

UNIVERZITET U BEOGRADU  
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Danka Stojanović

**Prostiranje elektromagnetnih talasa kroz  
hiralne metamaterijale u terahercnom  
frekventnom opsegu**

doktorska disertacija

Beograd, 2018

UNIVERSITY OF BELGRADE  
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Danka Stojanović

**Propagation of electromagnetic waves  
through chiral metamaterials in terahertz  
frequency range**

doctoral dissertation

Belgrade, 2018

### Članovi komisije:

dr Ljupčo Hadžievski, **mentor**  
naučni savetnik  
Institut za nuklearne nauke "Vinča"  
Univerzitet u Beogradu

dr Jelena Radovanović  
redovni profesor  
Elektrotehnički fakultet  
Univerzitet u Beogradu

dr Vitomir Milanović  
profesor emeritus  
Elektrotehnički fakultet  
Univerzitet u Beogradu

dr Petra Beličev  
naučni saradnik  
Institut za nuklearne nauke "Vinča"  
Univerzitet u Beogradu

dr Milan Ilić  
redovni profesor  
Elektrotehnički fakultet  
Univerzitet u Beogradu

*Baji i Vladi*

# Zahvalnica

*Ova disertacija je urađena u Laboratoriji za atomsku fiziku Instituta za nuklearne nauke "Vinča" kao deo istraživanja u okviru projekata III 45005 i III 45010 Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije.*

*Ovom prilikom bih želela da se zahvalim dr Petri Beličev na mnogobrojnim sugestijama i na velikoj pomoći pruženoj tokom istraživanja. Naše naučne diskusije su bile dragocene za napredak mog rada, a njena zapažanja i komentari su značajno doprineli kvalitetu same disertacije.*

*Dr Ljupču Hadžievskom zahvaljujem na predlogu interesantne strukture za istraživanje i na svim korisnim savetima, a naročito na motivisanju za ostvarenje konačnog cilja. Zahvaljujem se takođe i dr Goranu Gligoriću koji je uvek bio spreman kako za diskusiju o naučnim temama, tako i za šalu.*

*Dr Jeleni Radovanović i dr Vitomiru Milanoviću hvala na tome što su me uveli u oblast hiralnih metamaterijala, kao i na aktivnoj saradnji i podršci pruženoj tokom celog perioda doktorskih studija.*

*Vedri duh i podrška kolega i drugara iz P\* grupe pratili su me na putu ka ostvarivanju ovog cilja. Posebno bih izdvojila Sandru, tvorca kakao sastanaka tokom kojih sam dobijala dodatnu energiju i podstrek za rad. Značajnu ulogu na ovom putu imali su i moj cimer Nenad kao i drugari sa ručka, koji su mi svojom pozitivnom energijom ulepšali doktorantske dane provedene u Vinči.*

*Želela bih da izrazim posebnu zahvanost mojoj mami Mileni, mom tati Božidaru i mom Goranu. Hvala im na veri u mene, strpljenju i razumevanju koje su mi pružili tokom doktorskih studija.*

# Apstrakt

Sve veća primena terahercnog zračenja u oblasti komunikacija, spektroskopije i imidžinga, posledica je njegovih jedinstvenih osobina, a posebno činjenice da prodire u mnoge izolatorske materijale. Pomenute primene omogućene su realizacijom uređaja koji su operativni na terahercnim frekvencijama. Njihova konstrukcija može biti zasnovana na metamaterijalima, veštački napravljenim strukturama koje se sastoje od periodično raspoređenih rezonantnih elemenata. Ovim materijalima je moguće postići jaku interakciju sa terahercnim elektromagnetnim talasima, usled čega su u fokusu aktuelnih istraživanja. Hiralni metamaterijali, kao podvrsta metamaterijala karakteristične geometrije, su od posebnog interesa zbog drugačijeg odziva na upadne levo i desno cirkularno polarizovane talase. Ova osobina omogućava brojne primene od kojih su najznačajnije enantiomerski senzori i komponente potrebne za manipulaciju cirkularno polarizovanih terahercnih talasa.

U okviru ove teze je prikazano ispitivanje prostiranja terahercnih elektromagnetnih talasa kroz hiralne metamaterijale primenom odgovarajućih analitičkih i numeričkih metoda. Za modelovanje prostiranja elektromagnetnih talasa kroz realne hiralne strukture korišćen je Comsol Multiphysics programski paket, a za analitičke proračune je upotrebljeno više metoda: metoda transfer matrica, Nicholson-Ross-Wair metoda, metoda stacionarne faze, elektrodinamički pristup i pristup ekvivalentnog kola. U tezi se realne hiralne strukture odnose na hiralne metamaterijale koji se sastoje od  $\Omega$  elemenata i na one koji se sastoje od rezonatora sa uvrnutim prstenom.

U slučaju kada je hiralni metamaterijal posmatran kao homogena sredina, na osnovu rezultata dobijenih analitičkim metodama je pokazana različita interakcija levo i desno cirkularno polarizovanih talasa sa strukturom. Konkretno, pri prostiranju talasa kroz hiralne metamaterijale koji se sastoje od  $\Omega$  elemenata, ovo je imalo za posledicu različite vrednosti vremena kašnjenja, tj. vremena zadržavanja i grupnog kašnjenja. Vremena kašnjenja su proračunavana i numerički, čime se pokazalo neslaganje sa analitički dobijenim vrednostima vremena zadržavanja. Dodatno, numeričkom metodom su dobijene raspodele elektromagnetnog polja i gustina energije, kao i koeficijenti apsorpcije u pomenutoj strukturi za različite polarizacije upadnih cirkularno polarizovanih talasa. Daljom analizom utvrđena je zavisnost hiralnih efekata - cirkularnog dihiroizma i optičke aktivnosti od geometrijskih parametara  $\Omega$  elemenata.

Na osnovu numeričkih simulacija interakcije terahercnog elektromagnetnog talasa i hiralnog metamaterijala koji se sastoji od kompaktnih rezonatora sa uvr-

nutim prstenom su dobijeni spektri apsorpcije, raspodela elektromagnetnih polja i vrednosti cirkularnog dihiroizma. Pokazano je da se promenom geometrijskih, kao i parametara materijala predstavljene strukture, može uticati na oblik i poziciju rezonantne frekvencije. To dovodi do zaključka da se modifikacijom dizajna strukture mogu projektovati spektralne karakteristike, a sama struktura može prilagoditi potrebnim primenama. Takođe, na osnovu analiza efekata koji se javljaju za različite orijentacije i konfiguracije hiralnih rezonatora sa uvrnutim prstenom, predložene su potencijalne primene ispitivanih struktura.

**Ključne reči:** rezonatori, hiralni metamaterijali, terahercni opseg, vremena kašnjenja, cirkularni dihiroizam

**Naučna oblast:** Elektrotehnika i računarstvo

**Oblast istraživanja:** Nanoelektronika i fotonika

**UDK broj:** 621.3

# Abstract

The unique features and especially the property of terahertz radiation that it can penetrate into many insulating materials make them ideal for diverse applications in the field of communications, spectroscopy and imaging. These applications are enabled by the realization of devices which operate at terahertz frequencies. Their construction can be based on metamaterials, artificially made structures which consist of periodically distributed resonant elements. Metamaterials provide a strong interaction with terahertz electromagnetic waves, which places them in the focus of current investigations. Chiral metamaterials, as a class of metamaterials with characteristic geometry, are of the special interest due to the different response to left and right circularly polarized waves. This feature allows numerous applications among which the most significant are enantiomeric sensors and components necessary for manipulation of circularly polarized waves.

In this thesis, the study of terahertz electromagnetic waves propagation through chiral metamaterials using appropriate analytical and numerical methods is presented. The modelling of electromagnetic wave propagation through real chiral structures was done within the Comsol Multiphysics programme package, while analytically based calculations were performed using several methods: transfer matrix method, Nicholson-Ross-Weir method, stationary phase approximation, electrodynamic approach and equivalent circuit approach. In the thesis, real chiral structures are chiral metamaterials which are composed of  $\Omega$  elements and those which are composed of twisted closed ring resonators.

When a chiral metamaterial is considered as a homogenous medium, the results indicate a different interaction of left and right circularly polarized waves with the structure. In particular, when wave propagates through the chiral metamaterial composed of  $\Omega$  elements, depending on circular polarization of the incident wave, different values of time delays, i.e. dwell times and group delays, are obtained. Time delays were calculated numerically, as well. A comparison between results obtained with numerical and analytical approaches showed opposite trends for dwell times. Additionally, distributions of electromagnetic fields and energy density, as well as absorption coefficients are calculated numerically, too. Dependence of chiral effects, circular dichroism and optical activity, on geometrical parameters of  $\Omega$  elements has been determined by further analysis of the structure.

Through numerical simulations of the interaction of terahertz electromagnetic waves and chiral metamaterials based on compact twisted closed ring resonators, resonance features and chiral effects are studied. It has been shown that the change



of geometrical, as well as material parameters of the structure, affects on the shape and position of resonant frequency. This leads to the conclusion that the metamaterial spectral characteristics can be engineered by the modification of the resonant element design. Thus, the observed structure can be adjusted and functionalized for desired applications. Also, based on the analysis of the effects that occur for different orientations and configurations of chiral twisted closed ring resonators, potential applications of the examined structures have been proposed.

**Keywords:** resonators, chiral metamaterial, terahertz frequency region, time delay, circular dichroism

**Scientific field:** Electrical and Computer Engineering

**Research area:** Nanoelectronics and Photonics

**UDC number:** 621.3

# Sadržaj

<b>Sadržaj</b>	<b>viii</b>
<b>1 Uvod</b>	<b>1</b>
1.1 Elektromagnetni talasi u periodičnim strukturama . . . . .	1
1.2 Metamaterijali . . . . .	2
1.2.1 Elektromagnetne karakteristike metamaterijala . . . . .	3
1.2.2 Istorija razvoja metamaterijala . . . . .	4
1.2.3 Gubici u metamaterijalima . . . . .	7
1.3 Hiralnost u prirodi i metamaterijalima . . . . .	8
1.3.1 Hiralnost u prirodi . . . . .	8
1.3.2 Polarizacija EM talasa . . . . .	9
1.3.3 Efekti hiralnosti . . . . .	10
1.3.4 Hiralni rezonatori . . . . .	13
1.4 Terahercni frekventni opseg . . . . .	14
1.4.1 Metamaterijali u THz opsegu . . . . .	15
1.4.2 Hiralni metamaterijali u THz opsegu . . . . .	17
1.5 Pregled teze . . . . .	19
<b>2 Homogene hiralne sredine</b>	<b>21</b>
2.1 Uvod . . . . .	21
2.1.1 Dielektrična polarizacija . . . . .	21
2.1.2 Permitivnost i permeabilnost . . . . .	22
2.1.3 Disperzivni model dielektrične permitivnosti . . . . .	24
2.1.4 Konstitutivne relacije i talasna jednačina CMM . . . . .	25
2.2 Analitička metoda . . . . .	27
2.2.1 Refleksija i transmisija na jednoj graničnoj površini . . . . .	27
2.2.2 Primena TMM na CMM . . . . .	29
2.3 Rezultati . . . . .	34
<b>3 Numeričke metode</b>	<b>37</b>
3.1 Model metala . . . . .	37
3.2 Metoda konačnih elemenata . . . . .	38

