}$ . Dizaino S1 rezonatoriaus, kurio tiek talpa tiek induktyvumas yra mažiausi, tarpelis yra didžiausias:  $G = 400 \mu\text{m}$ . S2 dizaino osciliatoriaus tarpelis yra  $150 \mu\text{m}$ , o S3 ir S4 –  $50 \mu\text{m}$ . Analogiškai plokščiojo kondensatoriaus modeliui, mažinant tarpelio atstumą, kontūro talpa didėja. Siekiant kontūre gauti dar didesnę talpą, ties tarpelio sritimi buvo formuojamos papildomos auselės (bandinių dizainas S4). Kiekvienam iš rezonatorių dizainų buvo paruošti keturi skirtingo periodiškumo bandiniai. Kaip jau buvo minėta, atstumas tarp elementų keistas nuo  $600$  iki  $1000 \mu\text{m}$ . Taigi, iš viso buvo pagamintos 16 dvimačių žiedelio formos rezonatorių matricų, kurių tipiniai vaizdai yra pateikti 19 pav.



19 pav. Skirtingų dizainų (S1-S4) rezonatorių matricių nuotraukos, darytos optiniu mikroskopu. Elementų periodiškumas yra 600  $\mu\text{m}$ .

### 2.3. Bandinių ruošimo technologija

Visi bandiniai buvo pagaminti iš Rogers RT5880 variu laminuotos teflono plokštelės. Teflono (dielektrinė konstanta – 2,2) sluoksnio storis yra 125  $\mu\text{m}$ , o vario – 9  $\mu\text{m}$ . Metalinės struktūros, kurių schemas yra pavaizduotos 16 pav. ir 18 pav., buvo paruoštos naudojant fotolitografijos bei cheminio ėsdinimo metodus. Bandinių paruošimo principas remiasi šviesai jautrių medžiagų savybė, paveikus UV spinduliuote, reaguoti (tapti tirpia arba netirpia) tam tikrame tirpiklyje (ryškale). Pagrindiniai litografijos žingsniai, atliekant bandinių paruošimą:

1. Šablonas buvo gaminamas ant plastiko plėvelės, spausdinant lazeriniu spausdintuvu.
2. Pradinis plokštelės vario storis buvo per didelis, todėl ėsdinant buvo suplonintas iki 9  $\mu\text{m}$ . Ėsdinimo procesas buvo atliekamas  $\text{Fe}_2\text{Cl}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$  tirpale.
3. Plokštelės paruošimas ir valymas. Jeigu organinės arba neorganinės parazitinės dalelės yra išsidėsčiusios ant plokštelės, jos pašalinamos chemiškai tirpikliais. Vėliau, švarus bandinys yra pakaitinamas, kad būtų pašalinama drėgmė nuo bandinio paviršiaus.
4. Ant sausos ir švarios plokštelės, sukamojo stalelio metodu (angl. spin-coating) yra užnešamas tolygus fotojautrios medžiagos (fotorezisto) sluoksnis.

5. Siekiant geresnės fotorezisto adhezijos su plokštelės paviršiumi, bandiniai buvo kaitinami 2 minutes 90 °C temperatūroje.

6. Foto-kaukės raštas ant plokštelės gaunamas pro šabloną šviečiant UV spinduliuote. Krintanti spinduliuotė fotoreziste sukelia cheminius pokyčius. Kitaip tariant, apšviestos sritys tampa tirpios ryškale ir foto-kaukės raštas perkeliamas į fotorezistą netirpiomis sritimis.

7. Bandinys dar kartą kaitinamas. Atliekamas norint išvengti stovinčios bangos efekto, kuri sukuria konstruktyviai ir destruktvyviai interferuojanti UV spinduliuotė. Auštoje temperatūroje, vyksta foto-jautrių elementų difuzija, kuri suglotnina stovinčios bangos raštą.

8. Ryškale nuplaunamos šviesa paveiktos fotorezisto sritys.

9. Ant vario sluoksnio lieka struktūruotas rezistas, kuris vėliau išdvinant varį  $Fe_2Cl_3 \cdot H_2O$  tirpale, apsaugo uždengtas sritis.

10. Galiausiai, nebereikalingas fotorezistas yra nuvalomas cheminiu išdikiu. Taip suformuojamos varinės struktūros ant dielektrinės plokštelės.

Pagaminus rezonansinį kontūrą pagrindinio (LC) rezonanso valdymui (Žr. 2.1 poskyryje), buvo pritvirtinami varaktoriai (Žr. 17 pav.). Apatinis kontaktas suformuotas užnešant litavimo pastos ant varaktoriaus aikštelės bei kaitinant 320 °C temperatūroje 10 s. Viršutinis varaktoriaus kontaktas buvo tvirtinamas termokompresijos metodu, naudojant 25 μm skersmens aukso giją. Metapaviršiai (Žr. 2.2 poskyrį) po fotolitografijos proceso papildomai apdorojami nebuvo.

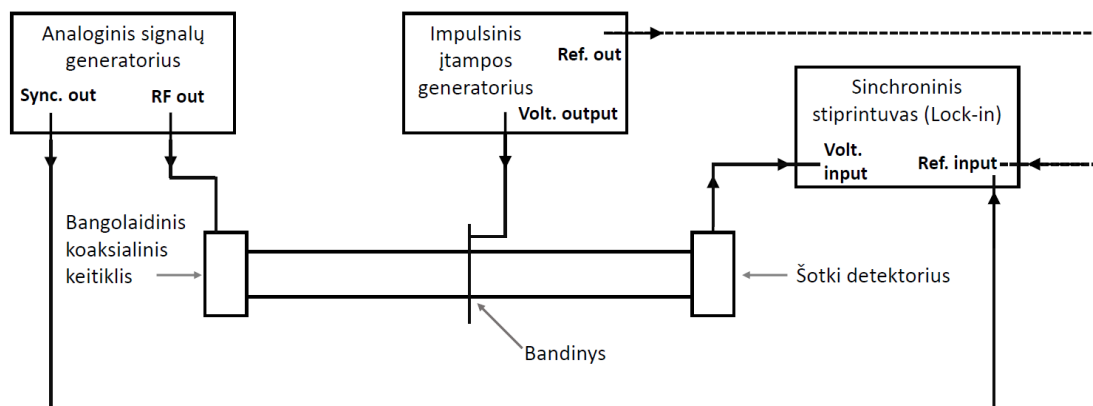
### **3. Matavimo ir skaitmeninio modeliavimo metodikos**

#### **3.1. Elektriškai valdomo mikrobangų rezonatoriaus tyrimas**

Pralaidumo matavimai buvo atliekami naudojant principinę schemą, kuri yra pateikta 20 pav. Pagrindiniai prietaisai naudoti tyrimo metu: Agilent E8257D analoginis RF signalų generatorius, STANFORD SR830 sinchroninis (Lock-in) stiprintuvas, mikrobangų Šotki jutiklis bei nuolatinės įtampos šaltinis. Varaktoriumi apkrautas rezonatoriaus bandinys buvo patalpintas bangolaidyje WR-28. Pralaidumo spektrų matavimai atlikti, keičiant spinduliuotės dažnį nuo 22 GHz iki 42 GHz bei nuolatinės įtampos vertes 0 - 20 V intervale. Analoginis RF signalų generatorius buvo naudojamas arba nuostoviosios veikos režime, arba impulsinės (meandro) moduliacijos. Moduliacijos dažnis buvo 1 kHz. Sinchroninis stiprintuvas su signalų generatoriumi yra sinchronizuojami.



Iš pradžių matuojama signalo amplitudė, kuri praeina pro bangolaidyje patalpintą bandinį. Varaktoriaus, kuriuo yra apkrautas rezonatorius, maitinimo įtampa yra keičiama. Maitinimo įtampa, kuri prijungiama prie varaktoriaus yra atgalinės krypties. Gautieji pralaidumo spektrai yra normuojami į atraminį, kuris yra gaunamas, kai bandinys pašalinamas iš bangolaidžio.



20 pav. Mikrobangų pralaidumo spektrų bei moduliacijos gylio matavimų principinė schema.

Signalo amplitudės moduliacija buvo tiriama pasinaudojant stendu, kurio principinė schema yra pateikta 20 pav. Skirtingai nei pralaidumo matavimuose, vietoje nuolatinės įtampos šaltinio varaktoriui valdyti naudojamas moduliuojantis įtampos šaltinis. Juo kuriamas meandro formos signalas, kurio dažnis 1 kHz. Signalo amplitudė keista 0 – 20 V intervale. Be to, analoginis RF signalo generatorius šiuo atveju yra perjungiamas į nuostoviosios veikos režimą. Šiuo atveju, sinchroninis stiprintuvas yra sinchronizuojamas su impulsiniu įtampos generatoriumi (20 pav. pavaizduota punktyrine linija). Tokioje konfigūracijoje iš sinchroninio stiprintuvo išeinantis įtampos signalas yra proporcingas skirtumui tarp maksimalios ir minimalios amplitudės moduliuojamam mikrobangų laukui.

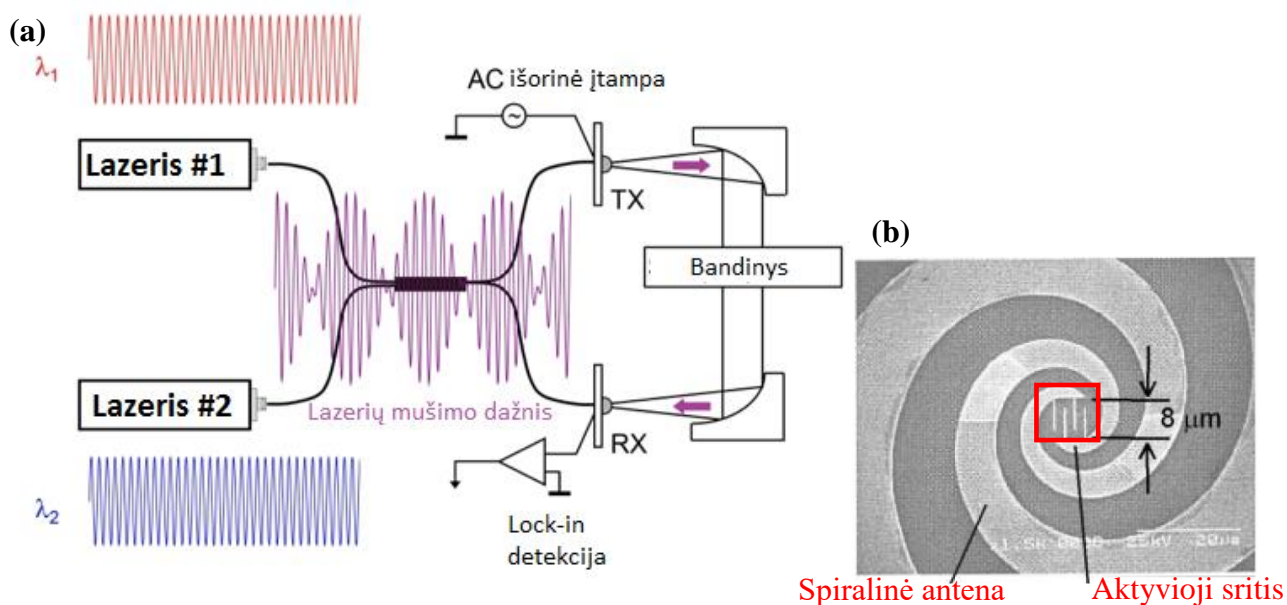
Pro bandinį praeinanti mikrobangų spinduliuotės amplitudė moduliuojama aktyviai perjunginėjamo rezonatoriaus, kuris yra apkrautas varaktoriu. Tokia eksperimentine schema leidžia tiesiogiai išmatuoti mikrobangų lauko moduliaciją, esant skirtingiems moduliacijos dažniams bei varaktorių maitinimo įtampos signalų amplitudėms.

### 3.2. Nuostoviosios veikos terahercinė spektroskopinė sistema

Nuostoviosios veikos (angl. continuous-wave) terahercinė spinduliuotė yra gaunama remiantis optinio heterodino (angl. optical heterodyne) principu fotolaidininke. Kitaip tariant, apšvietus fotomaišytuvą (angl. photomixer) dviem skirtingais lazerio spinduliais (kampiniai dažniai  $w_1$  ir  $w_2$ ),

galutiniame variante gauname THz spinduliuotę, kurios dažnis lygus yra lygi lazerių dažnių skirtumui ( $w_{THz} = w_1 - w_2$ ).