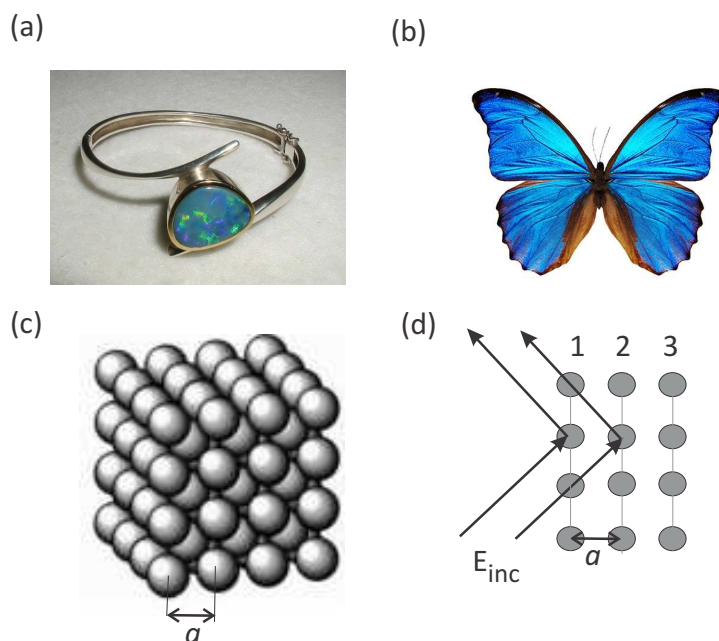
3.3	Granični uslovi . . . . .	40
3.3.1	Port granični uslovi . . . . .	40
3.3.2	Periodični granični uslovi . . . . .	41
3.3.3	Impedansni granični uslovi . . . . .	42
3.3.4	Savršeni električni provodnik . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Vremena kašnjenja pri prostiranju talasa kroz hiralne metamaterijale na bazi <math>\Omega</math> elemenata</b>	<b>44</b>
4.1	Uvod . . . . .	44
4.1.1	Vremena kašnjenja . . . . .	44
4.2	Analitičke metode . . . . .	46
4.2.1	Aproksimacija stacionarne faze . . . . .	46
4.2.2	Određivanje efektivnih parametara . . . . .	48
4.2.2.1	Nicholson-Ross-Weir metoda . . . . .	48
4.2.2.2	Lorentz-ov oblik efektivnih parametara . . . . .	50
4.2.3	Elektrodinamički pristup određivanja gustine energije . . . . .	53
4.3	Rezultati . . . . .	57
4.3.1	Dizajn CMM na bazi $\Omega$ elemenata . . . . .	57
4.3.2	Raspodela elektromagnetnih polja . . . . .	58
4.3.3	Refleksija i transmisija . . . . .	59
4.3.4	Grupno kašnjenje . . . . .	62
4.3.5	Vremena zadržavanja . . . . .	64
4.3.6	Uticao promene geometrije na efekte hiralnosti i grupnog kašnjenja . . . . .	65
4.3.6.1	Uticao promene dužine pravih žica . . . . .	66
4.3.6.2	Uticao promene poluprečnika prstena . . . . .	67
4.3.6.3	Uticao promene debljine žice . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Hiralni metamaterijali bazirani na rezonatoru sa uvrnutim prstenom</b>	<b>70</b>
5.1	Uvod . . . . .	70
5.1.1	Elektromagnetno sprezanje u metamaterijalima . . . . .	70
5.1.1.1	Električni i magnetni dipoli . . . . .	71
5.1.1.2	Induktivno i konduktivno sprezanje . . . . .	72
5.1.1.3	Modovi višeg reda . . . . .	73
5.2	Pristup ekvivalentnog kola . . . . .	75
5.3	Rezultati . . . . .	77
5.3.1	Dizajn CMM na bazi TCRR . . . . .	77
5.3.2	Prve analize optičkih osobina CMM koji se sastoji od TCRR . . . . .	78
5.3.3	Prostiranje talasa kroz O1 TCRR CMM . . . . .	80

5.3.3.1	Spektar apsorpcije . . . . .	80
5.3.3.2	Električno polje i raspodela naelektrisanja . . . . .	81
5.3.3.3	Analiza rezonancija . . . . .	83
5.3.3.4	Cirkularni dihiroizam . . . . .	85
5.3.4	Prostiranje talasa kroz O2 TCRR CMM . . . . .	88
5.3.4.1	Spektar apsorpcije . . . . .	88
5.3.4.2	Raspodela EM polja . . . . .	89
5.3.4.3	Cirkularni dihiroizam . . . . .	90
5.3.5	Prostiranje talasa kroz O3 TCRR CMM - modifikacija strukture	91
5.3.6	Primena CMM baziranog na TCRR . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Zaključak</b>	<b>95</b>
<b>7</b>	<b>Dodatak</b>	<b>98</b>
7.1	Određivanje izraza za talasni vektor kod CMM . . . . .	98
7.2	Veza između koeficijenata refleksije i transmisije linearno i cirkularno polarizovanih talasa . . . . .	99
	<b>Reference</b>	<b>100</b>

# Poglavlje 1 Uvod

## 1.1 Elektromagnetni talasi u periodičnim strukturama

Da bi se kontrolisalo prostiranje svetlosti, do sada su dizajnirane različite periodične strukture na mikro- ili nano- skali kako bi se na taj način postigle potrebne optičke karakteristike na makro-skali [1; 2; 3; 4]. Periodični optički sistemi se sastoje od periodično ponovljenih identičnih gradivnih elemenata (jediničnih ćelija). Periodičnost struktura se javlja i u prirodi, a upravo ova osobina je odgovorna za boje opala, pojedinih vrsta buba ili leptirova (slike 1.1(a) i (b)).



Slika 1.1: (a) Nakit sa opalom [5]; (b) Krila leptira koja svetlucaju usled postojanja periodičnih mikro- i nanostrukture u njima [6]; (c) Kubična rešetka; (d) Jedna ravan kubične rešetke [4].

Osnove za izučavanje periodičnih sredina postavio je i matematički formulisao G. Floquet 1880. godine, dok ih je F. Bloch 1929. godine proširio i primenio u oblasti fizike čvrstog stanja. Po Bloch-ovoj teoremi, rešenje talasne jednačine u periodičnom sistemu ima formu [7; 8]:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (1.1)$$

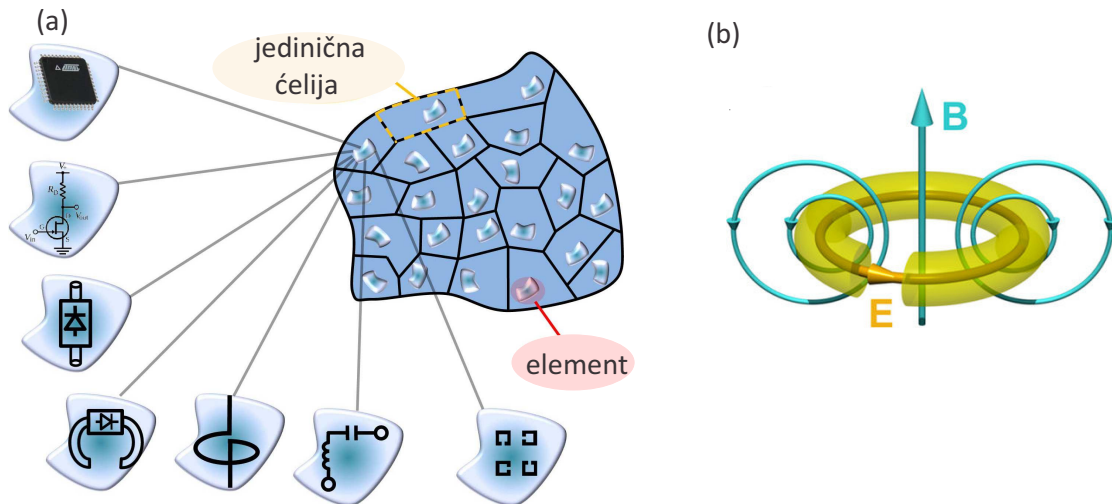
gde je  $\mathbf{k}$  talasni vektor,  $\mathbf{r}$  vektor pozicije, a  $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  periodična funkcija kristalne rešetke za koju važi:  $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{T})$ , gde je  $\mathbf{T}$  translacioni vektor. Usled postojanja translacione simetrije talasnog vektora, svojstvene funkcije se mogu predstaviti u obliku Bloch-ovih talasa. Na ovaj način je, znajući rešenje talasne jednačine u jednoj tački periodičnog sistema, moguće odrediti rešenje u svim tačkama kristalne rešetke.

Radi objašnjenja periodičnosti, uzima se kubična rešetka pri čemu svaki čvor kubične rešetke predstavlja element periodične strukture (slika 1.1(c)). Ključni parametar pri ispitivanju periodičnih struktura je  $a/\lambda$ , gde je  $a$  rastojanje između elemenata u rešetki (period rešetke), a  $\lambda$  talasna dužina upadnog talasa. U slučaju kada je talasna dužina uporediva sa  $a$ , dolazi do Bragg-ovog efekta što je objašnjeno slikom 1.1(d). Kada se talas prostire kroz rešetku, u zavisnosti od upadnog ugla i odnosa  $a/\lambda$ , moguće je ostvariti uslove potrebne za nastanak konstruktivne interferencije. Tada će talasi reflektovani na čvorovima iste ravni u kubičnoj rešetki imati istu fazu što će dovesti do pojačanja talasa posmatrane talasne dužine. Ovakav princip prostiranja svetlosti je karakterističan za fotonske kristale. Sa druge strane, kada je talasna dužina mnogo veća od perioda rešetke, tada se zanemaruje efekat difrakcije, a struktura se smatra homogenom. Primer ovakvih materijala su metamaterijali, koji su i tema ove teze [4].

## 1.2 Metamaterijali

Pri interakciji svetlosti i standardnih materijala po pravilu glavnu ulogu ima električno polje koje dovodi do pojave određenih elektro-optičkih efekata [9]. Međutim, kombinacijom električnih i magnetnih odziva sredine se mogu postići mnogi željeni efekti koje sa tradicionalnim materijalima nije moguće ostvariti. Prirodni materijali koji imaju magnetni odziv na upadno elektromagnetno (EM) polje su mnogo ređi nego oni koji imaju električni. Posebno je veoma redak magnetni odziv na terahercnim ili optičkim frekvencijama što je, sa druge strane, moguće postići sa metamaterijalima. Metamaterijali se definišu i kao veštački napravljeni materijali koji se mogu dizajnirati u zavisnosti od potencijalnih primena i poseduju osobine koje se ne mogu naći u prirodi [4; 10]. Sam naziv potiče od grčke reči "meta" što znači "iznad" ukazujući na specifična svojstva ovakvih struktura koja nadmašuju osobine karakteristične za standardne materijale. Ovim terminom su opisani kompozitni materijali koji se sastoje od strukturnih elemenata mnogo manjih od talasne dužine upadne svetlosti, drugačije nazvanih meta-atomima [11].

Osobine metamaterijala zavise od karakteristika elemenata od kojih se sastoje njihove jedinične ćelije. Shematski prikaz metamaterijala sa različitim konstitutivnim elementima je dat na slici 1.2(a). Jedan od prvih rezonantnih elemenata sa



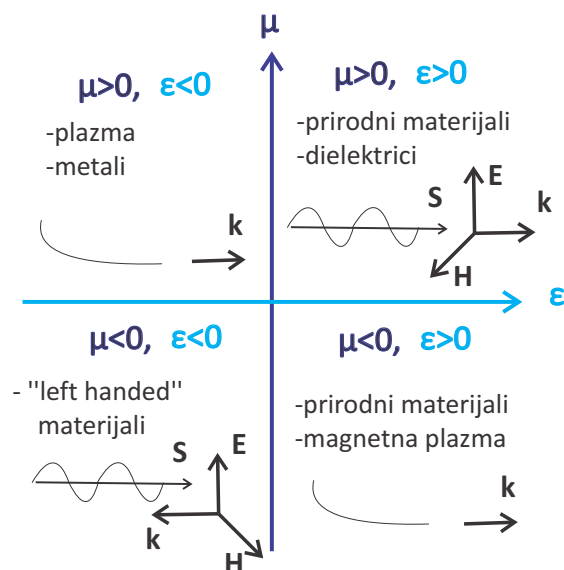
Slika 1.2: (a) Prikaz koncepta metamaterijala sa jediničnom ćelijom i različitim rezonantnim elementima od kojih se sastoje [12]; (b) Shematski prikaz raspodele komponenti EM polja ( $\mathbf{B}$  - magnetna indukcija i  $\mathbf{E}$  - električno polje) unutar metalnog SRR [13].

kojim je postignut magnetni odziv usled interakcije sa EM poljem je rezonator sa prekinutim prstenom (engl. *Split Ring Resonator*- SRR). On se sastoji od metalnog kružnog prstena sa procepom koji čini strukturu rezonantnom (slika 1.2(c)). Dejstvom spoljašnjeg magnetnog polja sa fluksom normalnim na prsten, indukuje se proticanje struje koja rezultuje lokalnim magnetnim dipolnim momentom. Ukoliko su dimenzije rezonatora male u odnosu na talasnu dužinu upadnog talasa, onda on može biti predstavljen električnim kolom sa kondenzatorom i kalemom. Kapacitivnost nastaje usled nagomilavanja naelektrisanja na procepu prstena, dok induktivnost potiče od sprezanja strukture sa magnetnim poljem.

### 1.2.1 Elektromagnetne karakteristike metamaterijala

Elektromagnetne osobine metamaterijala se mogu analizirati smatrajući metamaterijal efektivnom sredinom (engl. *Effective Medium Approximation*), pri čemu se njihove električne i magnetne osobine opisuju efektivnim permitivnostima ( $\epsilon$ ) i permeabilnostima ( $\mu$ ). Ovakav opis metamaterijala važi kada je dimenzija jedinične ćelije značajno manja od talasne dužine upadnog talasa ( $a \ll \lambda$ ) i tada se smatra da je materijal homogen pa se stoga ne uzimaju u obzir interakcije koje se dešavaju između rezonantnih elemenata. Na slici 1.3 je prikazana klasifikacija materijala na osnovu vrednosti realnih delova njihovih električnih i magnetnih konstitutivnih parametara, gde su  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  vektori električnog i magnetnog polja, a  $\mathbf{k}$  je talasni vektor.  $\mathbf{S}$  je Poynting-ov vektor, kojim je definisan pravac protoka energije.

U prvom slučaju kada su  $\epsilon, \mu > 0$  tada vektori  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{k}$  formiraju desnu trojku što je karakteristično za standardne optičke materijale. Sa druge strane, kada je



Slika 1.3: Shematiski prikaz klasifikacije metamaterijala u zavisnosti od realnih delova parametara  $\varepsilon$  i  $\mu$  [11].

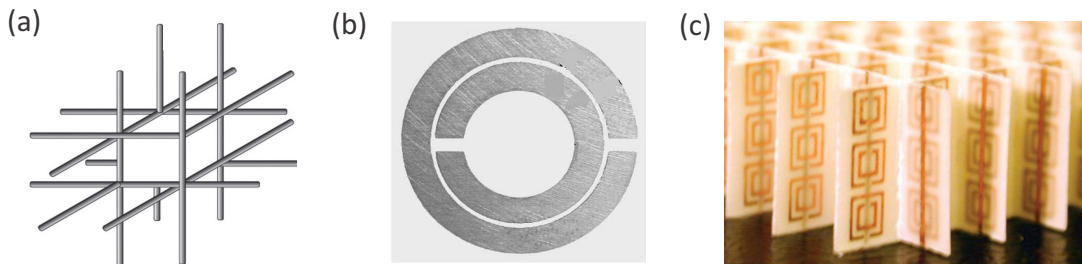
$\mu > 0$ , a  $\varepsilon < 0$ , tada su talasi evanescentni i nema propagirajućih modova. Ovo je karakteristika plazma sredina kao što su metali i dopirani poluprovodnici. Slično je i u slučaju kada je  $\mu < 0$  i  $\varepsilon > 0$ , kada takođe nema propagirajućih modova, a talasni vektor je čisto imaginarna veličina. To se može postići strukturom koja se sastoji od pomenutih SRR, ali javlja se i kod prirodnih materijala kao što su feriti. Poslednja klasa materijala prikazana na slici 1.3 su oni kod kojih je  $\varepsilon, \mu < 0$ . U ovom slučaju, pri prostiranju talasa kroz sredinu, talasni vektor je realna veličina tj. talasi su propagirajući. Tada  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{k}$  formiraju levu trojku pa se ovi materijali nazivaju "levoruki" (engl. *left-handed*). Za uobičajene materijale sa pozitivnim  $\varepsilon$  i  $\mu$ , vektori  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{k}$  formiraju "desnoruki" (engl. *right-handed*) koordinatni sistem pri čemu je  $\mathbf{k}$  paralelan Poynting-ovom vektoru  $\mathbf{S}$ . Sa druge strane, kod "levorukog" sistema,  $\mathbf{k}$  je antiparalelan vektoru  $\mathbf{S}$  što znači da se energija prostire u suprotnom smeru od talasnog vektora (slika 1.3) [11; 14].

### 1.2.2 Istorija razvoja metamaterijala

Istorija razvoja nove klase materijala sa neobičnim osobinama počinje mnogo pre pojave samog naziva "metamaterijali" i vezana je za istraživanja ruskog naučnika V. Veselago-a [15]. On je izučavao materijal čiji su realni delovi permeabilnosti i permitivnosti bili istovremeno negativni. Godinama se smatralo da je njegova studija moguća samo u teoriji, sve do kraja devedesetih godina prošlog veka, kada je usled tehnološkog napretka omogućena eksperimentalna realizacija. Tada je pokazano da nizovi provodnih žica mogu ispoljavati negativnu efektivnu permitivnost [16] (slika 1.4(a)) dok nizovi SRR usled pojave magnetnih rezonancija dovode do neg-



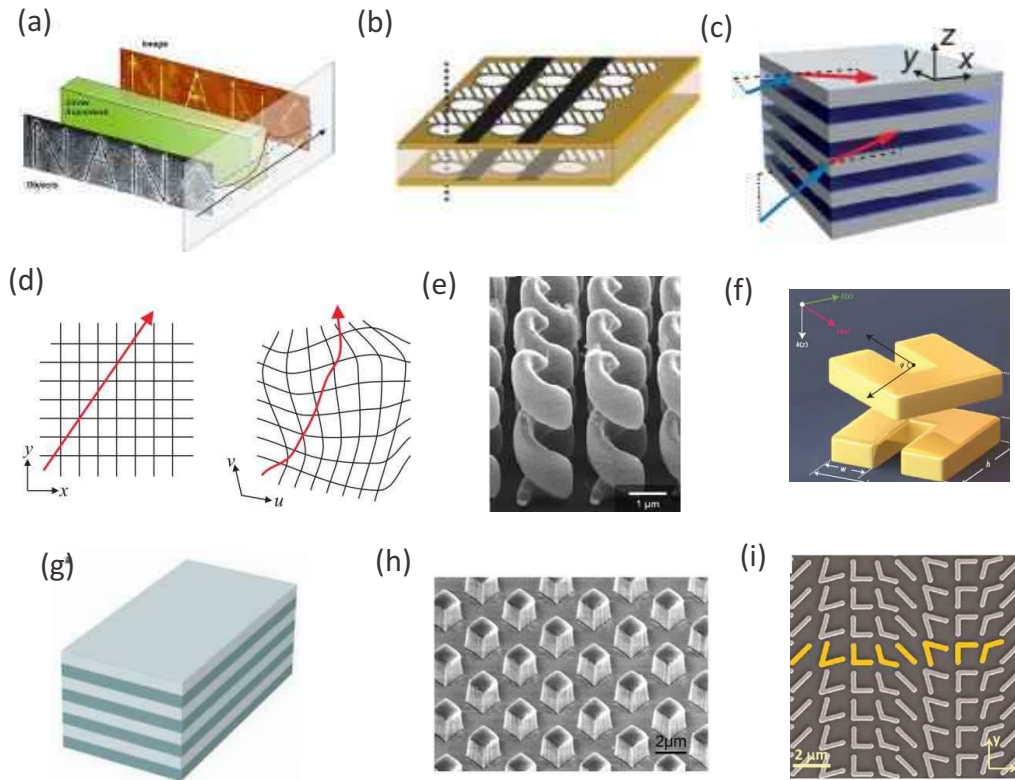
ativne vrednosti efektivne permeabilnosti (slika 1.4(b)) [17]. Kombinacijom ove dve strukture je eksperimentalno potvrđeno da se može dobiti materijal sa negativnim indeksom prelamanja (sa slike 1.4(c)) u mikrotalasnom frekventnom opsegu [18]. Negativni indeks prelamanja se postiže "levorukim" materijalom (pomenutim u prethodnom potpoglavlju) koji ima negativne realne delove  $\epsilon$  i  $\mu$ . Pri interakciji EM talasa i "levorukog" metamaterijala dobijaju se suprotni smerovi talasnog vektora i fluksa energije, a ovako dobijeni talasi su nazvani "povratni" (engl. *backward*) talasi.



Slika 1.4: (a) Shematski prikaz periodično postavljenih žica u formu kubične rešetke [16]. (b) Uvećan prikaz SRR kod koga je prvi put dobijena negativna permeabilnost [19]. (c) Prva struktura koja ispoljava negativno prelamanje i sastoji se od SRR i žica [18].

Kasnije je Veselago-va ideja negativnog prelamanja primenjena na ravna sočiva (slika 1.5(a)) kojima je moguće postići rezoluciju ispod Rayleigh-jevog difrakcionog limita [20]. U cilju ostvarivanja negativnog indeksa prelamanja na višim frekvencijama, predlagane su različite vrste metamaterijala, a jedna od njih su i "fish-net" strukture. Kod "fish-net" strukture (slika 1.5(b)), par metalnih slojeva je međusobno odvojen dielektrikom, a rezonantni efekti nastaju usled periodičnog niza rupa u njemu. Kasnije je, istraživanjem efekta negativnog prelamanja kod anizotropnih materijala, došlo do nastanka hiperboličnih metamaterijala (slika 1.5(c)). Njih karakteriše hiperbolična disperziona relacija, a ovakvim metamaterijalima je moguće u velikoj meri pojačati i kontrolisati zračenje kvantnih emitera. Takođe, primenjivi su i za snimanja sa super-rezolucijom, zatim u kvantnoj fotonici, nelinearnoj optici i za bio-medicinske primene.