Vienas iš pagrindinių sistemos elementų yra, taip vadinamas, fotomaišytuvas – mikroskopinė struktūra sudaranti sandūrą *metalas-puslaidininkis-metalas* (Žr. 22b pav.). Matomosios šviesos (780 nm) lazerių spinduliai apšviečia struktūrą dviem spinduliais. Lazeriai turi galimybę valdyti spinduliuojamos spinduliuotės dažnius keičiant lazerių temperatūrą. Prijungiant prie metalinių elektrodų išorinę įtampą (Žr. 22b pav.), fotomaišytuve generuojama fotosrovė, kuri osciliuoja mušimo dažniu ( $w_{THz} = w_1 - w_2$ ). Antenos, kuri yra sujungta su fotomaišytuvu, pagalba ši osciliuojanti fotosrovė yra paverčiama į THz bangą ir išspinduliuojama į erdvę. Šis elementas dar yra vadinamas transmitteriu ir schemoje 22a pav. yra pažymėtas simboliu – TX. Populiariausi fotomaišytuvai yra pagaminti GaAs pagrindu ir jiems reikalinga, kad lazerio spinduliuotės bangos ilgiai mažesni už draustinį energijų juostų tarpą (800 nm).

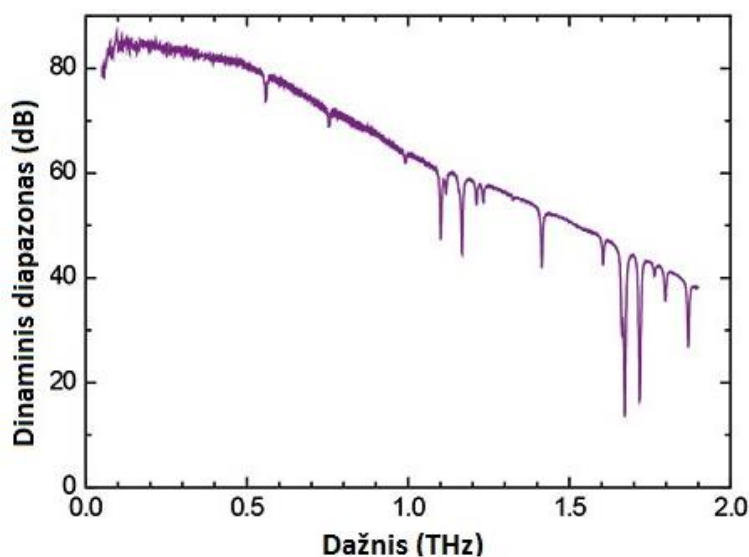


22 pav. Nuostoviosios veikos terahercinės spektroskopinės sistemos principinė schema (a). Fotomaišytuvo schema [25] (b). Aktyvią sritį sudaro metalas-puslaidininkis-metalas struktūra, kuri paveiksle pažymėta raudona sritimi. Išorinė įtampa yra jungiama prie metalinių antenų.

Nuostoviosios veikos terahercinė sistema naudoja koherentinę signalo detekciją. Antras fotomaišytuvas atlieka imtuvo vaidmenį ir schemoje (22a pav.) pažymėtas simboliu – RX. Lazerių spinduliuotė, moduluota mušimo dažniu bei terahercinė spinduliuotė apšviečia imtuvą. Krintanti terahercinė spinduliuotė kuria įtampą antenoje. Tuo tarpu, lazerių mušimo signalas moduluoja fotomaišytuvo laidumą. Šio vyksmo rezultatas yra generuojama fotosrovė (tipinės vertės yra apie kelis

nanoamperus), kuri yra proporcinga terahercinio signalo elektrinio lauko amplitudei. Be to, fotosrovė dar priklauso nuo fazės poslinkio tarp THz spinduliuotės bei mušimo signalo. Taigi, spektroskopiniuose matavimuose galime išgauti tiek elektrinio lauko amplitudės bei fazės rezultatus.

Ši spektroskopinė THz sistema pasižymi labai dideliu spinduliuotės generavimo ir detekcijos efektyvumu. Žemų dažnių srityje galima fiksuoti signalo pokyčius iki 90dB. Terahercinė spinduliuotė gali būti kuriama dažnių intervale nuo 0,01 iki 2 THz. Tipinis nuostoviosios veikos terahercinės sistemos spektras yra pateiktas 23 pav.



23 pav. Nuostoviosios veikos THz spektroskopinės sistemos registruojamas spektras.

### 3.3. Skaitmeninis modeliavimas

Modeliavimai atlikti su CST 2014 MICROWAVE STUDIO programine įranga, kuri yra skirta 3D elektromagnetinių bangų sklidimo modeliavimui [26]. Ši programa leidžia atlikti greitą ir tikslią aukštuose dažniuose dirbančių įrenginių (antenu, filtrų, planarinių bei daugiasluoksnių struktūrų ir kt.) analizę, naudojant FDTD skaičiavimo metodiką. Dėl patogios naudojimui bei greitų ir tikslių skaičiavimų CST programinė įranga pramonėje ir mokslo industrijoje yra lyderiaujanti kompiuterinio modeliavimo programa.

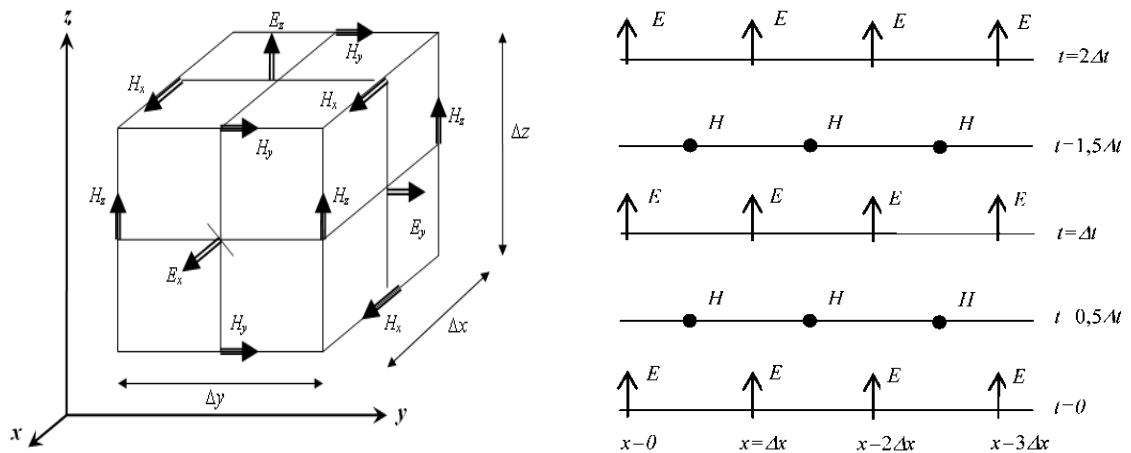
Vienas iš populiariausių metodų spręsti bei modeliuoti klasikinio elektromagnetizmo uždavinius yra FDTD (angl. Finite-Difference Time-Domain) metodas[27]. FDTD metodas remiasi tuo, kad yra

spendžiamos nuo laiko priklausančios Maksvelo lygtys vienmatėje, dvimatėje ar trimatėje erdvėje. Pagrindinės dvi lygtys, kurios yra sprendžiamos modeliavimo metu, yra šios:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (3.3.1)$$

kur  $\mathbf{H}$  yra magnetinio ir  $\mathbf{E}$  – elektrinio lauko stipris,  $\mathbf{B}$  – magnetinė ir  $\mathbf{D}$  - elektrinė indukcija,  $\mathbf{J}$  – elektros srovės tankis (išvardinti dydžiai vieni su kitais susiję tokiais sąryšiais:  $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$  ir  $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ ).

Pirmasis FDTD algoritmo žingsnis yra erdvės ir laiko suskaidymas į gardelę, Yee tinklą [28]. Vieną šio tinklelio kubą, kuriame matyti, kaip išdėstytos elektrinio ir magnetinio laukų dedamosios, iliustruoja 24a pav. Kiekviena elektrinio lauko stiprio komponentė yra apsupta keturiomis magnetinio lauko stiprio komponentėmis ir, atvirkščiai, kiekviena magnetinio lauko stiprio komponentė – keturiomis elektrinio lauko stiprio komponentėmis. Antrasis žingsnis yra Maksvelo lygčių (3.3.1) sprendimas, elektrinius ir magnetinius laukus skaičiuojant laiko momentais, kurie skiriasi puse laiko žingsnio. Vienmatės erdvės atvejį iliustruoja 24b pav. Pradiniu laiko momentu žinome elektrinio lauko stiprį tam tikruose taškuose. Apskaičiuojamas magnetinio lauko stipris tarpiniuose taškuose po  $0,5\Delta t$  laiko tarpo. Skaičiuojant magnetinio lauko stiprumą panaudojama žinoma informacija apie magnetinį lauką tuose erdvės taškuose ir įvertinami pokyčiai dėl elektrinio lauko pakitimo. Gavus informaciją apie magnetinį lauką, skaičiuojamas elektrinio lauko stipris praėjus laikui  $\Delta t$ . Periodiškai atliekamas apibūdintas ciklas ir tokiu būdu imituojamas elektromagnetinės bangos sklidimas.



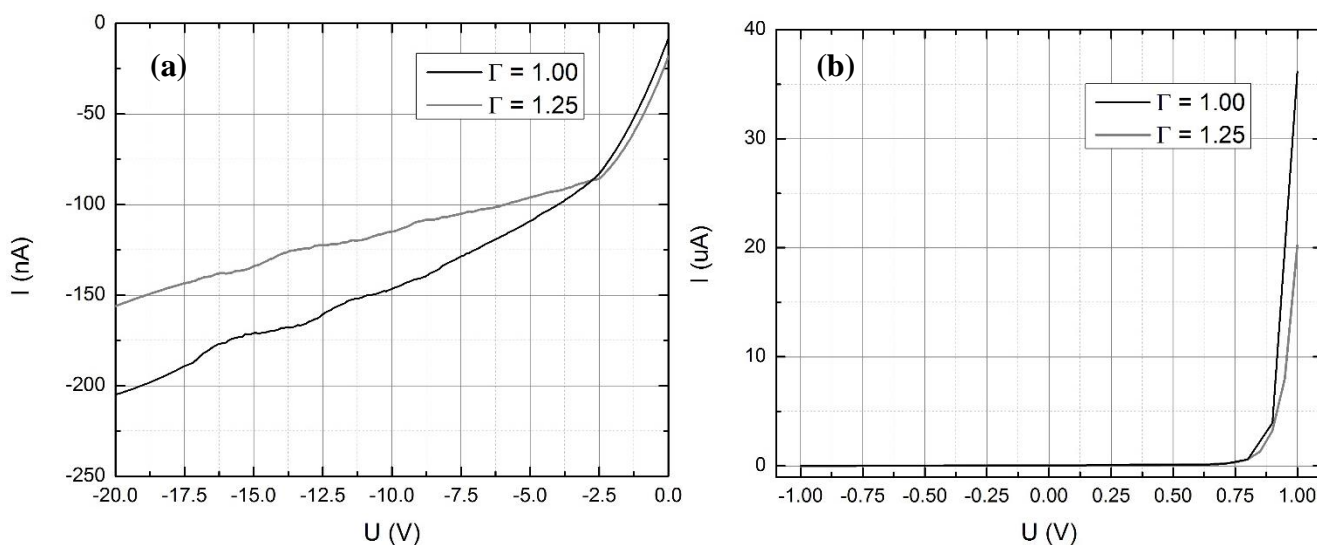
24 pav. Kairėje Yee tinklelio elementas, kuriame matomas elektrinių ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ) ir magnetinių ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) laukų vektorių dedamųjų išsidėstymas erdvėje. Dešinėje Yee algoritmo vienmatės erdvės atveju iliustravimas: horizontalios tiesės atitinkančios laiko intervalus, kurie skiriasi per pusę laiko žingsnio, ir tais laiko momentais įvertinami elektrinio ar magnetinio lauko stipriai [27].

## 4. Rezultatai

### 4.1. Elektriškai valdomo dažnio rezonatoriaus tyrimas mikrobangose

Visų pirma, buvo įvertintos elektrinės savybės varaktorių, kuriais buvo apkrauti žiedelio formos rezonatoriai. Kaip žinia, varaktorių – tai p-n sandūros diodas, kurio talpa kinta valdant jį skirtingų verčių atbuline įtampa. T. y. didinant atgaline kryptimi prijungiamos įtampos vertę, diodo p-n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis didėja ir jo talpa mažėja. Kadangi įtampa prijungta atbuline kryptimi, varaktoriu tekantis nuolatinės srovės stipris yra mažas. Tai yra gerų varaktorių ypatybė – mažos šuntuojančios (parazitinės) srovės prietaise. Norint įsitikinti, kad varaktoriai nebuvo pažeisti bandinių ruošimo metu, buvo atlikti jų voltamperinių bei votfaradinių charakteristikų matavimai.