Sa druge strane, postoje brojne druge primene metamaterijala koje nisu vezane za negativni indeks prelamanja. Lokalizovane rezonancije meta-atoma igraju dominantnu ulogu u optičkim osobinama metamaterijala. Modifikacijom geometrije meta-atoma je moguće projektovati lokalni električni i magnetni odziv strukture. Jedan od pravaca istraživanja metamaterijala je transformaciona optika koja omogućava dizajniranje egzotičnih sočiva [23; 29]. Transformaciona optika je metoda kojom se modeluju karakteristike materijala čime se usmerava EM talas, što se može videti na slici 1.5(d). Na slici sa leve strane je data linija polja



Slika 1.5: (a) Prikaz eksperimenta sa supersočivima [20]; (b) "Fish-net" metamaterijal [21]; (c) Hiperbolični metamaterijal [22]; (d) Linije polja u Descrates-ovom (levo) i iskrivljenom (desno) koordinatnom sistemu [23]; (e) Hiralni metamaterijal [24]; (f) Stereometamaterijal [25]; (g) Slojeviti metamaterijal sastavljen od spregnutih plazmonskih talasovoda [26]; (h) Dielektrični metamaterijal [27]; (i) Metapovršina bazirana na zlatnim antenama u obliku slova V [28].

(električnog ili magnetnog) u Descrates-ovom koordinatnom sistemu, a sa desne strane je prikazana izmenjena linija polja u iskrivljenom prostoru. Do krivljenja dolazi usled lokalnih promena permitivnosti i permeabilnosti materijala što se postiže korišćenjem elastične sredine u kojoj se posmatrani sistem nalazi [23].

Veoma značajna vrsta metamaterijala su hiralni metamaterijali (koji su i tema ove teze). Kod njih dolazi do pojave efekta magneto-električnog sprezanja, a primer hiralnog metamaterijala je dat na slici 1.5(e). Opširniji opis ponašanja ovakve strukture pri interakciji sa EM zračenjem je dat u narednim poglavljima. Takođe, postoje i stereometamaterijali koji se odnose na strukture koje se sastoje od identičnih rezonantnih elemenata raspoređenih u više slojeva, ali međusobno zarotiranih u ravnima [25] (slika 1.5(f)). Ovakvim dizajnom se postižu magnetne kao i multipolarne električne interakcije višeg reda, a može doći i do pojave hiralnih efekata. Još jedan tip metamaterijala jesu spregnuti talasovodi sa slike 1.5(g) kod kojih se mogu javiti površinski plazmoni. Na slici 1.5(h) su prikazane kubične strukture koje predstavljaju dielektrične metamaterijale. U poređenju sa metalnim strukturama, odlikuju ih značajno manji gubici, a ispoljavaju i rezonancije koje ne zavise od

upadnog ugla EM talasa. Ipak, zbog kompleksnosti fabrikacije 3D metamaterijala [30], novija istraživanja su najčešće bazirana na njihovoj dvodimenzionalnoj (2D) verziji - metapovršinama [31]. Metapovršinama je omogućen prostorno varirajući optički odziv čime se talasni frontovi mogu oblikovati prema potrebama istraživanja. Na slici 1.5(i) se može videti primer metapovršine koja se sastoji od zlatnih antena u obliku slova V kod koje se narušavanjem simetrije menja raspodela faze i stanje polarizacije talasa na graničnoj površi [28].

### 1.2.3 Gubici u metamaterijalima

Pri primenama metamaterijala za realizaciju različitih optičkih uređaja glavna prepreka su gubici. Jedan od prvih eksperimentalno realizovanih metamaterijala je planarni uzorak baziran na SRR i pravim žicama kod koga se pokazalo da se javljaju ogromni gubici [18] što je stvorilo sumnju da li se sa ovakvom strukturom može postići negativno prelamanje. Kasnije se pokazalo da gubici utiču i na mnoge druge primene metamaterijala, pa su, shodno tome, poslednjih decenija rađena brojna istraživanja u cilju njihovog smanjenja. Posebno kod primena vezanih za konstrukciju uređaja kod kojih je neophodna visoka efikasnost, kao što su izvori, detektori, solarne ćelije, prekidači i modulatori, neophodno je značajno smanjiti gubitke.

Jedan od načina za smanjenje gubitaka je korišćenje dielektričnog supstrata sa malim gubicima [32]. Ova metoda je veoma efikasna na nižim frekvencijama. Druga metoda je smanjenje Omskih gubitaka korišćenjem metala koji imaju veliku provodnost. Zato se najčešće koriste zlato i srebro, kojima je moguće postići veliku provodnost u radio-frekventnom i veliku refleksiju u optičkom opsegu frekvencija. Ipak, gubici ovih metala u optičkom opsegu su i dalje veliki za praktičnu realizaciju metamaterijala. Mogu se koristiti i poluprovodnici dopirani metalima za koje se ispostavilo da imaju znatno smanjene gubitke [33].

Sledeći način za smanjenje gubitaka je upotreba metamaterijala na bazi dielektričnih rezonatora koji ispoljavaju Mie-ove rezonancije [34]. Za razliku od metalnih rezonatora kod kojih se indukuju struje slobodnih nosilaca, kod dielektričnih se javljaju struje pomeraja koje dovode do smanjenja gubitaka. Takođe, smanjenje gubitaka je moguće postići i redukovanjem radijacionih gubitaka. Radijacioni gubici nastaju usled geometrije rezonatora zbog rasejanja polja u pravcu drugačijem od pravca upadnog talasa. Najčešće do njih dolazi usled nehomogenosti ili narušene periodičnosti strukture. Jedan od načina za suzbijanje ovih efekata je podešavanjem jačine sprezanja EM polja unutar rezonatora [35]. Poslednja metoda, o kojoj će ovde biti reči, jeste korišćenje aktivnih metamaterijala kojima se kompenzuju gubici. Na primer, aktivni metamaterijal može biti realizovan dodavanjem radio-frekventnog pojačavača [36]. S druge strane, u slučajevima kada nije moguće izbeći gubitke

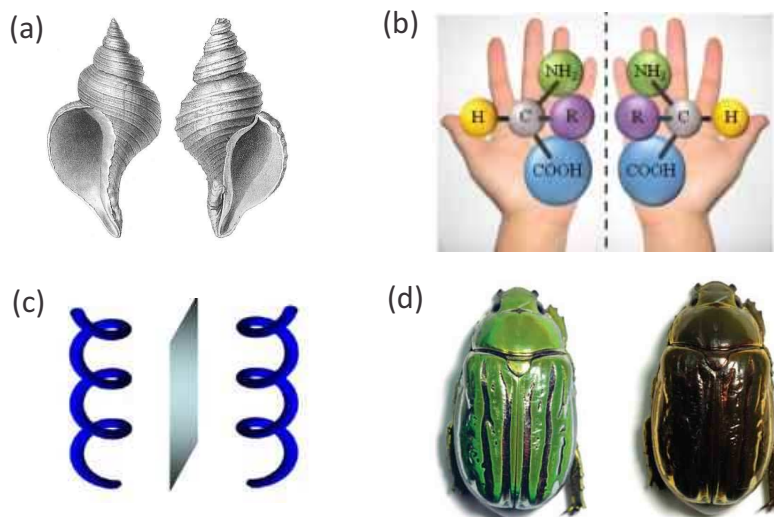
pokazalo se da je pametnije iskoristiti ih, kao što je to učinjeno za primene u fotode-tekciji ili fotoanalizi [37].

### 1.3 Hiralnost u prirodi i metamaterijalima

Hiralnost je geometrijska karakteristika i odnosi se na nedostatak simetrije određenog objekta. Objekat je hiralan ako se ne može poklopiti sa svojim likom u ogledalu pri bilo kakvoj operaciji rotacije ili translacije [38]. Pojam hiralnost je uveo L. Kelvin 1884. godine i potiče od grčke reči "cheir" što znači ruka, a koristi se za objekte koji nisu identični svojoj slici u ogledalu [39].

#### 1.3.1 Hiralnost u prirodi

Postoje dve verzije hiralnog objekta - objekat i njegova slika u ogledalu. Objekti koji su na ovaj način povezani se nazivaju enantiomerima - levi (engl. *left-handed*) odnosno "levoruki" i desni (engl. *right-handed*) odnosno "desnoruki". Na slici 1.6(a) su prikazani levi i desni enantiomer školjke, a ista osobina objekata se može uočiti i kod šake leve i desne ruke (slika 1.6(b)). Jedan od prvih ispitivanih hiralnih rezonatora za primene u optici je spiralni rezonator (slika 1.6(c)). Eksperimentalni rezultati su pokazali da skup slučajno orijentisanih "levorukih" spirala rotira ravan polarizacije upadnog EM polja na jedan način, a skup "desnorukih" spirala rotira na suprotan način. Ovakvo ponašanje pokazalo se da postoji kod svih hiralnih objekata.



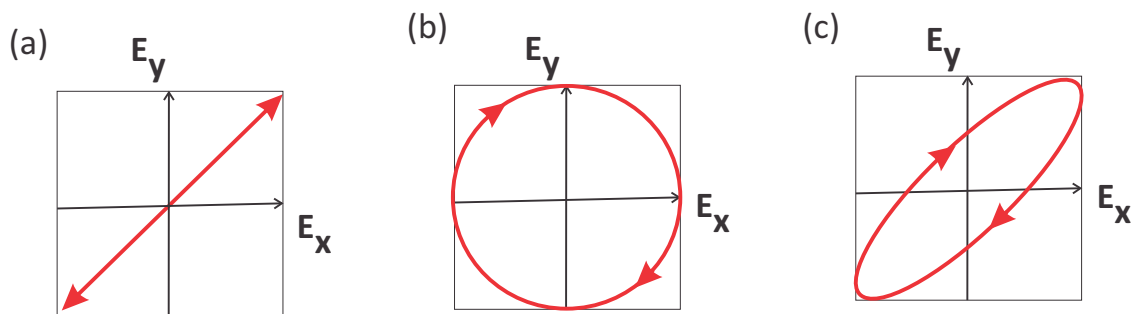
Slika 1.6: Hiralni objekti i njihovi enantiomeri: (a) dva enantiomera školjke [40], (b) leva i desna šaka i skica hiralnog para amino-kiselina [41], (c) shematski prikaz rezonantnih spiralnih elemenata [42] i (d) bube *C. gloriosa* [43].

Hiralnost se javlja kod mnogih živih organizama i igra veliku ulogu u prirodi. Na primer, u svetu životinja, boja krila pojedinih vrsta leptirova [44] ili buba poput

*C. gloriosa* [43] potiče od hiralnih fotonskih kristala. Buba sa slike 1.6(d) je svetlo zelene boje kada je ozračena nepolarisanom ili svetlošću leve cirkularne polarizacije, a tamno zelene boje u slučaju desne cirkularne polarizacije. Takođe, hiralnost se javlja i kod biljaka, na primer, kod voća. Interesantna pojava se javlja kod eteričnog ulja limonen. Naime, jedan enantiomer ima miris limuna dok drugi ima miris pomorandže, a ovakve razlike u mirisima imaju interesantne primene. Zanimljivo je da kod određenih vrsta muva, jedan enantiomer privlači ženke, a drugi mužjake [45]. Takođe, hiralnost igra veliku ulogu i kod nekih vrsti pesticida. Kod molekula koji se nalaze u pesticidima za suzbijanje korova, samo jedan enantiomer može biti iskorišćen u ove svrhe dok je drugi neaktivan [46]. Zatim, hiralnost je veoma značajna i u farmaceutskoj industriji. Talidomid je lek kod koga je jedan enantiomer efikasan za smirivanje bolova kod trudnih žena dok drugi prouzrokuje defekte kod novorođenčadi [47]. Postoje brojni slični primeri. Jedan od njih je ketamin, čiji je jedan enantiomer anestetik, a njegova "slika u ogledalu" dovodi do halucinacija. Takođe, jedno od najznačajnijih hiralnih jedinjenja su amino-kiseline (slika 1.6(c)) koje se nalaze u svim živim organizmima. Štaviše, one su levi enantiomeri i kod ljudi, životinja, biljaka i bakterija [48].

### 1.3.2 Polarizacija EM talasa

Da bi se objasnili efekti koji se javljaju kod hiralnih struktura, prvo će biti objašnjena polarizacija svetlosti i tipovi polarizacije koji postoje. U opštem slučaju se polarizacijom talasa definiše pravac oscilacija EM talasa.



Slika 1.7: Polarizacija svetlosti: (a) Linearna polarizacija; (b) Cirkularna polarizacija; (c) Eliptična polarizacija.

Naime, za talas koji se prostire u pravcu  $z$  ose, električno polje  $E(z, t)$  se može predstaviti superpozicijom dva električna polja. Pravac jednog od ova dva polja je paralelan  $x$  osi ( $E_x$ ), a pravac drugog je paralelan  $y$  osi ( $E_y$ ). Stoga, važi sledeće:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_x(z, t) + \mathbf{E}_y(z, t), \quad (1.2)$$

$$\mathbf{E}(z, t) = [E_{x0}e^{i(\omega t - z + \delta_x)}] \hat{\mathbf{x}} + [E_{y0}e^{i(\omega t - z + \delta_y)}] \hat{\mathbf{y}}, \quad (1.3)$$

gde su  $\hat{\mathbf{x}}$  i  $\hat{\mathbf{y}}$  jedinični vektori po koordinatama,  $\delta_x$  i  $\delta_y$  su faze, a  $E_{x0}$  i  $E_{y0}$  amplitude odgovarajućih komponenti polja koje se menjaju sa vremenom  $t$  i ugaonom frekvencijom  $\omega$ . Kada je  $\delta_y - \delta_x = 0$ , odnosno, kada ne postoji fazna razlika između  $\mathbf{E}_x$  i  $\mathbf{E}_y$ , vektor električnog polja je orijentisan pod uglom od  $45^\circ$  u  $xy$  ravni što je karakteristično za linearnu polarizaciju talasa (slika 1.7(a)). Kod linearno polarizovanog talasa, pravac vektora električnog polja je konstantan, ali njegova veličina i znak variraju u vremenu [49].

Linearno polarizovan talas predstavlja superpoziciju levo (engl. *Left Circular Polarization* - LCP) i desno (engl. *Right Circular Polarization* - RCP) cirkularno polarizovanog talasa koji pri prostiranju kroz standardne materijale imaju jednaku amplitudu i fazu. Naime, kada je fazna razlika između  $\mathbf{E}_x$  i  $\mathbf{E}_y$  jednaka  $90^\circ$ , a amplitude polja su pri tome jednake, tada vektor rotira u ravni normalnoj na pravac prostiranja talasa. Ovakvo prostiranje talasa predstavlja cirkularnu polarizaciju koja je shematski prikazana na slici 1.7(b). Za talas čiji vektor  $\mathbf{E}$  prilikom prostiranja rotira u smeru kazaljke na satu kažemo da je RCP, a ukoliko je smer rotacije suprotan od smeru kazaljke na satu, tada je u pitanju LCP talas [50].

Opšti slučaj polarizacije talasa je eliptična polarizacija, koja obuhvata i linearnu i kružnu polarizaciju. Tada komponente polja imaju proizvoljnu razliku faza i proizvoljne vrednosti amplitude (primer je dat na slici 1.7(c)) [49]. Pri interakciji EM talasa i hiralne strukture, dolazi do razlike u fazi i amplitudi RCP i LCP talasa, odnosno, talas postaje eliptično polarizovan što dovodi do pojave hiralnih efekata.

### 1.3.3 Efekti hiralnosti

Optički efekti koji se javljaju kao rezultat ovakve geometrije sredine su optička aktivnost (OA) i cirkularni dihroizam (CD), a nastaju kao posledica različitog prostiranja komponenti cirkularno polarizovanih talasa. U slučaju pojave OA, koeficijent ekstinkcije (koji definiše gubitke u materijalu) je isti za obe cirkularne polarizacije, a fazne brzine komponenti talasa su različite. Sa druge strane, kod pojave CD fazne brzine talasa su jednake, a koeficijenti ekstinkcije su različiti za LCP i RCP talas.

OA je otkrivena još 1811. godine kada je F. Arago uvideo da kvarc ispoljava rotaciju ravni polarizacije linearno polarizovane svetlosti. U ovom eksperimentu, rotacija ravni polarizacije nije direktno izmerena nego je zapažena optička disperzija. Različite komponente upadne polihromatske svetlosti su se na drugačiji način rotirale nakon prolaska kroz materijal. Malo kasnije, J. B. Briot je ispitivao optičke osobine tečnosti i gasova i uvideo je postojanje OA kod organske tečnosti terpentina [51; 52]. Jedno od prvih istraživanja vezano za OA kod veštački napravljenih struktura na mikrotalasnim frekvencijama je prikazano u radu K. Lindaman-a, 1920. godine. U ovim eksperimentima, uočena je rotacija ugla ravni polarizacije koja je

proporcionalna debljini hiralne pločice i gustini spiralnih rezonantnih elemenata od kojih je pločica napravljena [53]. Sa druge strane, kako su prelamanje svetlosti i apsorpcija blisko povezani, tako je zaključeno da bi optički aktivna sredina trebalo da drugačije apsorbuje LCP i RCP talase. Pojavu CD je prvi put primetio Haidinger, 1847. godine u ametistnim kvarcnim kristalima, a kasnije i Cotton, 1895. godine u rastvorima bakra i hrom-tartrata [52].

### Optička aktivnost

Kao što je već pomenuto, električno polje linearno polarizovanog talasa predstavlja superpoziciju odgovarajućih komponenti vektora električnih polja LCP i RCP talasa (slika 1.8(a)). Pri prostiranju talasa kroz optički aktivnu sredinu, on postaje eliptično polarizovan. Izvođenje relacije za OA počinje izrazima za električna polja cirkularno polarizovanih talasa, pa su  $x$  komponente oblika:

$$E_x^- = E_0 \cos(k_- z - \omega t) \text{ i } E_x^+ = E_0 \cos(k_+ z - \omega t), \quad (1.4)$$

gde je  $E_0$  amplituda talasa,  $k$  je talasni vektor,  $\omega$  ugaona frekvencija i  $t$  vreme. Znak (+) se odnosi na RCP, a (-) za LCP talase. Odgovarajuća cirkularno polarizovana polja u  $y$  pravcu su:

$$E_y^- = -E_0 \sin(k_- z - \omega t) \text{ i } E_y^+ = E_0 \sin(k_+ z - \omega t). \quad (1.5)$$

Kako je već pomenuto, za linearno polarizovane talase važi da predstavljaju superpoziciju komponenti cirkularno polarizovanih talasa:

$$E_x = E_x^- + E_x^+ \text{ i } E_y = E_y^- + E_y^+. \quad (1.6)$$

Primenom trigonometrijskih identiteta:

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2}, \quad (1.7)$$

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}, \quad (1.8)$$

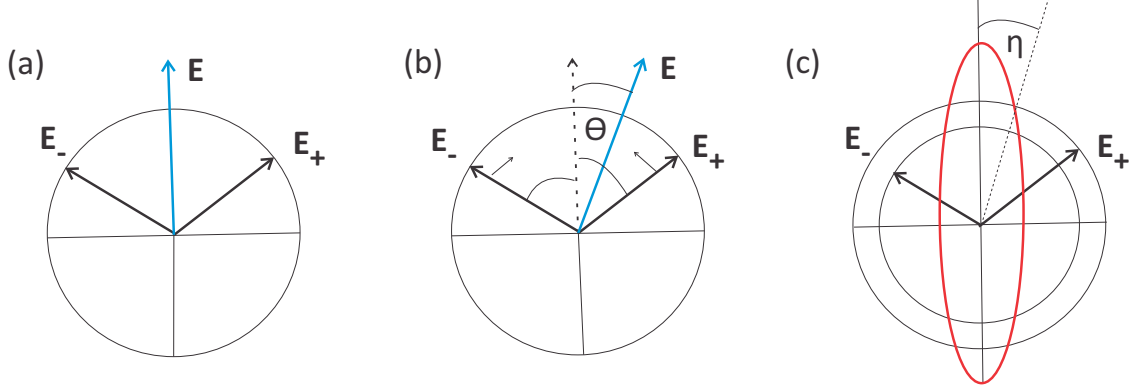
dobija se da je ugao  $\theta$  (sa slike 1.8(b)) dat sa:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E_x}{E_y} = \frac{2E_0 \cos \left( \frac{k_+ z + k_- z}{2} \right) \sin \left( \frac{k_+ z - k_- z}{2} \right)}{2E_0 \cos \left( \frac{k_+ z + k_- z}{2} \right) \cos \left( \frac{k_+ z - k_- z}{2} \right)}, \quad (1.9)$$

pa se odavde može odrediti izraz za OA:

$$\theta = \frac{(k_+ z - k_- z)}{2} = \frac{\phi_+ - \phi_-}{2}, \quad (1.10)$$

gde su  $\phi_+$  i  $\phi_-$  faze polja RCP i LCP talasa, respektivno [48].



Slika 1.8: (a) Linearno polarizovani EM talas sa cirkularno polarizovanim komponentama električnog polja; Grafički prikaz vektora električnog polja i: (b) optičke aktivnosti; (c) cirkularnog dihroizma.