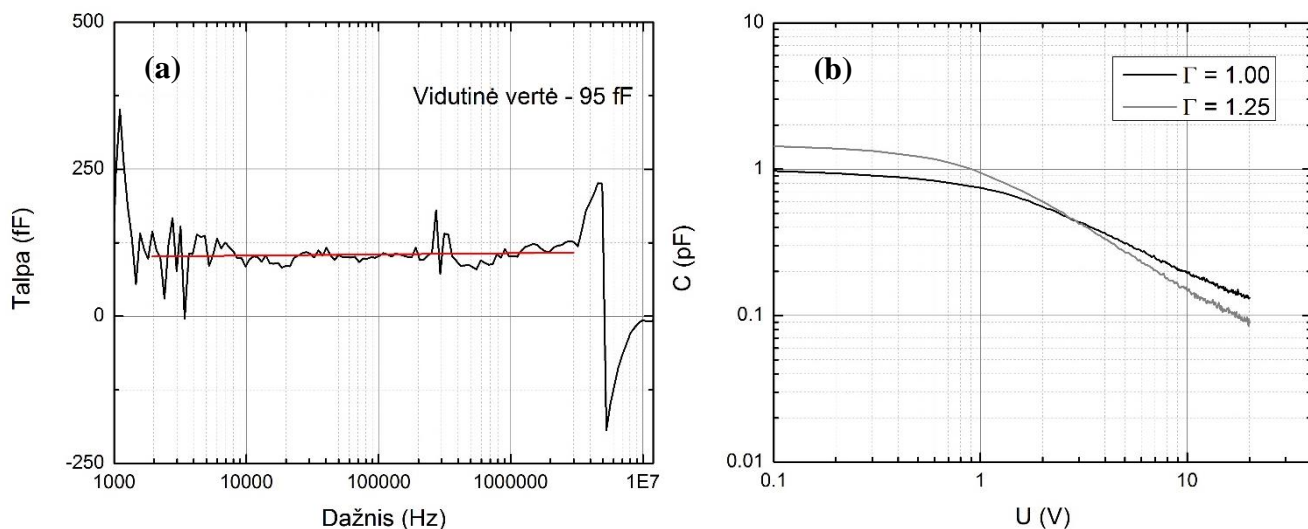
Kintamos talpos diodų voltamperinės charakteristikos buvo tirtos nuo -20 iki 1 V. Matavimai buvo atlikti impedansų analizatoriumi Agilent E4990A. Matuota buvo diferencialinė varža, kai kintamosios įtampos amplitudė nustatyta – 0,1 V. Pagal diferencialinės varžos priklausomybę nuo įtampos buvo gauta voltamperinė charakteristika, kuri yra pateikta 25 pav. Kaip ir buvo tikėtasi, rezultatai atitiko tipines varaktorių IV charakteristikas. Matyti, kad esant atgalinės krypties įtampoms, srovės stipri vertės yra mažos. Esant -20 V įtampos vertėms, atgalinės srovės stipriai yra apie 200 ir 150 nA, atitinkamai  $\Gamma$  parametro vertėms 1 ir 1,25, kas atitinka gamintojo nurodytas vertes. Tai reiškia, kad nuskurdintas diodo sluoksnis yra praktiniu požiūriu kokybiškas ir gamybos metu nebuvo pažeistas.



25 pav. Varaktorių voltamperinės charakteristikos atgalinės krypties įtampai (a) bei intervale nuo -1 iki 1 V (b). Varaktoriai su  $\Gamma$  parametro vertėms 1 iliustruoja juoda kreivė, o 1,25 – pilka.

Prieš atliekant voltfaradinės charakteristikos matavimus, eksperimentinis stendas turėjo būti sukalibruotas. T. y. įvertintos parazitinės talpos, kurios atsiranda kontaktinėse srityse su išoriniais matavimo stendo prietaisais. Buvo matuojama etaloninio 60 fF kondensatoriaus talpa, keičiant analoginiu RF signalų generatoriui kuriamą dažnį. Talpos priklausomybė nuo dažnio pateikiama 26a pav. Matyti, kad nuo kelių kHz iki šimtų MHz intervale vidutinė talpos vertė -95 fF. Tai rodo, kad eksperimentinio stendo kuriama papildoma talpa - 35 fF. Todėl, ši vertė buvo įskaityta, toliau atliekant talpos matavimus. Matavimams pasirinktas 10 kHz dažnis.

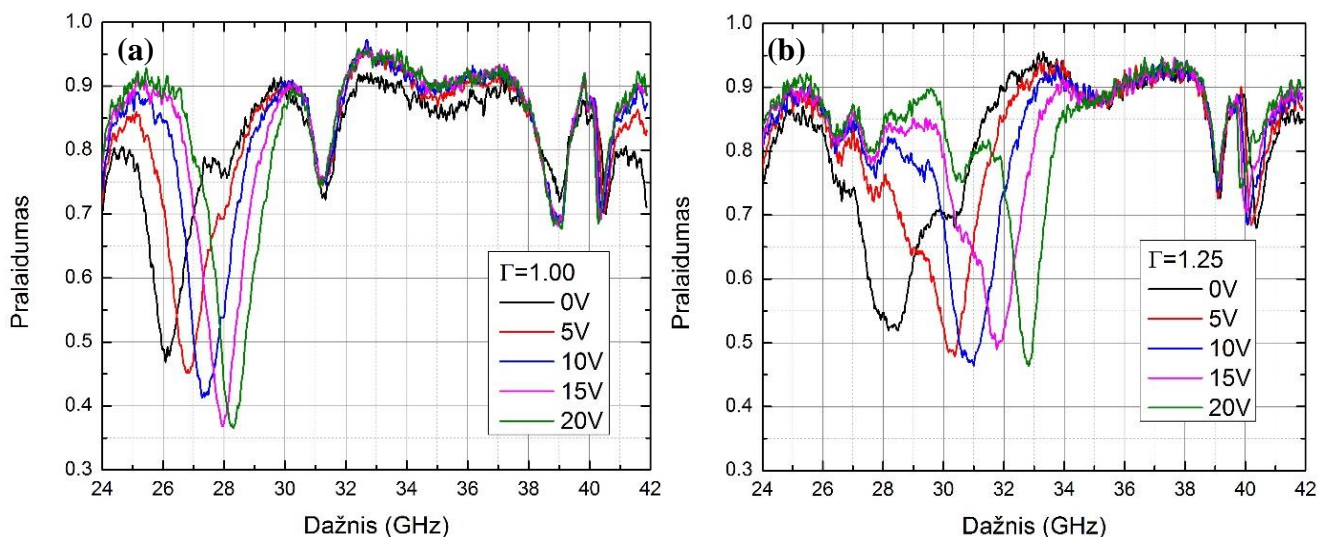
Išmatuotos voltfaradinės charakteristikos yra pateikiamos 26b pav. Matyti, kad didėjant atgalinės krypties įtampai diodų talpos vertės mažėja. Be to, didesnio  $\Gamma$  parametro varaktorių kreivės polinkio kampas bei kitimo intervalas yra didesnis. Tai reiškia, kad rezonatoriaus, kuris apkrautas varaktoriumi, efektinės talpos valdymo intervalas irgi didesnis, o kartu ir pagrindinio (LC) rezonanso valdymo ribos dažnių skalėje – didesnės. Gautosios voltfaradinės charakteristikos atitinka gamintojo aprašomas 10 % paklaidų ribose (gautos talpos vertės yra didesnės). Šie netikslumai galėjo atsirasti dėl papildomos talpos. Matavimai atlikti, kai varaktoriaus apatinis kontaktas uždėtas ant auksu laminuotos Si plokštelės. Tad, tarp viršutinių matavimo zondų ir auksu plokštelės galėjo susidaryti papildoma talpa.



26 pav. Etaloninio kondensatoriaus, turinčio 60 fF talpą, talpos priklausomybė nuo dažnio (a). Voltfaradinės varaktorių charakteristikos, esant atgalinei įtampai (b).

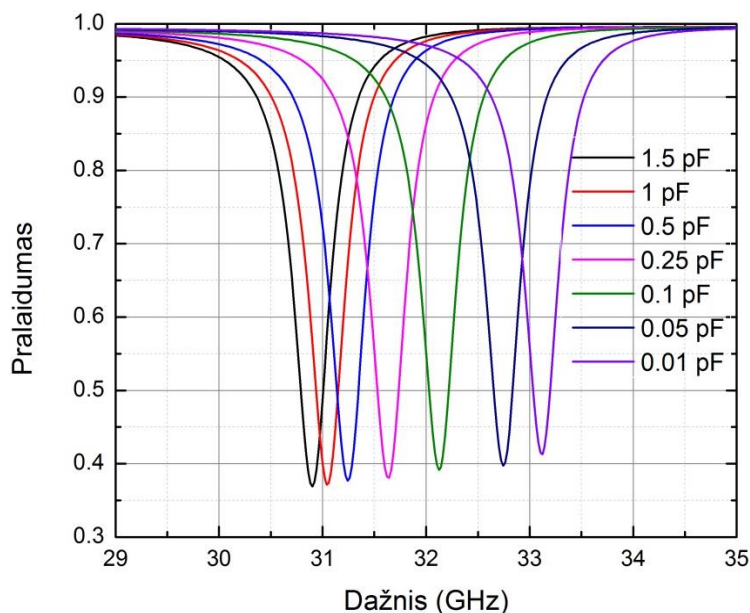
Įvertinus, kad bandiniai pagaminti kokybiškai, buvo atliekami spinduliuotės pralaidumo matavimai mikrobangose. Kaip buvo aptarta skyriuje 2.1. rezonatorius buvo formuojamas ant plonos

teflono plėvelės, kurios sugertis mikrobangų spinduliuotei yra silpna. Taigi, visi pralaidumo sumažėjimai spektruose yra tiesiogiai įtakoti metalinio rezonatoriaus sąveikos su mikrobangų spinduliuote. Pralaidumo matavimai buvo atlikti norint įvertinti, kaip kinta osciliatoriaus  $LC$  rezonanso padėtis spektre, prie varaktorių prijungiant atgalinės krypties įtampa kintančią 0 – 20 V intervale. T. y. keičiant žiedinio rezonatoriaus efektingą talpą. Pralaidumo spektrai buvo matuojami 24 – 42 GHz dažnių ruože. Matavimų rezultatai rezonatoriams apkrautais varaktoriais, kurių parametro vertės  $\Gamma = 1$  ir  $\Gamma = 1,25$ , yra pateikti atitinkamai 27a ir 27b pav.



27 pav. Pralaidumo spektrai gauti eksperimento metu. (a) pateikiami rezultatai, kai varaktoriaus  $\Gamma$  parametro vertė yra 1,00, (b) – 1,25.

Iš pralaidumo spektrų matome, kad pagrindinis ( $LC$ ) kontūro rezonansas, didinant išorinės įtampos vertę (mažėjant varaktoriaus talpai), slenka į mėlynąją spektro sritį. Bandinio, kuriame naudoto varaktoriaus  $\Gamma$  vertė lygi 1, pralaidumo spektro minimumas pasislenka nuo 26 iki 28,2 GHz (poslinkis – 2,2 GHz), kai varaktoriaus talpa pakinta nuo 1 iki 0,15 pF. Bandinyje, kuriame buvo naudojamas varaktorių su  $\Gamma = 1,25$ , pralaidumo minimumas pasislenka nuo 28,3 iki 32,8 GHz (poslinkis – 4,5 GHz), kai varaktoriaus talpa kinta nuo 1,5 iki 0,09 pF. Bandinių, kuriuose yra naudojami didesnio  $\Gamma$  parametro varaktoriai, pralaidumo spektruose stebimas didesnis rezonanso minimumo poslinkis dažnių ašyje. Tai yra tiesiogiai susiję su didesniu valdomos talpos intervalu. Tačiau didesnes  $\Gamma$  parametro vertes turinčiuose varaktoriuose pasireiškia stipresni signalo nuostoliai, todėl rezonansinis minimumas nėra toks gilus.



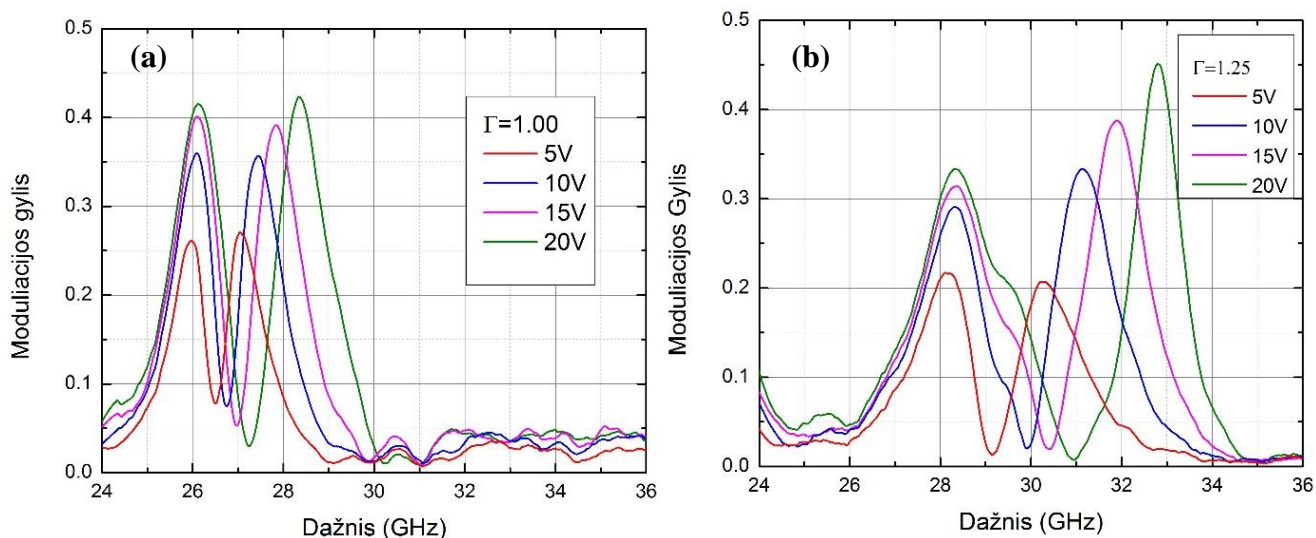
28 pav. Pralaidumo spektrai gauti skaitmeninių modeliavimų metu. Talpa keičiama nuo 0,01 iki 1,5 pF.