### Cirkularni dihroizam

Kao što se može videti sa slike 1.8(c), CD (koji se može nazvati i eliptičnost polarizacije) je predstavljen uglom  $\eta$ . Eliptičnost se dobija kao količnik manje i veće ose elipse sa slike 1.8(c) i definisana je sledećim izrazom:

$$tg(\eta) = \frac{E_+ - E_-}{E_+ + E_-}, \quad (1.11)$$

gde je manja osa data razlikom, a veća osa zbirom amplituda električnih polja RCP i LCP talasa, respektivno. Kako su ukupna električna polja RCP i LCP talasa:

$$E_+ = E_0 e^{i(k_+ + ik'_+)z} \quad \text{i} \quad E_- = E_0 e^{i(k_- + ik'_-)z}, \quad (1.12)$$

gde je  $E_0$  amplituda talasa, a  $k_+ + ik'_+$  i  $k_- + ik'_-$  su kompleksni talasni vektori RCP i LCP talasa, respektivno. Zamenom izraza za polja u 1.11, dobija se da je:

$$tg(\eta) = \frac{E_0 e^{i(k_+ + ik'_+)z} - E_0 e^{i(k_- + ik'_-)z}}{E_0 e^{i(k_+ + ik'_+)z} + E_0 e^{i(k_- + ik'_-)z}}. \quad (1.13)$$

Kada su realni delovi talasnog vektora jednaki,  $k_+ = k_-$ , prethodni izraz se svodi na:

$$tg(\eta) = \frac{e^{-z(k'_+ - k'_-)} - 1}{e^{-z(k'_+ - k'_-)} + 1}, \quad (1.14)$$



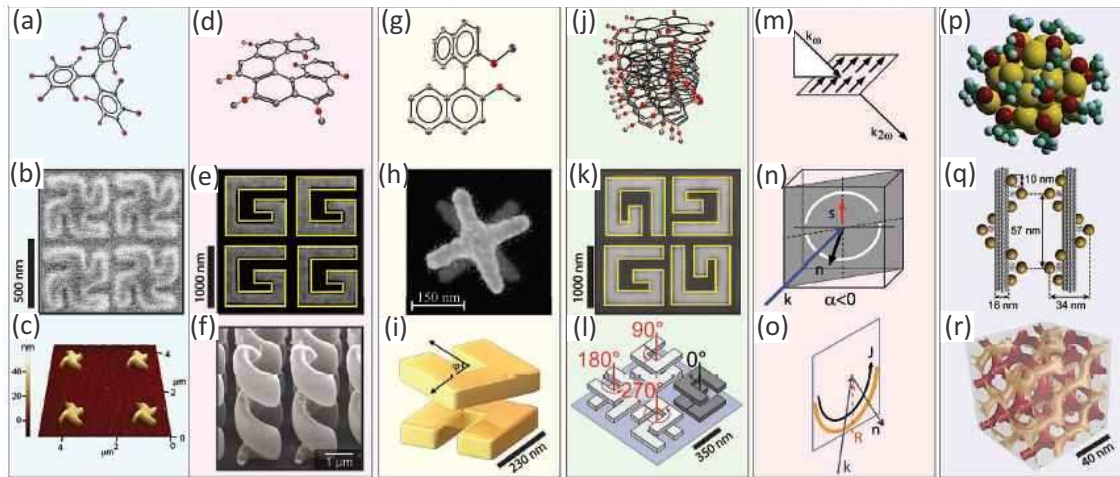
iz čega sledi da je  $\eta = k'_+ - k'_-$ , odnosno  $\eta$  predstavlja razliku koeficijenata ekstinkcije RCP i LCP talasa (slika 1.8(c)). Osim preko ugla  $\eta$ , CD se može definisati i na druge načine, pa je tako CD izražen preko koeficijenta apsorpcije dat sa [54]:  $CD = A_+ - A_-$ . U ovoj tezi je CD računat i preko ugla  $\eta$  i preko koeficijenata apsorpcije RCP i LCP talasa.

### 1.3.4 Hiralni rezonatori

CD i OA se pretežno javljaju pri interakciji EM talasa i metamaterijala baziranim na 3D hiralnim rezonantnim elementima. Sa druge strane, 2D hiralni elementi imaju osobinu da rotiraju svetlost na drugačiji način u zavisnosti od smera upadnog EM talasa na strukturu. Ova pojava se naziva cirkularni konverzioni dihroizam, a kasnije je uveden i pojam asimetrična transmisija [55; 56; 57].

Principi po kojima su dizajnirani rezonantni hiralni elementi potiču od osobina hemijskih hiralnih molekula. Na slici 1.9 su prikazani različiti hiralni molekuli i 2D i 3D metamaterijali nastali po uzoru na njih. Element oblika propelera je baziran na molekulu perhlorotripheilamina koji ima oblik spirale sa tri ruke (slika 1.9(a)). Nanostrukture ovakvog oblika su se pokazale kao odlične za postizanje visokih vrednosti OA (slika 1.9(b)) ili CD (slika 1.9(c)) [58; 59]. Spiralni molekuli (slika 1.9(d)) koji su međusobno povezani omogućavaju elektronima da se kreću između njih što čini ovakve strukture pogodnim za postizanje jakih nelinearnih hiralnih efekata. Da bi se ovakav efekat postigao kod metamaterijala, dizajnirani su elementi kao na slici 1.9(e) [60]. Strukture koje se sastoje od 3D spirala (slika 1.9(f)) su se pokazale kao dobri cirkularni polarizatori na širokom opsegu frekvencija [24]. Takođe, hiralni efekti mogu nastati i kod struktura koje se sastoje od više nehiralnih elemenata kao kod molekula sa slike 1.9(g). Slični mehanizmi sprezanja su postignuti sa elementima u obliku krsta sa slike 1.9(h) kao i sa dva rezonantna U elementa (slika 1.9(i)) kod kojih su dobijeni različiti efekti u zavisnosti od orijentacije ova dva elementa [61; 62]. Na ovaj način nastaju stereometamaterijali [25] (pomenuti u potpoglavlju 1.2.2) koji su upravo inspirisani stereohemijom.

Drugi veoma poznat koncept u hemiji je supramolekularna hiralnost koja se odnosi na hiralnost nastalu usled sprezanja hiralnih molekula. Sistem koji poseduje ovu osobinu je prikazan na slici 1.9(j). U ovom slučaju, sam molekul je hiralan kao i slojevi molekula i na taj način se dobija pojačana OA. Korišćenjem ovog koncepta kod metamaterijala, razvijene su dvoslojne strukture koje se sastoje od zarotiranih G-elemenata (slika 1.9(k)) [60]. Ovakva struktura može dovesti do jakog nelinearnog CD. Na slici 1.9(l), U-elementi u drugom sloju su zarotirani u odnosu na one u prvom što doprinosi 3D supramolekularnoj hiralnosti [64]. Hiralni efekti mogu biti postignuti i sa nehiralnim elementima koji su anizotropni. Na slici 1.9(m)



Slika 1.9: Koncepti hiralnosti razvijeni kod molekula i nanostrukture koje su dizajnirane po ugledu na njih: (a) molekul u obliku propelera i (b),(c) nanostrukture istog oblika; (d) molekul u obliku spirale i (e) 2D i (f) 3D metamaterijali sa elementima oblika spirale; (g) hiralnost koja potiče od dva ahiralna molekula i hiralnost koja je nastala usled sprezanja (h) dva krsta i (i) SRR; (j) sistem sa supramolekularnom hiralnošću i primena ovog koncepta na (k) 2D i (l) 3D strukture; (m) hemijski sistem koji ispoljava eksternu hiralnost i primena na (n) linearne i (o) nelinearne metamaterijale; (p) hibridna hiralna struktura - hiralni klaster i (q) DNK molekul i (r) samouređeni metamaterijal [63].

je prikazana ovakva struktura kod koje se hiralni efekti javljaju kada se upadni EM talas prostire pod uglom različitim od nule [65]. Ovakvom konfiguracijom se postiže "eksterna" hiralnost koja se može dobiti i u linearnom (slika 1.9(n)) i u nelinearnom režimu (slika 1.9(o)) [57; 66]. Poslednji način postizanja hiralnosti koji će ovde biti predstavljen upotrebom tzv. "hiralnih skela" pomoću kojih su hiralni molekuli vezani za zlatni hiralni klaster čime se pojačava OA klastera (slika 1.9(p)) [67]. Primena ovog koncepta na nanostrukture dovela je do nastanka strukture koja se sastoji od DNK molekula na koje su nalepljene zlatne nanočestice, kao na slici 1.9(q). Dodatno, postoje i samouređene 3D hiralne strukture (slika 1.9(r)), takođe inspirisane hibridnim hiralnim molekulima sa slike 1.9(p) [68].

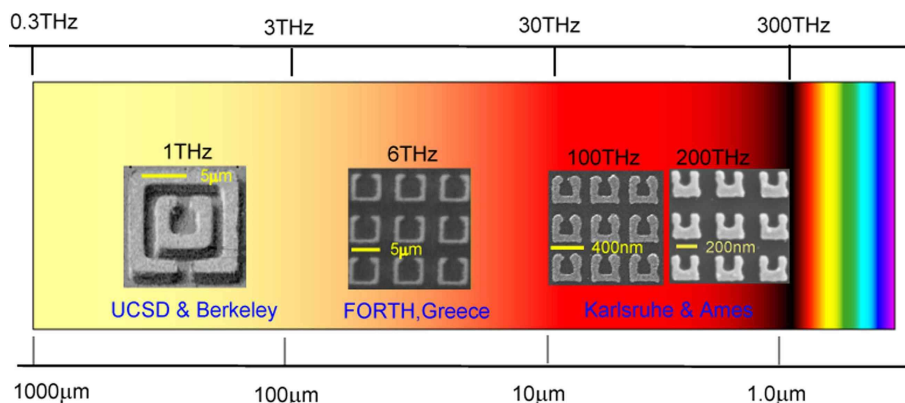
## 1.4 Terahercni frekventni opseg

Terahercni (engl. *Terahertz* - THz) frekventni opseg se obično definiše kao deo elektromagnetnog spektra koji zauzima opseg od 0.1 do 10 THz (ovaj deo spektra je poznat i pod nazivom "terahercni procep") [69; 70]. Istraživanja THz zračenja su počela još 60-ih i 70-ih godina prošlog veka ispitivanjima odziva materijala na interakciju sa svetlošću ultrabrzih lasera. Još tada je pokazana mogućnost korišćenja elektro-optičkih kristala kao što je  $\text{LiNbO}_3$ , za emisiju THz zračenja [71]. Prvobitno je primena THz zračenja najviše bila zastupljena u hemiji i astronomiji, konkretno

za spektralnu karakterizaciju rotacionih i vibracionih rezonancija i emisijonih termalnih linija. Međutim, u poslednjih tridesetak godina došlo je do velikog napretka u oblasti THz tehnologija usled razvoja komponenti neophodnih za primenu THz zračenja: kvantno - kaskadnih THz lasera [72], THz spektrometara [73] i THz detektora [74]. Samim tim, došlo je do brojnih primena THz zračenja u medicinskoj i poluprovodničkoj industriji, u komunikacijama i kod uređaja koji se koriste u bezbedonosne svrhe. Zbog prednosti THz EM talasa da prodiru kroz mnoge materijale, ali sa mnogo boljom rezolucijom nego na primer, mikrotalasi, THz EM talasi su pogodni za detekciju eksploziva ili droga. Mnogi organski molekuli imaju jedinstvene apsorpcione osobine u THz opsegu zbog čega je ovaj opseg frekvencija pogodan za dijagnostičke primene. Takođe, minijaturne antene mogu biti korišćene u THz opsegu za slanje i primanje velike količine podataka [75].