Pralaidumas buvo įvertintas ir skaitmeninių modeliavimų metu. Gautieji pralaidumo spektrai yra pateikiami 28 pav. Modeliuojant varaktoriaus talpos buvo keistos nuo 0,1 iki 1,5 pF. Matome, kad mažėjant talpos vertėms rezonanso (minimumo pralaidumo spektre) padėtis slenka į aukštesnių dažnių sritį. Lyginant su eksperimentiniais spektrais, pralaidumo minimumo vertės gautos modeliavimų metu yra mažesnės bei pasislinkusios į didesnių dažnių sritį. Tai galėjo būti nulemta efekto, kad bangolaidyje (eksperimente) banga yra  $TE_{10}$ , o tai reiškia, kad magnetinė dedamoji turi išilginę komponentę. Tai atitiktų atviroje erdvėje bangą, krentančią kampu į rezonatoriaus plokštumą. Be to, tas kampas būtų vis kitas, skirtingiems dažniams. Modeliuojant buvo naudojama plokščia, statmenai į paviršių krintanti banga, todėl mūsų sukurtas modelis nėra visiškai tikslus. Kiti galimi veiksniai dėl eksperimento ir modeliavimo neatitikimo: neįskaitytas induktyvumas dėl aukso vielutės kilpos (Žr. 17 pav.) bei plokščiasis kondensatorius nėra tikslus atitikmuo eksperimente naudotam varaktoriui.

Iš gautųjų pralaidumo spektrų buvo įvertinta amplitudės moduliacijos gylis. Šiuo atveju moduliacija yra atliekama analoginiu signalų generatoriumi, o prie bandinio yra prijungta nuolatinė įtampa. Grafikuose 29 pav. pateiktos absoliutinės moduliacijos gylio kreivės. Moduliacijos gylio įvertinimas buvo atliktas ir kitu moduliacijos metodu. Moduliuojama varaktoriaus įtampą, o analoginis RF signalų generatorius perjungiamas į nuostoviosios veikos režimą. Tai reiškia, kad bangolaidžiu sklinda nenutrūkstanti monochromatinė banga (eksperimento schema pateikta 21 pav.). Rezonatorių,

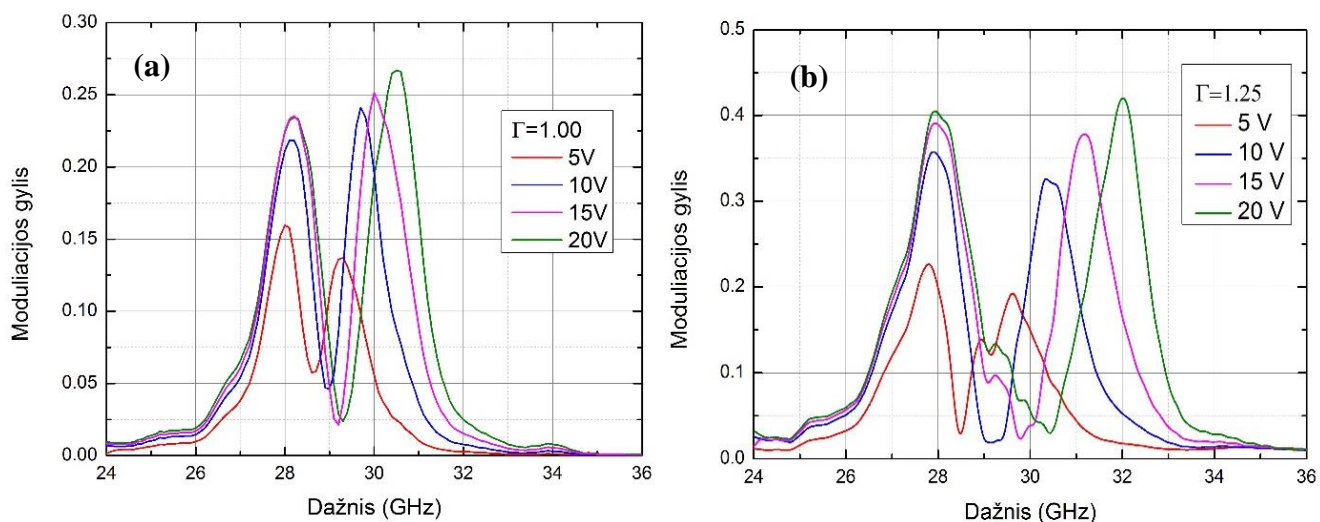


apkrautų varaktoriais su  $\Gamma$  parametro vertėmis  $\Gamma = 1$  ir  $\Gamma = 1,25$ , moduliacijos kreivių spektrai, pateikti atitinkamai 30a ir 30b pav.



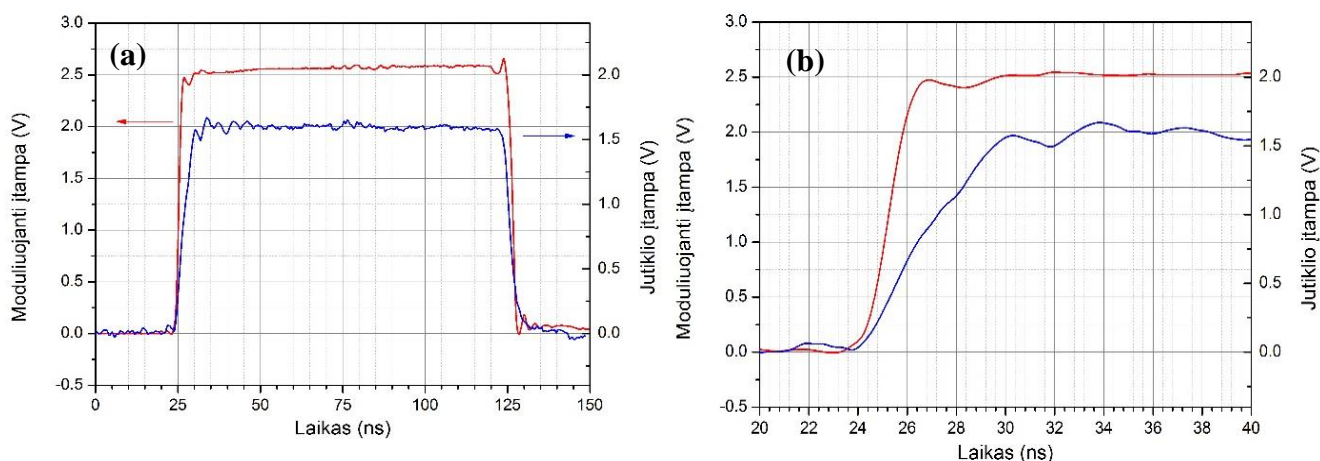
29 pav. Moduliacijos gylio spektrai, gauti iš optinio pralaidumo matavimų. Kairėje (a) pusėje varaktoriaus  $\Gamma$  parametro vertė yra 1,00, o dešinėje (b) – 1,25.

Moduliacijos gylio įvertinimas buvo atliktas naudojant ir kitą moduliacijos būdą: moduluojama varaktoriaus įtampa, o analoginis RF signalų generatorius perjungiamas į nuostoviosios veikos režimą. T. y. bangolaidžiu sklinda nenutrūkstanti sinusinė banga (Žr. 3.2 skyrių). Rezonatorių, apkrautų varaktoriais su  $\Gamma$  parametro vertėmis  $\Gamma = 1$  ir  $\Gamma = 1,25$ , moduliacijos kreivių spektrai, pateikti atitinkamai 30 pav.



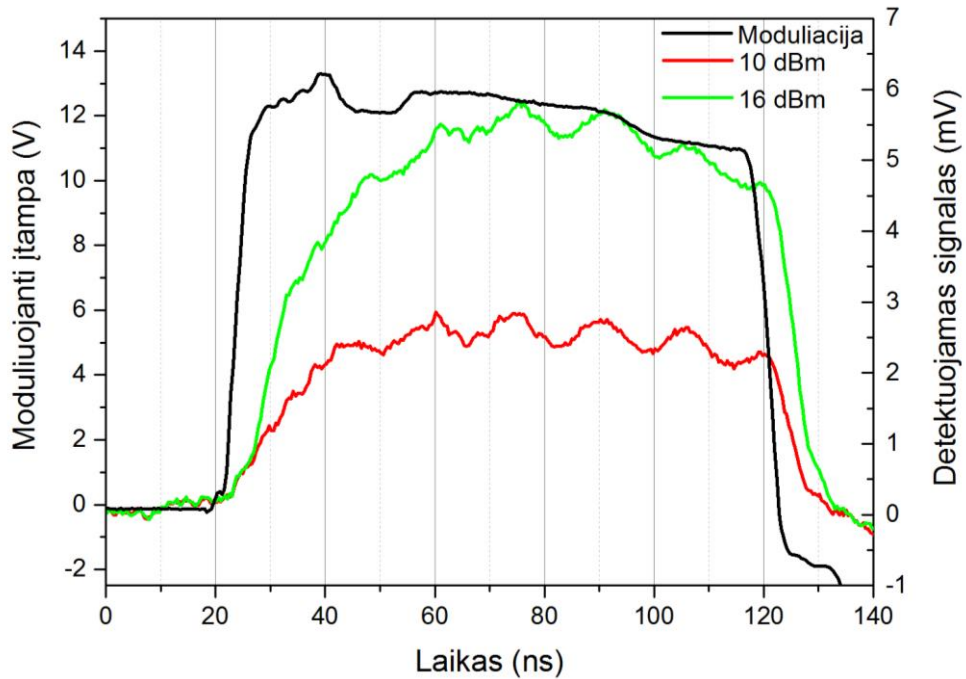
30 pav. Moduliacijos gylio spektrai, gauti eksperimento (3.1. poskyris) metu. Kairėje pusėje varaktoriaus  $\Gamma$  parametro vertė yra 1,00, o dešinėje – 1,25

Galiausia, buvo įvertinta, kokia yra rezonatoriaus, apkrauto varaktoriaumi, moduliacijos sparta. Visų pirma, norint kokybiškai įvertinti moduliatoriaus spartą, mums reikia žinoti jutiklio bei kitų prietaisų vėlinimą. Tai galima įvertinti iš jutiklio registruojamo signalo vėlavimo atžvilgiu moduluojamo signalo. Jutiklio spartą iliustruoja 31 pav. pateikti grafikai, kuriuose matyti, registruojamo signalo polinkis atžvilgiu moduluojančio signalo. Signalas pasiekia 90 % maksimalios vertės 5 ns vėliau negu moduluojantis signalas.



31 pav. Moduluojančios įtampos bei jutiklio signalo priklausomybės nuo laiko (a). Išdidinta sritis ties signalo frontu (b).

Bandinio moduliacijos sparta yra įtakota parazitinių induktyvumų ir talpų atsirandančių dėl prie rezonatoriaus prijungiamų priedadų, skirtų varaktorių valdymui, bei dėl jo paties konstrukcijos ypatybių. Paties varaktoriaus valdymas yra piko-sekundžių eilės, todėl krūvininkų relaksacijos efektai, formuojant nuskurdintąją sritį, neturi didelės įtakos prietaiso greitimeikiškumui. Moduliatoriaus spartos matavimo rezultatai yra pateikiami 32 pav., kuriuose matyti, kad moduluotasis signalas vėluoja nuo įtampos impulso. Atlikus skaičiavimus, gauta, kad moduliatoriaus sparta yra apie 12 ns.



32 pav. Moduliuojančios įtampos bei jutiklio signalo priklausomybės nuo laiko.