#### 1.4.1 Metamaterijali u THz opsegu

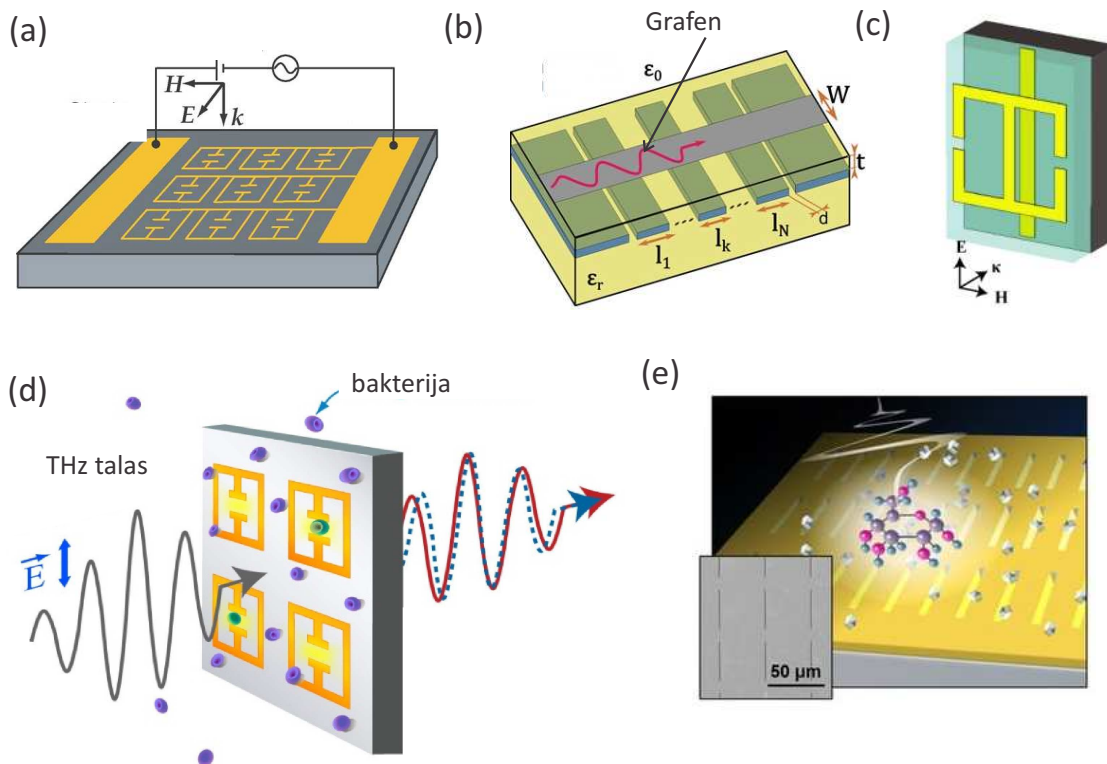
Usled podesivih EM osobina, metamaterijale je moguće koristiti u THz opsegu za primene za koje je samo mali broj prirodnih materijala moguće upotrebiti. Iako je interakcija THz EM talasa i tradicionalnih materijala veoma slaba, pojavom metamaterijala ova interakcija je znatno pojačana što je dovelo do brojnih primena [10; 69]. THz frekventni opseg je shematski prikazan na slici 1.10, a na njoj se mogu videti i neki od prvih metamaterijala koji su bili operativni na 1 THz i 6 THz, kao i oni primenjivi na višim frekvencijama. Do sada su predložene različite komponente na bazi metamaterijala koje su funkcionalne u THz opsegu: sočiva, ogledala, konvertori svetlosti, filteri, apsorberi, retarderi, modulatori i senzori [76].



Slika 1.10: THz opseg i metamaterijali operativni na različitim frekvencijama unutar opsega [77].

Jedan od prvih THz modulatora je napravljen od metamaterijala baziranog na rezonatoru koji se sastojao od dva SRR sa zajedničkim procepom (slika 1.11(a)) [78]. Modulator je realizovan tako što je primenom napona kontrolisana pojava rezonancije ovakve strukture. Sa druge strane, primena metamaterijala za konstrukciju

filtera je bazirana na projektovanju karakteristika metamaterijala tako da postoji oblast frekvencija u kojoj nema prostiranja talasa. Do sada je predloženo više različitih struktura u koje spadaju metalne žice, grafenske trake [79; 80; 81] (slika 1.11(b)) i tečni kristali [82]. Metamaterijali koji u apsorpcionom spektru imaju uzak pik sa velikom vrednošću apsorpcije na rezonantnoj frekvenciji se mogu koristiti za uskopojasne apsorbere. Na primer, kombinacijom električnih i magnetnih odziva strukture koja se sastoji od električnih i magnetnih rezonatora u jediničnoj ćeliji (kao na slici 1.11(c)) mogu se dobiti apsorberi operativni u uskom frekventnom opsegu od oko 1.3 THz. Upadni THz talasi na ovim frekvencijama se niti reflektuju, niti transmituju, čime se postiže skoro savršena apsorpcija usled čega je ovaj apsorber idealan za termalne detektore [83]. Kasnije su dizajnirani i apsorberi operativni na dva opsega frekvencija, a nakon toga su podešavajem geometrije konstruisani i oni koji su funkcionalni u tri i više frekventnih opsega [84; 85; 86]. THz metamaterijali su našli primenu i za realizaciju retardera pošto se nizom pravougaonih SRR na tankom filmu od poliimida može postići savršena cirkularna polarizacija (99.99 % RCP) na 0.64 THz [87].



Slika 1.11: Primene metamaterijala u THz opsegu: (a) THz modulator sa električno kontrolisanom modulacijom [78]; (b) Prikaz grafenskog filtra [81]; (c) Shematski prikaz THz apsorbera [83]; (d) Senzor za detekciju mikroorganizama baziran na metamaterijalu [88]; (e) Shematski prikaz detekcije molekula šećera korišćenjem niza nanoantena u THz opsegu. U uglu je prikazana mikroskopska slika nanoantene [89];

Mnoštvo senzorskih primena u THz oblasti frekvencija je do sada realizovano

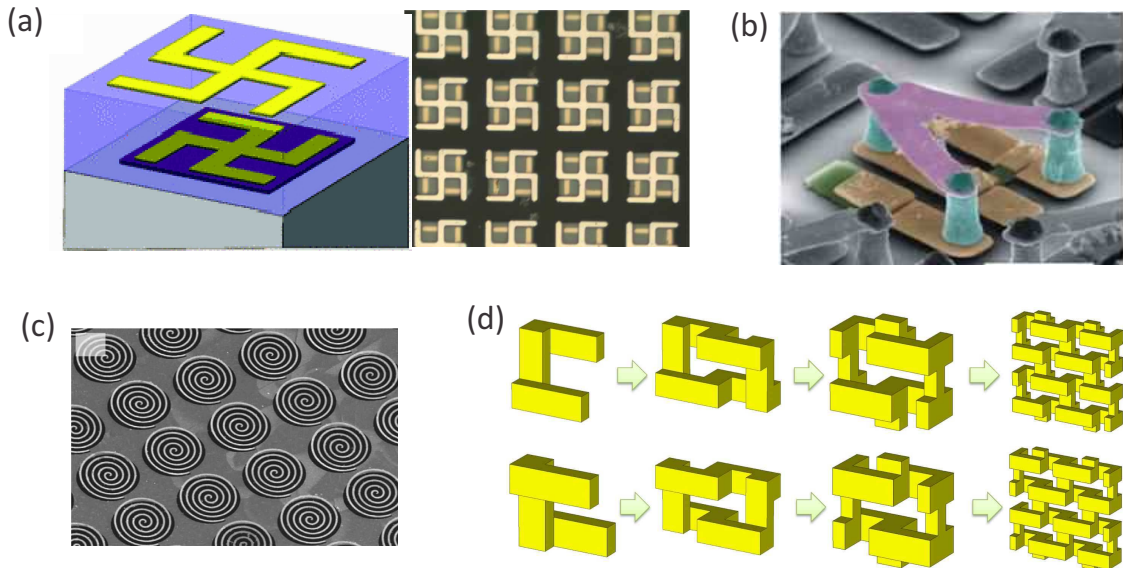
sa metamaterijalima [90] koji su se pokazali kao pogodni usled oštih rezonancija i jako lokalizovanih električnih polja koje je moguće sa njima postići. Oštra rezonancija je neophodna za merenja malih promena dielektrične konstante, dok veliko pojačanje električnog polja minimizira količinu potrebnog uzorka. Jako električno polje je dobijeno kod strukture sa asimetričnim pravougaonim SRR [91], a sprežanjem dva dela prstena različite dužine javile su se oštre dvostruke rezonancije [92]. Takođe, pošto je ovaj opseg frekvencija između infracrvene i mikrotalasne oblasti, apsorpcija THz talasa u molekularnim sistemima potiče najviše od ekscitacije intramolekularnih i intermolekularnih vibracija, što je značajno za detekciju molekula i biomolekula [90; 93]. Veoma mala količina mikroorganizama može biti detektovana pošto su njihove dimenzije istog reda veličine kao i procepi THz metamaterijala (slika 1.11(d)) [88]. Takođe, osetljiva i selektivna detekcija šećera može biti dobijena korišćenjem nanoantena u THz opsegu (slika 1.11(e)) [89]. Pored senzorskih primena, metamaterijal baziran na SRR može biti primenjen i kao THz izvor usled mogućnosti generisanja nelinearnog odziva zbog velikog pojačanja električnog polja [94].

Do sada se najveći broj metamaterijala u THz opsegu sastojao od planarnih rezonatora na poluprovodničkim ili polimernim supstratima [95]. Međutim, poslednjih godina su razvijene brojne tehnike kojima je omogućeno pravljenje složenih, ali i 3D THz metamaterijala [96; 97]. Neke od njih su procesi samouređenja i različite fotolitografske metode. Na primer, kod višeslojne membranske litografije proces pravljenja počinje deponovanjem tankog sloja materijala na polimerni film. Dalje su litografskim metodama u membranu utisnute rupe u obliku SRR koje omogućavaju da rastvarač prodre do polimera ispod membrane i formira šupljine. U poslednjem koraku se neparavanjem metala formira SRR ispod membrane i na zidovima šupljine.

#### 1.4.2 Hiralni metamaterijali u THz opsegu

Aktivna kontrola THz polarizacije je veoma važna za mnoge primene, poput polarimetrijskog THz imidžinga [98], kao i za razvoj senzora i komunikacionih sistema. Usled razlike u komponentama polja cirkularno polarizovanih talasa dobija se mnogo više informacija o snimljenom objektu nego standardnim spektroskopskim i imidžing sistemima. Dodatno, poboljšava se spektralna efikasnost bežičnih komunikacionih sistema i povećava se brzina prenosa podataka [99]. THz hiralni metamaterijali (engl. *Chiral Metamaterials* - CMM) se pretežno koriste za manipulaciju stanja polarizacije talasa koja se može postići različitim komponentama - polarizatorima, retarderima i razdvajajućima snopova. Ove primene su moguće usled brojnih efekata do kojih dolazi pri interakciji THz talasa i CMM, kao što su OA [100], CD i negativno prelamanje [101]. THz spektroskopskim merenjima prostiranja THz talasa

kroz CMM koji se sastoji od vertikalnih metalnih rezonatora dobijeni su transmisioni spektri različitih faza i amplituda RCP i LCP talasa [101]. Najizraženiji hiralni efekti su dobijeni na rezonantnoj frekvenciji zbog odziva magnetnih momenata indukovanih električnim poljem i električnih momenata indukovanih magnetnim poljem. Odatle se vidi da efekti hiralnosti mogu biti kontrolisani jačinom rezonancije.