#### 4.2. Aukštesnių eilių plazmoninių rezonansinių modų valdymas metapaviršiuose teraherciniuose dažniuose

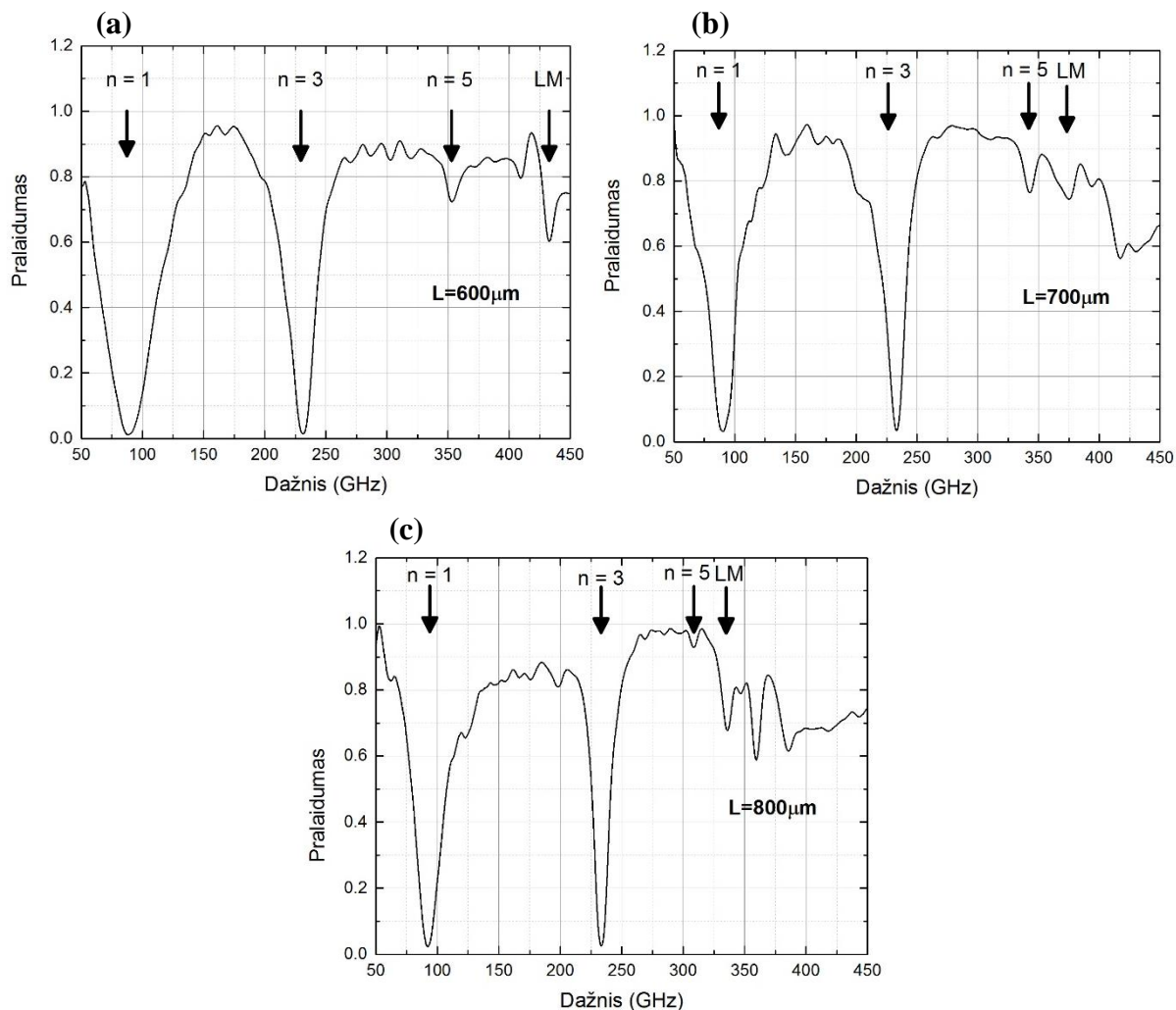
Metapaviršius yra sudarytas iš periodinių metalinių struktūrų ant dielektrinės plokštelės. spinduliuotės sąveikos su medžiaga reiškiniai buvo tiriami, kai žadinančioji spinduliuotė krinta statmenai į paviršiaus plokštumą. Bandinių struktūra bei jų paruošimo technologija yra aptartos atitinkamai 2.2 ir 2.3 skyriuje. Terahercų dažnių ruože visi metalai yra laikomi beveik idealiais laidininkais, o plona teflono plėvelė – skaidri šiai spinduliuotei. Todėl, visos eksperimente stebimos spektrinės metamedžiagų savybės yra pasekmė spinduliuotės sąveikos su metaliniais žiedelio formos rezonatoriais.

Visų pirma, buvo tirti U-formos (S1) rezonatorių (18 pav.) matricų bandiniai. Pastarųjų tarpelio dydis yra didžiausias ( $G = 400 \text{ um}$ ) ir atitinkamai kontūro talpa yra mažiausia. Kitaip tariant, pagrindinis LC rezonansas šio dizaino metapaviršiuose yra stebimas ties aukščiausio dažnio verte

( $f_{\text{rez}} \sim \sqrt{1/LC}$ ). Pirmasis rezonansas buvo stebimas ties 95 GHz dažniu. Plazmoninių ir gardelės

rezonansų tarpusavio sąveika buvo tirta bandiniuose keičiant atstumą tarp matricoje išsidėsčiusių

rezonansų. Gardelės periodiškumas buvo keičiamas intervale nuo 600 iki 1000  $\mu\text{m}$ . Spinduliuotės pralaidumo spektrai buvo gauti naudojant nuostoviosios veikos terahercinę sistemą (detaliau 3.2 poskyriuje). Gautieji rezultatai esant skirtingiems atstumams tarp U-formos rezonatorių yra pateikti 33 pav.

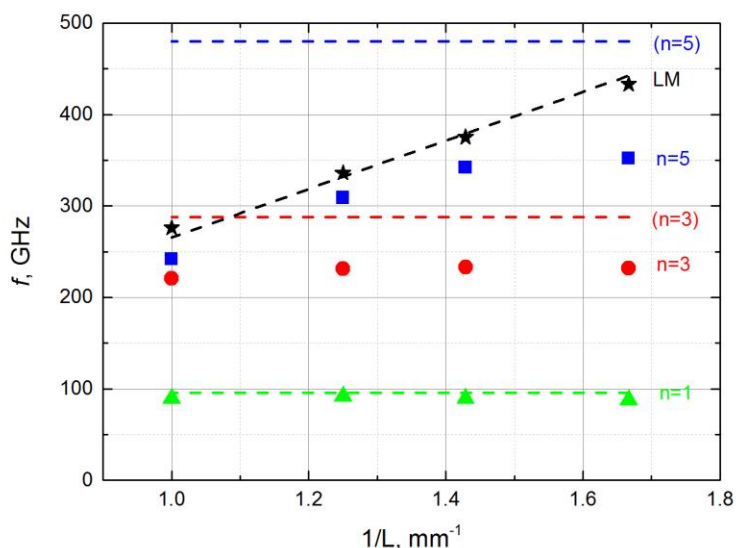


33 pav. U-formos rezonatorių matricių pralaidumo spektrai, esant (a) 600  $\mu\text{m}$ , (b) 700  $\mu\text{m}$  bei (c) 800  $\mu\text{m}$  gardelės periodiškumams.

Pralaidumo spektruose (Žr. 33 pav.) pirmasis stebimas rezonansas, kaip jau buvo minėta, yra pirmoji plazmoninė moda ( $n=1$ ) ir spektruose yra ties 95 GHz dažniu. Osciliuojančios ratu srovės kontūre kuria elektrinį dipolį (7 pav.). Antrasis rezonansas U-formos metalinių kontūrų matricioje yra stebimas ties 230 GHz dažniu. Pastarasis yra trečioji plazmoninė moda ( $n=3$ ) ir elektrinės srovės tekėdamos kontūru kuria elektrinį kvadrupolį. Verta paminėti, kad kai žadinančio elektrinio lauko

poliarizacija yra statmena tarpelio plokštumai tik nelyginės plazmoninės modos yra sužadamos. Detaliau apie tai yra aptarta 1.2.1. skyriuje. Šie du pirmieji rezonansai yra beveik stacionarūs kintamos gardelės periodiškumo atžvilgiu. Kitoks yra trečiojo rezonanso elgesys. Keičiant gardelės periodiškumą jis kinta 300-350 GHz dažnių intervale (Žr. 33 pav.). Tai yra penktoji plazmoninė rezonansinė moda ( $n=5$ ). Ši moda yra žymiai silpnesnė ir dažniausia eksperimentuose nėra stebima U-formos rezonatorių metapaviršiuose.

Dar vienas papildomas pralaidumo minimumas atsiranda aukštesniuose dažniuose. Spektuose yra pažymėtas *LM* ir keičiant gardelės periodiškumą kinta 335-430 GHz dažnių intervale. Tai atitinka pirmosios eilės difrakciją nuo periodinio darinio ir rezonansų padėtys, kintant atstumams tarp rezonatorių, sutampa su dažniais apskaičiuotais pagal formulę 1.2.2.1. Šis rezonansas dar yra vadinamas Wood'o anomalija. Detaliau apie šį reiškinį yra aptarta 1.2.2. skyriuje. Siekiant aiškiau stebėti gardelės rezonanso evoliuciją nuo kintamo periodiškumo bei sąveikos ypatumus tarp dviejų skirtingos prigimties rezonansų, apibendrinti pralaidumo spektrų rezultatai yra pateikti 34 pav. Grafike yra pavaizduota rezonansų padėčių priklausomybė nuo atvirkštinės gardelės periodiškumo.



34 pav. U-formos rezonatorių matricos pralaidumo minimumo juostų dispersijos diagrama, keičiant gardelės periodiškumą nuo 600  $\mu\text{m}$  iki 1000  $\mu\text{m}$ .

Iš gautųjų rezultatų matome, kad gardelės rezonansas paklūsta teoriniams skaičiavimams (lyg. 1.2.2.1) ir grafike (34 pav. pažymėta juoda punktyrinė linija) išsidėsto ant teorinės tiesės. Pirmoji ( $n=1$ )

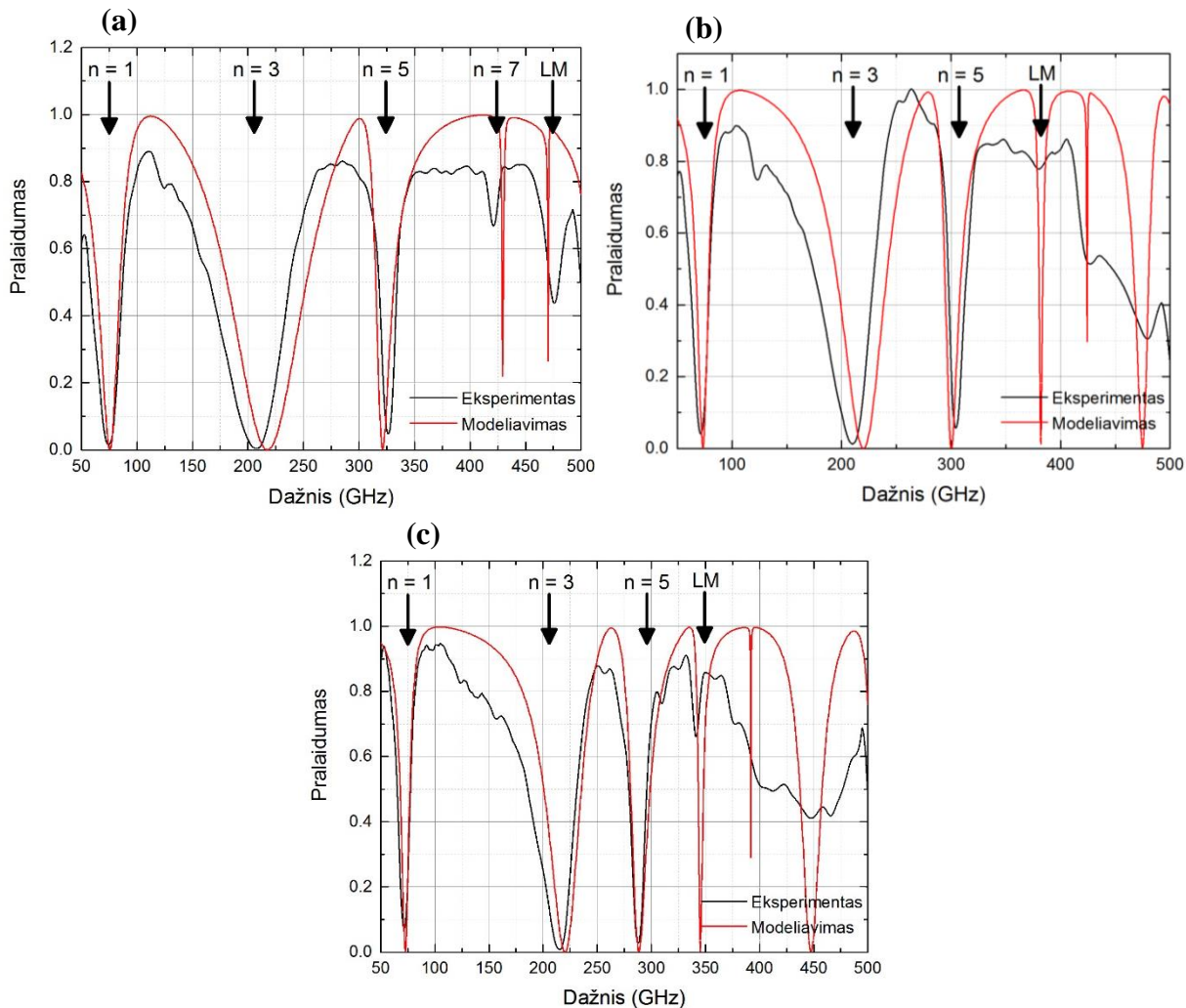
bei trečioji ( $n=3$ ) plazmoninės modos yra praktiškai nepaveiktos sąveikos su gardelės rezonansu ir rezonansų padėtys sugula ant teorinių kreivių, gautos pagal lygtį (1.2.1.2). Eksperimento rezultatai yra truputį pasislinkę į mažesnių dažnių sritį, kadangi teorijoje pateikta lygtis aprašo rezonansų padėtis tiesioje metalinėje struktūroje. Suformavus U formos rezonatorių, metalinis strypelis įgyja didesnę talpą bei induktyvumą. Todėl, rezonansai ( $f_{rez} \sim \sqrt{1/LC}$ ) yra pasislinkę į mažesnių dažnių sritį. Kitoki elgesį demonstruoja penktoji ( $n=5$ ) plazmoninė moda. Didėjant gardelės periodiškumui (mažėjant dydžiui  $l/L$ ), šios modos rezonansinis dažnis mažėja. Šis reiškinys byloja apie stiprią sąveiką tarp gardelės ir plazmoninių rezonansų, kai jų dažniai priartėja. Detaliau apie tai bus aptarta pristatant C-formos (S3) bandinių rezultatus.

Spektruose (33 pav.)  $n=1$  ir  $n=3$  modose yra stebimas rezonanso pločio siaurėjimas didėjant gardelės periodiškumui. Tai gali būti paaiškinta kolektyvine osciliatorių sąveika [22]. Tolinant struktūros elementus vieną nuo kito, silpnėja tarpusavio įtaka gretimiesiems elementams ir stebimas „švaresnis“ rezonansas. Toks spektrinis rezonanso valdymas atveria galimybes kontroliuoti kokybės faktorių (angl. quality factor) bei būti pritaikomas dažnį filtruojančiose sistemose.

Buvo ištirti ir kitos serijos rezonatorių metapaviršiai, kurie sudaryti iš C-formos (S3) rezonatorių (Žr. 18 pav.). Šių metalinių kontūrų tarpelis yra siauresnis, kas lemia didesnę kontūro efektingą talpą. Tai reiškia, kad pagrindinio LC rezonanso dažnis, lyginant su U-formos metapaviršiumi, yra išsidėstęs žemesniuose dažniuose. Analogiškai U-formos rezonatorių atveju, bandinių gardelės periodas buvo keičiamas intervale 600 - 1000  $\mu\text{m}$ . Nuostoviosios veikos terahercinės spektroskopinės sistema buvo gauti pralaidumo spektrai, kurie yra pateikiami 35 pav. Grafikuose, kaip ir U-formos rezonatorių atveju (Žr. 33 pav.), matomas žymus pirmųjų dviejų rezonansų siaurėjimas didinant gardelės periodiškumą. Vienintelis skirtumas yra tas, kad C-formos (S3) osciliatorių atveju modos  $n=1$  rezonansas yra siauresnis už  $n=3$ , t. y. atvirkščiai negu U-formos žiedeliuose.

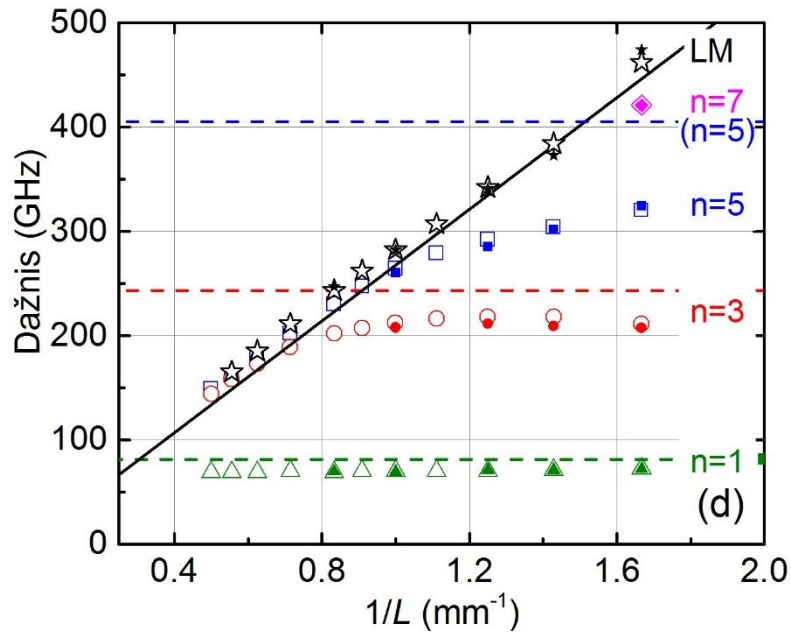
Pirmasis rezonansas pralaidumo spektruose (35 pav.) yra ties 75 GHz dažniu, antrasis – 210 GHz. Tai yra pirmoji ir trečioji plazmoninė rezonansinė modos. Trečiasis, keičiantis gardelės periodiškumui, slankioja 280 – 330 GHz dažnių intervale ir yra penktoji ( $n=5$ ) plazmoninė moda. C-formos rezonatorių metapaviršiaus atveju, šis rezonansas yra žymiai stipresnis ir pralaidumo spektruose šis minimumas yra toks pat gilus kaip ir pagrindinis LC rezonansas. Ketvirtasis minimumas pralaidumo

spektruose yra siejamas su Wood'o anomalija ir dažnių skalėje, dėl kintamo atstumo tarp elementų, slankioja intervale nuo 340 iki 420 GHz. Šiuo metu manome, kad tai yra  $n=7$  moda (ties periodu 600). Prie kitų periodų niekas nesikeičia.



35 pav. C-formos žiedelio formos rezonatorių dvimačio masyvo pralaidumo spektrai, esant gardelės periodiškumui (a)  $600 \mu\text{m}$ , (b)  $700 \mu\text{m}$  bei (c)  $800 \mu\text{m}$ . Eksperimentinius rezultatus atspindi juodos kreivės spektras, skaitmeninių modeliavimų – raudonos.

Eksperimente naudotoje nuostoviosios veikos terahercinėje spektroskopinėje sistemoje spinduliuotės pluoštelis yra fokusuojamas, todėl tiriant didelio periodiškumo matricas daug rezonatorių vienu metu negali būti apšviesti. Be to, didesnio periodiškumo gardelėse abiejų tipų rezonansinės modos suartėja ir tampa jas sunku viena nuo kitos išskirti. Todėl, buvo atlikti ir skaitmeniniai modeliavimai (3.3. skyrius). Modeliavimų rezultatai yra pateikti pralaidumo spektruose (35 pav.) kartu su eksperimentiniais rezultatais. Matyti, kad mūsų pasirinktas modelis yra tikslus.



36 pav. C-formos rezonatorių matricos pralaidumo minimumo juostų dispersijos diagrama, keičiant gardelės periodiškumą nuo 600  $\mu\text{m}$  iki 2000  $\mu\text{m}$ . Eksperimentinius rezultatus vaizduoja užspalvinti simboliai, skaitmeninio modeliavimo – tuščiaviduriai.

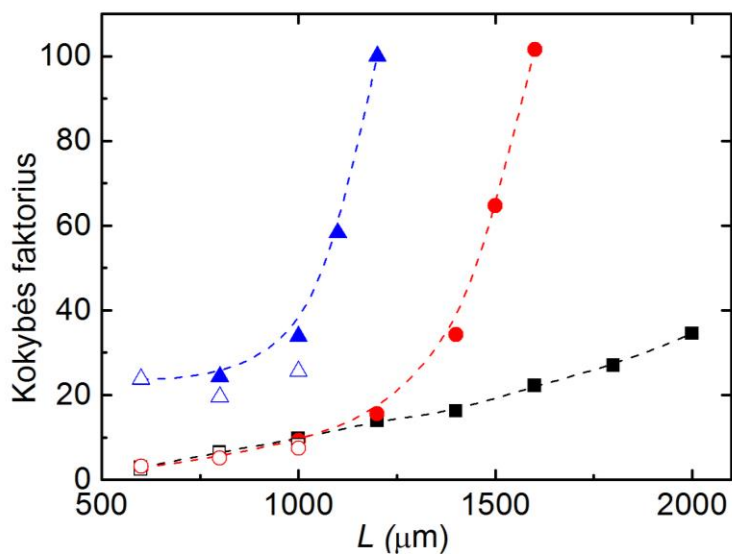
Modeliavimai buvo atlikti metapaviršiams, kurių periodiškumas keistas per 10 žingsnių intervale nuo 600 iki 2000  $\mu\text{m}$ . Apibendrinti pralaidumo spektrų rezultatai yra pateikiami 36 pav., kur yra atidėtos rezonansų padėties dažnių skalėje kaip funkcija nuo atvirkštinio gardelės periodo. Horizontalios kreivės atitinka teorines plazmoninius rezonansus. Pastarosios yra gautos pagal formulę 1.2.1.2. Rezultatai kaip ir U-formos rezonatorių metapaviršiuose yra pasislinkę į žemesnių dažnių sritį. Pavirusi kreivė atspindi teorinius Wood'o anomalijos padėties skaičiavimus (lyg. 1.2.2.1). Verta paminėti, kad gardelės modos padėties kitimas nuo periodiškumo gerai sutampa, lyginant teorinių skaičiavimų, eksperimento bei skaitmeninio modeliavimo rezultatus. 36 paveiksle matome, kad plazmoninių rezonansų  $n=5$  ir  $n=3$  padėties nekinta dažnių skalės atžvilgiu tol, kol prie jų nepriartėja gardelės moda. Toliau, didėjant periodiškumui (mažėjant parametrui  $1/L$ ), plazmoninių rezonansų padėtis ima sekti gardelės rezonansą, artėja prie tiesės ir slenka į žemesnių dažnių sritį. Ties didžiausia periodiškumo verte visi trys ( $n=3$ ,  $n=5$ ,  $LM$ ) rezonansai praktiškai susimaišo į vieną.

Kaip jau buvo minėta anksčiau, yra stebimas rezonansinės juostos siaurėjimas, kai atstumai tarp gardelės elementų yra didinami. Dėl šio efekto yra stebimas kokybės faktoriaus didėjimas. Pastarasis yra skaičiuojamas pagal formulę:



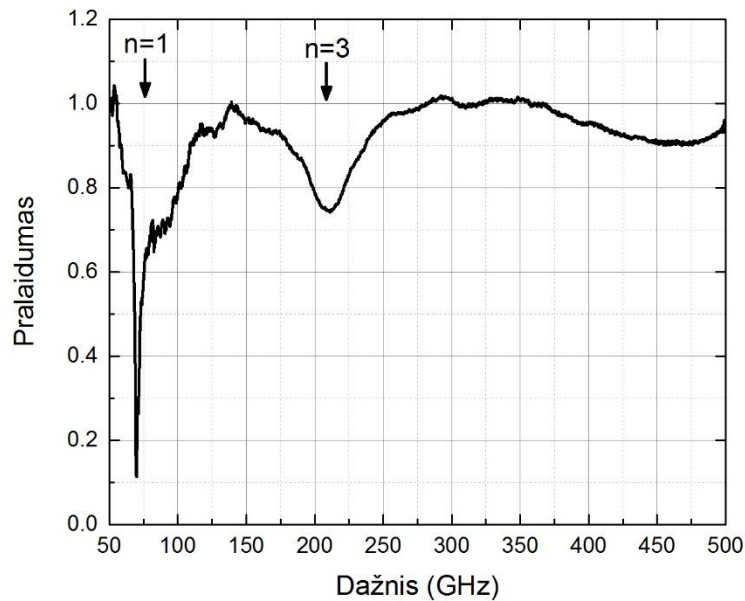
$$Q = \Delta f / f_0, \quad (4.2.1)$$

kur  $\Delta f$  yra rezonansinės juostos plotis,  $f_0$  – centrinis dažnis rezonanso padėtyje. Itin įdomi situacija stebima, kai gardelės ir plasmoninių rezonansų padėtys suartėja. T. y.  $n=3$  modai, kai atstumai tarp metapaviršiaus elementų yra  $1500 \mu\text{m}$  ir  $n=5$  modai, kai gardelės periodiškumas –  $1100 \mu\text{m}$ . Skaitmeninių modeliavimų metu gauti rezultatai (Žr. 37 pav.) rodo labai stiprų plazmoninės rezonansinės modos siaurėjimą. Kitaip tariant, labai stipriai išauga kokybės faktoriaus vertės. Panašus reiškinys buvo stebimas U-formos rezonatorių matricoje bei aprašytas literatūroje [9], [21].



37 pav. Kokybės faktoriaus priklausomybė nuo gardelės konstantos. Eksperimentinius rezultatus vaizduoja tuščiaviduriai simboliai, skaitmeninio modeliavimo – užspalvinti.

Norint detaliau išsiaiškinti kolektyvinę žiedelio formos rezonatorių sąveiką, buvo išmatuotos pavienio elemento spinduliuotės pralaidumas. Rezultatus atspindi 38 pav., kur matyti pirmos ( $n=1$  ir  $n=3$ ) dvi plazmoninės rezonansinės modos viename žiedelyje. Trečioji moda yra silpnesnė, lyginant su periodinės gardelės atveju (Žr. 35 pav.). Be to, penktoji plazmoninė moda, kuri periodinėje C-formos rezonatorių matricoje buvo stipri, yra labai silpna ir eksperimente jos praktiškai neįmanoma išskirti. Todėl, galime daryti išvadą, kad periodinėje gardelėje kaimyninių elementų tarpusavio sąveika yra stipri. Dėka jos, elementų matricoje stebime sustiprintus  $n=3$  bei  $n=5$  juostų rezonansus. Tarpusavio sąveikos mechanizmas bus detaliai aptartas vėliau.



38 pav. Vienetinio žiedelio formos rezonatoriaus pralaidumo spektras, gautas eksperimento metu. Matavimai atlikti, kai bandinys yra patalpintas į 2 mm diametro diafragmą.

### Rezonansų sustiprėjimo dėl kolektyvinės sąveikos mechanizmas

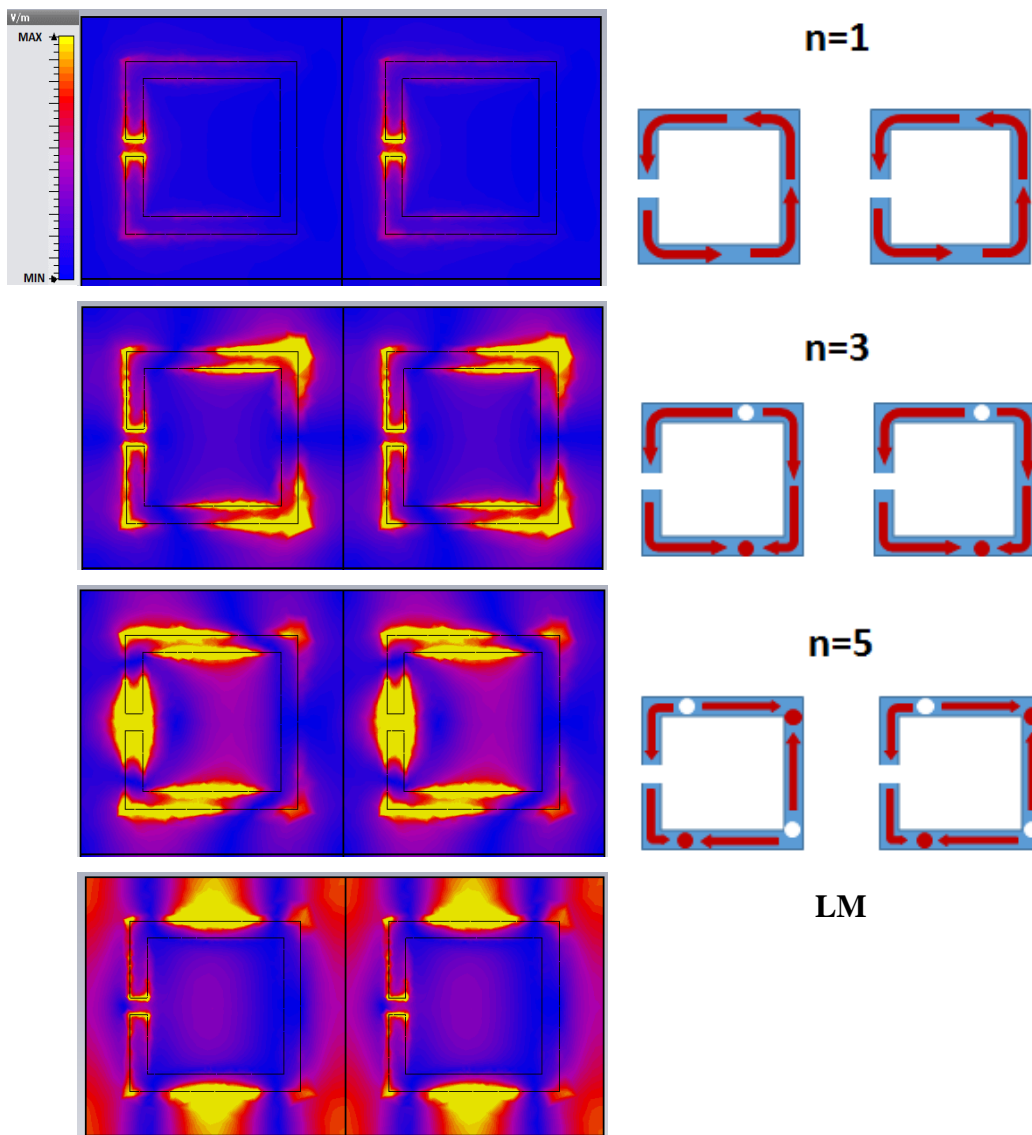
Pavienių ir rezonatorių matricos savybės sąveikaujant su THz spinduliais yra skirtingos. Kaip jau pastebėjome, elementų kolektyvinis atsakas gardelėje yra gerokai stipresnis už pavienio elemento. Šis reiškinys gali būti paaiškintas remiantis elektrinių laukų bei paviršinių srovių pasiskirstymais metapaviršiaus elementuose ties rezonansiniais dažniais. Rezonansai buvo tirti, kai gardelės periodiškumas yra toks, kad elemento kuriamo artimojo lauko nuotolis yra didesnis už atstumą tarp gretimų rezonatorių. Rezonansų sustiprėjimas yra grindžiamas elektrinio lauko sąveika tarp gretimų elementų.

Elektrinių laukų bei paviršinių srovių pasiskirstymai buvo gauti skaitmeninių modeliavimų metu. Elektriniai laukai, srovės tekėjimo kryptys ir susidariusio elektrinio krūvio sritys pirmiems keturiems rezonansams (plazmoninės  $n=1$ ; 3; 5 bei  $LM$  modoms) yra pateikti 39 pav. Pirmojo ( $n=1$ ) rezonanso atveju, spinduliuotės laukas sužadina kontūro ratu osciliuojančią srovę. Ši savo ruožtu, ties tarpeliu kuria elektrinį dipolį. O tai reiškia, kad yra kuriamas ir elektrinis laukas, kurio kryptis yra lygiagreti išorinės spinduliuotės poliarizacijai (tarpelio srityje). Šis, elektrinis laukas gali sąveikauti su gretimu elementu ir stiprinti arba silpninti rezonansą. Iš pavienio rezonatoriaus (Žr. 38 pav.) bei elementų

gardelės pralaidumo spektrų (35 pav.) matome, kad LC rezonansui kolektyvinė sąveika turi mažai įtakos. Šį, pirmoji rezonansinė, moda stipriai sužadinama ir pavienio elemento atveju.

Antroji rezonansinė moda, kuri yra stebima 800  $\mu\text{m}$  gardelės konstantos C-formos elementų matricoje, yra ties 220 GHz dažniu. Lygindami pavienio žiedelio ir visos gardelės pralaidumo spektrus (35 ir 38 pav.), matome kad šis rezonansas yra sustiprėjęs dėl kolektyvinės elementų sąveikos. Šio rezonanso atveju, elektrinės srovės osciliuoja kontūru kaip pateikta (39 pav.) ir kuria keturias elektrinio lauko sustiprinimo sritis (elektrinis kvadrupolis). Kitaip tariant, turime tris sritis, kuriose elektrinės srovės osciliuoja su priešinga faze. Vidurinėje srityje, kuri yra kitoje rezonatoriaus pusėje nei tarpelis, srovės krypties fazė gali nesutapti su žadinančio lauko elektrinio lauko faze, todėl elektronai šiame sektoriuje negali efektyviai judėti dėl žadinančios spinduliuotės. Dėl šios priežasties, antrasis rezonansas pavieniame rezonatoriuje yra silpnesnis. Tankiai supakavus elementus, ši vidurinė sritis yra arti gretimo rezonatoriaus tarpelio, kuriame yra kuriamos dvi skirtingo krūvio sritis. T. y. rezonatoriaus tarpelyje kuriamas elektrinis dipolis. Esant tinkamoms fazės sąlygoms, šis elektrinis laukas priverčia elektronus judėti gretimo elemento vidurine sritimi. Taigi, tankiai supakuotoje rezonatorių matricoje, antroji plazmoninė rezonansinė moda yra sustiprinama dėka elektrinio lauko sąveikos tarp gretimų elementų.

Analogiška situacija yra stebima tiriant trečiąjį rezonansą ( $n=5$  moda). Pavienio rezonatoriaus atveju jis yra labai silpnas (38 pav.) ir nėra stebimas, tačiau kai yra elementai išdėstyti i dvimatę matricą, stebimas ryškus šio rezonanso sustiprėjimas (38 pav.). Šį sustiprėjimą analogiškai galima paaiškinti remiantis artimojo lauko sąveika tarp elementų. Esant tinkamoms fazės sąlygomis, tarpelyje kuriamas elektrinis laukas gali priversti elektronus judėti kaimyninio elemento vidurinėje srityje. Dėl šios priežasties trečiasis rezonansas demonstruoja gilią ir aukšto Q-faktoriaus rezonansinę juostą C-formos rezonatorių matricoje. Tuo tarpu, U-formos rezonatoriuose tarpelis yra platus, todėl elektrinis laukas yra silpnas ties gretimo tarpelio kraštine ir rezonansinės juostos sustiprėjimas yra silpnesnis (Žr. 33 pav.).



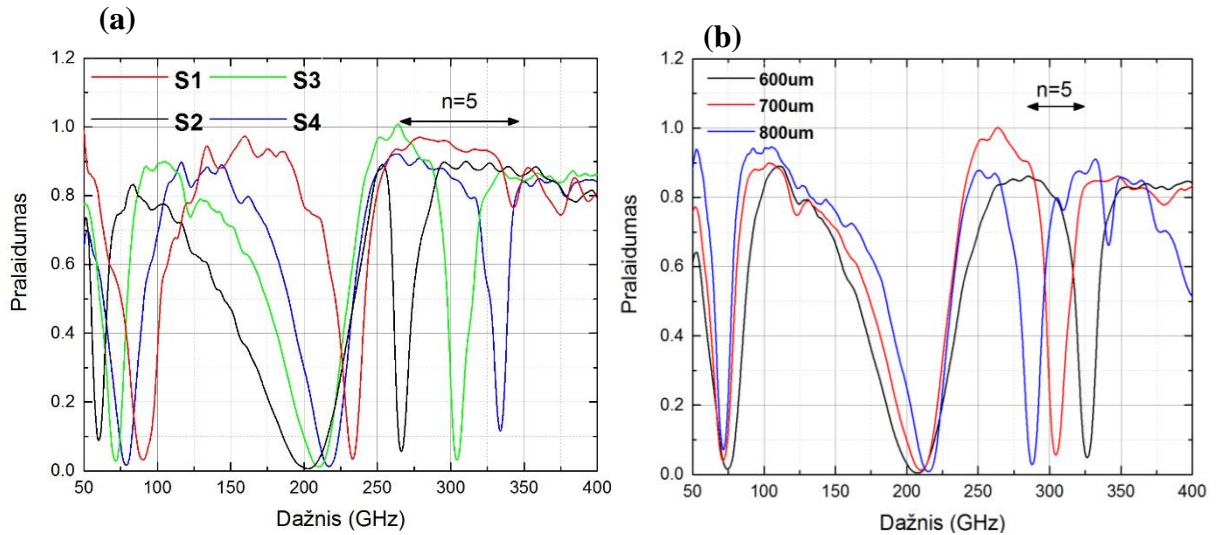
39 pav. Elektrinių laukų bei paviršinių srovių pasiskirstymai rezonatorių matricoje ties pirmomis keturiomis rezonansinėmis modomis. Gardelės periodas yra  $800\mu\text{m}$ .

Ketvirtasis rezonansas yra gardelės moda (*LM*), kitaip literatūroje dar vadinama Wood'o anomalija. Dėl periodinio darinio krintanti spinduliuotė difraguoja ir interferuoja bandinio plokštumos kryptimi, kai gardelės periodiškumas tampa lygus šviesos bangos ilgiui (1.2.2. skyrelis). Atlikus modeliavimus (Žr. 39 pav.) matome, kad šis rezonansas skiriasi nuo pirmųjų ir yra ne plazmoninės prigimties. Elektrinių laukų žemėlapyje matome stovinčios bangos vaizdą. Banga sklinda išilgai  $x$  ašiai, kurios bangos ilgis (atstumas tarp dviejų maksimumo verčių lygus pusei bangos ilgio) yra lygus metapaviršiaus periodiškumui. Kas atitinka teorinius skaičiavimus.

Taigi, nustatėme kad, dėl kolektyvinės sąveikos yra žymiai sustiprėjusi penktoji rezonansinė moda ( $n=5$ ). Pastarosios padėtis dažnių skalėje stipriai priklauso nuo atstumo tarp kaimynių elementų. Tai galima paaiškinti remiantis tuo pačiu sąveikos artimuoju lauku mechanizmu. Keičiantis gardelės periodiškumui, keičiasi fazės poslinkis tarp tarpelio srityje besiformuojančio dipolio lauko bei gretimo elemento sienelės, kurioje tekanti elektrinė srovė yra stiprinama tarpelyje kuriamo lauko. Didėjant atstumui tarp elementų, fazės atitikimo sąlygos išpildomos esant vis žemesniems žadinančios spinduliuotės dažniams (t. y. didesniems bangos ilgiams). Todėl, stebima stipri  $n=5$  rezonansinės modos padėties dažnių skalėje priklausomybė nuo gardelės periodiškumo.

### **Plazmoninių rezonansinių modų valdymas metapaviršiuose**

Tiek U-formos, tiek C-formos rezonatorių matricose stebimi plazmoninių ir gardelės modų sąveikos ypatumai yra vienodi. Tačiau C-formos rezonatoriuose penktoji plazmoninė moda yra žymiai stipresnė. Norint nuodugniau patikrinti mūsų tyrimo metu pateiktas prielaidas (Žr. skyrių apie sustiprinimo mechanizmą.), atlikti pralaidumo spektrų matavimai su kitų, skirtingų, dizainų rezonatorių matricomis. Tai yra, buvo tirtos dvi papildomos rezonatorių matricos (S2 bei S4), kurių vienos matricos (18 pav.) rezonatorius turi didesnę talpą nei C-formos rezonatoriaus, kitos – mažesnę. Visų keturių dizainų metapaviršių, kurių gardelės periodiškumas yra 700 um, pralaidumo spektrai yra palyginti 40 pav. Kaip ir buvo tikėtasi, mažinant rezonatoriaus tarpelio talpą, plazmoniniai rezonansai slenkasi į didesnių dažnių sritį nuo 265 iki 340 GHz. Be to, matome, kad didėjant tarpelio pločiui, aukštesnių modų plazmoniniai rezonansai silpsta ir praktiškai jau nėra stebimi U-formos osciliatorių matricoje (40a pav.). Šį reiškinį gali paaiškinti sąveika tarp gretimų matricos elementų artimuoju elektriniu lauku. T. y. didėjant rezonatoriaus tarpui, tarpelio srityje mažėja elektrinio lauko koncentracija. Silpnesnis laukas lemia silpnesnę akumuluojamą srovę gretimoje kontūro kraštinėje. Be to, C-formos elementų matricoje yra stebimas giliausias rezonansas pralaidumo spektruose. Tai patvirtina, kad sąveika tarp elementų yra susijusi su elektrinio lauko koncentracija ties tarpeliu, o ne su padidėjusia talpa ties šia sritimi.



40 pav. (a) Skirtingų dizainų (S1-S4) metapaviršių pralaidumo spektrai, esant gardelės periodiškumui 700  $\mu\text{m}$ . (b) C-formos rezonatorių (S3 dizainas) masyvų pralaidumo spektrai, gardelės periodiškumui kintant intervale nuo 600 iki 800  $\mu\text{m}$ .

Kaip jau buvo minėta, trečiasis rezonansas ( $n=5$  plazmoninė moda) yra ryškiausias C-formos bandiniuose. Pademonstruota, kad šį rezonansą galima valdyti dažnių skalėje, keičiant metapaviršiaus periodiškumą (40b pav.). Didinant gardelės periodiškumą nuo 600 iki 800  $\mu\text{m}$ , šis rezonansas pasislenka nuo 330 iki 290 GHz.

Taigi, pademonstruota, kad 5-osios plazmoninės modos rezonansą dažnių skalėje galime valdyti tiek keičiant gardelės periodiškumą, tiek tarpelio ilgį. Be to, keičiant šiuos abu parametrus rezonanso juostos kokybės faktorius ( $Q$ ) išlieka aukštas. Šios metapaviršiaus savybės: aukštas  $Q$  faktorius bei platus valdymas dažnių srityje, gali būti plačiai pritaikytos kuriant THz metapaviršiaus jutiklius, dažnį filtruojančius paviršius ir kt.

## Išvados

1. Elektriškai valdoma varaktoriaus talpa mažėja didėjant atgalinės krypties įtampai. Kartu mažėja ir viso rezonansinio kontūro efektinė talpa ir osciliatoriaus rezonansas slenka į aukštesnių dažnių sritį. Pademonstruotas 4,5 GHz rezonansinės juostos poslinkis, naudojant varaktorių, kurio  $\Gamma$  parametro vertė yra 1,25.
2. Eksperimentiškai bei modeliuojant buvo pademonstruotas elektriškai valdomo dažnio modulatorius, veikiantis mikrobangų dažnių ruože. Modulatoriaus maksimali moduliacijos vertė siekia 42 %, o veikimo sparta yra 12 ns.
3. Nustatyta, kad trečioji bei penktoji plazmoninės modos C-formos rezonatorių matricoje yra sustiprintos dėl kaiminių rezonatorių tarpusavio elektrinės artimojo lauko sąveikos.
4. Minėtoji sąveika lemia tai, kad didinant atstumus tarp rezonatorių mažėja aukštesnių eilių plazmoninių modų dažnis. Be to, didėjant gardelės periodui, gardelės rezonanso padėtis slenka į mažesnių dažnių sritį.
5. Eksperimento bei modeliavimų metu buvo pademonstruotas aukštesnių eilių plazmoninių rezonansų valdymas terahercų dažniuose, keičiant gardelės konstantą bei tarpelio efektingą talpą. Tai yra naudinga norint pritaikyti metapaviršių terahercinių filtrų, moduliatorių bei jutiklių kūrimui.

## Literatūros šaltiniai

- [1] A. Sihvola, “Metamaterials in electromagnetics,” *Metamaterials*, vol. 1, no. 1, pp. 2–11, 2007.
- [2] W. Cai, U. Chettiar, A. Kildishev, and V. Shalaev, “Optical cloaking with metamaterials,” *Nat. Photonics*, vol. 1, no. April, p. 224, 2007.
- [3] N. I. et al. Landy, “A Perfect Metamaterial Absorber,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 20, 2008.
- [4] C. M. Soukoulis and M. Wegener, “Past Achievements and Future Challenges in 3D Photonic Metamaterials,” pp. 1–18, 2011.
- [5] N. Yu and F. Capasso, “Flat optics with designer metasurfaces,” *Nat. Mater.*, vol. 13.3, pp. 139–150, 2014.
- [6] H. Merbold, A. Bitzer, and T. Feurer, “Second harmonic generation based on strong field enhancement in nanostructured THz materials,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 8, pp. 4493–4499, 2011.
- [7] M. Tonouchi, “Cutting-edge THz technology Cutting-edge terahertz technology,” *Nat. Photonics*, vol. 1.2, no. March, pp. 97–105, 2007.
- [8] H. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, “Active terahertz metamaterial devices,” *Nature*, vol. 444.7119, pp. 597–600, 2006.
- [9] J. Wallauer, A. Bitzer, S. Waselikowski, and M. Walther, “Near-field signature of electromagnetic coupling in metamaterial arrays: a terahertz microscopy study,” *Opt. Express*, vol. 19.18, pp. 17283–17292, 2011.
- [10] V. G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ,” *Sov. Phys. uspekhi*, vol. 10.4, no. 509, 1968.
- [11] E. Aydin, K., Bulu, I., Guven, K., Kafesaki, M., Soukoulis, C. M., & Ozbay, “Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84.18, p. 4184, 2000.
- [12] C. Rockstuhl, “Resonances of split-ring resonator metamaterials in the near infrared,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 84.1, pp. 219–227, 2006.
- [13] J. . Valentine *et al.*, “Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index,” *Nature*, vol. 455, no. 7211, pp. 376–379, 2008.
- [14] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental Verification of a Negative Index of Refraction,” *Science (80-. )*, vol. 292, no. April, pp. 77–79, 2001.
- [15] K. Aydin and E. Al., “Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator



- parameters and designs,” *New J. Phys.*, vol. 7, no. 1, p. 168, 2005.
- [16] J. Naqui, *Symmetry Properties in Transmission Lines Loaded with Electrically Small Resonators*. Springer International Publishing, 2016.
- [17] A. K. Sheridan, A. W. Clark, A. Glidle, J. M. Cooper, and D. R. S. Cumming, “Multiple plasmon resonances from gold nanostructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 14, 2007.
- [18] C. Rockstuhl, F. Lederer, C. Etrich, T. Zentgraf, J. Kuhl, and H. Giessen, “On the reinterpretation of resonances in split-ring-resonators at normal incidence,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 19, pp. 8827–8836, 2006.
- [19] X. Fu *et al.*, “Mode jumping of split-ring resonator metamaterials controlled by high-permittivity BST and incident electric fields,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. August, p. 31274, 2016.
- [20] R. W. Wood, “Anomalous diffraction gratings,” *Phys. Rev.*, vol. 48, no. 12, pp. 928–936, 1935.
- [21] A. Bitzer, J. Wallauer, H. Helm, H. Merbold, T. Feurer, and M. Walther, “Lattice modes mediate radiative coupling in metamaterial arrays,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 24, pp. 22108–22113, 2009.
- [22] J. Keller *et al.*, “Coupling Surface Plasmon Polariton Modes to Complementary THz Metasurfaces Tuned by Inter Meta-Atom Distance,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 5.6, 2017.
- [23] W. Withayachumnankul, C. Fumeaux, S. Member, and D. Abbott, “Planar Array of Electric-LC Resonators With Broadband Tunability,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 10, pp. 577–580, 2011.
- [24] W. Xu and S. Sonkusale, “Microwave diode switchable metamaterial reflector / absorber,” vol. 31902, pp. 3–7, 2013.
- [25] C. Baker, I. S. Gregory, M. J. Evans, and W. R. Tribe, “All-optoelectronic terahertz system using lowtemperature-grown InGaAs photomixers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 23, pp. 3844–3846, 2005.
- [26] C. S. Technology, “CST MICROWAVE STUDIO ®,” 2008.
- [27] S. Chu, “A Finite-Difference Time-Domain Method for the Design and Analysis of Guided-Wave Optical,” *J. Light. Technol.*, vol. I, no. 12, pp. 2033–2038, 1989.
- [28] K. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, 1966.

CONTROL OF THE RESONANT MODES IN 2D ARRAY OF SPLIT-RING RESONATORS IN  
THE MICROWAVE AND TERAHERTZ REGIME

**Summary**

Recently developed metamaterials have attracted a tremendous amount of interest because of unique electromagnetic properties that is not found in nature. Metamaterials are periodic structures of artificial “atoms” with “lattice constants”, at scales that are smaller than the wavelengths of the phenomena they influence. Metamaterials derive their properties not from the properties of the substrate materials, but from their newly designed structures. Their precise shape, geometry, size, orientation and arrangement give them their smart properties capable of manipulating electromagnetic waves.

In the first part of this work, properties of the single unit cell of active metamaterial is analyzed. An electrically controllable split ring resonator was fabricated on thin Teflon film. The tunability of the resonator was supported by loading the varactor to the resonator loop. Integrating varactors into the metamaterial unit cell allows the active variation of capacitance and hence of the resonance frequency of the metamaterial. The blue shift of the resonance frequency was observed by applying reverse bias to the varactor. That means, by reducing the capacitance of the metal loop the resonance shifts to higher frequencies. Furthermore, the shifting of the resonance frequency results in modulation of the transmission amplitude at the surrounding frequencies.

In the second part of this work, we numerically and experimentally studied excitation of higher-order plasmonic modes in planar arrays of SRRs of various types. We observe that by choosing appropriate SRR geometries and lattice periods a remarkable increase of the oscillator strength of higher-order resonances can be achieved. Here we study in detail various coupling regimes and demonstrate for the first time that electric near-field coupling between SRRs as the underlying mechanism for the higher-order mode enhancement. In particular, we highlight that the third-order resonance having high Q-factor, high extinction and wide tunability is a promising candidate for various practical applications such as narrowband filters, modulators and sensors.

VAITKŪNAS, Andrius. *Rezonansinių modų valdymas dvimatėje žiedelio formos rezonatorių matricoje mikrobangų bei terahercų dažnių ruože*: Optoelektronikos medžiagų ir technologijų magistrantūros studijų baigiamasis darbas. Darbo vadovas dr. Dalius Seliuta. Vilnius: Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas, 2017, 51 p.

Metamedžiagos – daug žadanti perspektyva kuriant terahercų dažnių ruože veikiančius aktyvius bei pasyvius elementus. Šio darbo tikslas – prisidėti prie technologinio jų vystymo. Atlikti įvairaus dizaino bei periodiškumo rezonatorių matricų THz pralaidumo matavimai. Pademonstruota galimybė valdyti pagrindinės  $LC$  bei aukstesnių eilių plazmoninių rezonansinių modų padėtis dažnių skalėje.