Slika 1.12: THz CMM: (a) Dvoslojna gamadion struktura [102]; (b) CMM kao prekidač hiralnosti [103]; (c) CMM sastavljen od deformabilnih spiralnih rezonatora [104]; (d) Širokopojasni THz cirkularni polarizator od meta-folija koje se sastoje od rezonatora koji su (gornji red) desni i (donji red) levi enantiomeri [105].

Visoke vrednosti OA i CD postignute su sa dvoslojnom strukturom u obliku gamadiona različite veličine koji su odvojeni polimernim slojem (slika 1.12(a))[102]. Dodatno, integracijom foto-apsorbirajućih silicijumskih ostrva u strukturu se može podešavati pozicija rezonancije pomoću optičke pumpe kojom su generisani fotonioci u silicijumu. CMM u THz opsegu su našli primenu i kao prekidači hiralnosti. Kod ovakvih uređaja talasi jedne cirkularne polarizacije prolaskom kroz CMM menjaju smer cirkularne polarizacije usled optičke ekscitacije [103]. Ovo se postiže postavljanjem silicijumske pločice u jediničnu ćeliju CMM sa slike 1.12(b). Usled optičke ekscitacije, foto-generisani nosioci konvertuju silicijumske pločice od izolatorskih ka provodnim, što menja polarizaciju talasa iz LCP u RCP i obrnuto, zavisno od THz frekvencije.

Sa druge strane, deformabilnim MEMS sistemima sa spiralnim rezonatorima (slika 1.12(c)) je postignuta modulacija polarizacije THz EM talasa [104]. Primenom pneumatske sile dolazi do deformacije 3D spirale pa od desnog enantiomera može nastati levi i obratno. Pored toga, ovakve 3D spirale ispoljavaju velike vrednosti OA i CD. Ovakav CMM, zajedno sa THz kamerom, se može koristiti za merenja CD hiralnih molekula (na primer, amino-kiselina) u realnom vremenu. Poslednji tip

CMM koji je ovde prikazan jeste eksperimentalno napravljen širokopojasni cirkularni polarizator koji se sastoji od hiralnih rezonatora u obliku folija sa slike 1.12(d) [105].

## 1.5 Pregled teze

U okviru teze su prikazani rezultati teorijskih istraživanja vezanih za prostiranje EM talasa kroz CMM u THz frekventnom opsegu. U uvodnom poglavlju predstavljeni su osnovni pojmovi vezani za metamaterijale, zatim efekti hiralnosti kao i kratak pregled dosadašnjih ispitivanja u oblasti metamaterijala, sa akcentom na CMM. Takođe, objašnjen je značaj THz frekventnog opsega i prikazane su moguće primene CMM u ovoj oblasti frekvencija.

U poglavlju 2, prikazani su rezultati proračuna koeficijenata refleksije i transmisije kao i amplituda polja nastalih usled interakcije EM talasa i CMM koji je smatran homogenom sredinom. Metoda koja je korišćena za analitičko izvođenje koeficijenata rasejanja jeste metoda transfer matrica koja je ovde detaljno objašnjena. Rezultati su dobijeni rešavanjem Maxwell-ovih jednačina za definisane granične uslove, nakon čega je primenjena metoda transfer matrica. Efektivni parametri materijala su, u ovom slučaju, preuzeti iz literature.

U nastavku analize, numeričkim simulacijama prostiranja EM talasa kroz CMM u obzir su uzete i interakcije između rezonantnih elemenata. Za te potrebe korišćena je metoda konačnih elemenata, koja je implementirana u Comsol Multiphysics programski paket (poglavlje 3). Ovom metodom su modelovane optičke karakteristike realne hiralne strukture koja se sastoji od metalnih rezonantnih elemenata u dielektriku. U ovom delu je predstavljen model metala koji je korišćen u numeričkim simulacijama, kao i odgovarajući granični uslovi definisani na različitim graničnim površinama. Ova numerička metoda je primenjena za ispitivanja koja su prikazana u narednim poglavljima.

U poglavlju 4 su dati rezultati vezani za ispitivanje CMM čija se jedinična ćelija sastoji od četiri zarotirana  $\Omega$  elementa. Proračunati su koeficijenti rasejanja i raspodela EM polja dobijeni kao posledica interakcije upadnih cirkularno polarizovanih talasa sa predstavljenom strukturom. Nakon toga, dati su rezultati vezani za vremena kašnjenja tj. vreme zadržavanja i grupno kašnjenje, dobijeni uporedno i numeričkim simulacijama i analitičkim izvođenjima. Vreme zadržavanja je određeno na osnovu izraza za gustinu energije čije je izvođenje elektrodinamičkim pristupom ovde prikazano. Efektivni parametri su dobijeni na osnovu Nicholson-Ross-Weir metode koja je u celosti izvedena u ovom delu teze. Takođe, dodatno su izračunati i CD, kao i OA, a na kraju su prikazani i rezultati uticaja promene geometrijskih parametara strukture na ove veličine.

U poglavlju 5 je predstavljen dizajn CMM koji se sastoji od rezonatora sa uvrnu-

tim prstenom. U prvom delu su objašnjene prednosti ovakvog rezonatora, a potom je dato i poređenje optičkih osobina strukture u zavisnosti od pravca upadnog linearno polarizovanog EM talasa. Zatim su prikazani spektri apsorpcije kao i raspodela EM polja na rezonantnim frekvencijama. Analiza je upotpunjena ispitivanjem raspodela površinskih struja, a rezonancije su dodatno razmatrane pristupom ekvivalentnog kola i dipolnim interakcijama. U nastavku su za svaku orijentaciju rezonatora dati rezultati CD, kao i uticaj promene geometrijskih parametara na njegovu vrednost i spektralnu poziciju maksimuma. Ispitivan je i uticaj gubitaka u metalu i dielektriku na CD i mogućnosti za postizanje što veće vrednosti ove veličine. Na kraju je data analiza strukture rezonatora sa otvorom i izvršeno je poređenje sa rezultatima dobijenim za strukturu koja se sastoji od zatvorenih rezonatora. Tokom diskusije su razmatrane i potencijalne primene ovakve strukture.

Poglavlje 6 predstavlja zaključak i rezime ove teze. U ovom delu teze je predstavljen i dalji smer ispitivanja CMM.



## Poglavlje 2 Homogene hiralne sredine

### 2.1 Uvod

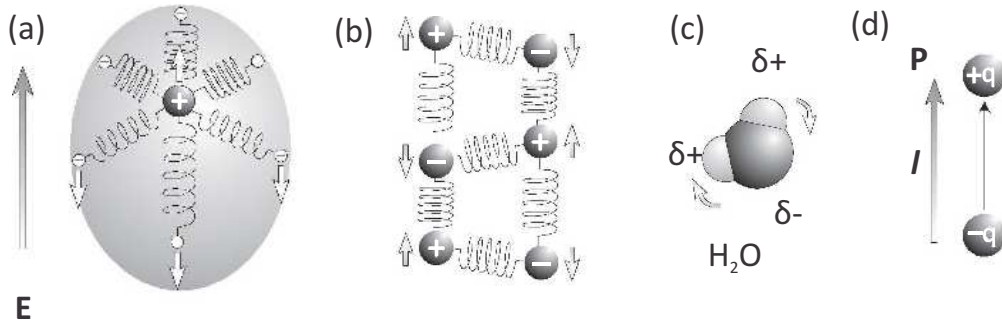
Ovo poglavlje predstavlja prvi korak u izučavanju osobina CMM u okviru teze, gde su oni pri interakciji sa EM talasom posmatrani kao homogene sredine opisane efektivnim vrednostima permitivnosti, permeabilnosti i hiralnosti. U uvodnom delu poglavlja su objašnjeni osnovni pojmovi vezani za polarizaciju dielektrika i parametere materijala u opštem slučaju. Nakon toga, data je talasna jednačina i konstitutivne relacije koje važe za slučaj hiralnih struktura.

Za proračune veličina vezanih za prostiranje EM polja kroz CMM korišćena je metoda transfer matrica (engl. *Transfer Matrix Method* - TMM) koja je detaljno prikazana za slučaj proizvoljnog upadnog ugla EM talasa na posmatranu strukturu. U delu sa rezultatima su predstavljene zavisnosti koeficijenata refleksije i transmisije od frekvencije upadnog talasa kao i raspodele električnih i magnetnih polja dobijene analitičkim izrazima korišćenjem TMM pri normalnoj incidenciji THz talasa.

#### 2.1.1 Dielektrična polarizacija

Sredina kod koje dolazi do polarizacije pri dejstvu spoljašnjeg polja se naziva dielektrik. Dielektrična polarizacija predstavlja pojavu pri kojoj spoljašnje električno polje dovodi do relativnog pomeranja jednog tipa naelektrisanja u odnosu na drugi. Postoji više tipova dielektrične polarizacije, kao što je prikazano na slici 2.1. Negativno naelektrisani elektroni u atomu su čvrsto vezani za pozitivno naelektrisana jezgra (što je shematski predstavljeno oprugom na slici 2.1(a)). Do električne polarizacije dolazi kada se pri dejstvu električnog polja pomeraju pozicije elektrona i jezgara u suprotnim smerovima. Atomska ili jonska polarizacija se javlja kada spoljašnje električno polje odvađa pozitivne i negativne jone jonskih kristala, što je prikazano na slici 2.1(b). Orijentaciona polarizacija se dešava kada usled primene električnog polja na molekul dolazi do njegovog obrtanja u pravcu spoljašnjeg električnog polja. Ona je prikazana na slici 2.1(c), a atomi vodonika i kiseonika u molekulu vode su naelektrisani usled razlike u elektronegativnosti [50].

Električni dipol predstavlja par jednakih, ali po vrednosti suprotnih naelektrisanja koja se nalaze na nekom rastojanju (što se može videti na slici 2.1(d)).



Slika 2.1: Dielektrična polarizacija u dielektricima: (a) električna polarizacija, (b) atomska polarizacija, (c) orijentaciona polarizacija kod molekula vode. (d) Shematski prikaz električnog dipola [50].

Električni dipol je opisan preko vektora dipolnog momenta:

$$\mathbf{p} = q\mathbf{l}, \quad (2.1)$$

gde je  $q$  je naelektrisanje dipola i  $\mathbf{l}$  rastojanje izmedju dva naelektrisanja, pri čemu je osa dipola orijentisana u pravcu pobudnog polja. Rezultantni dipolni momenat po jedinici zapremine je označen vektorom polarizacije  $\mathbf{P}$  koji je definisan sa [49]:

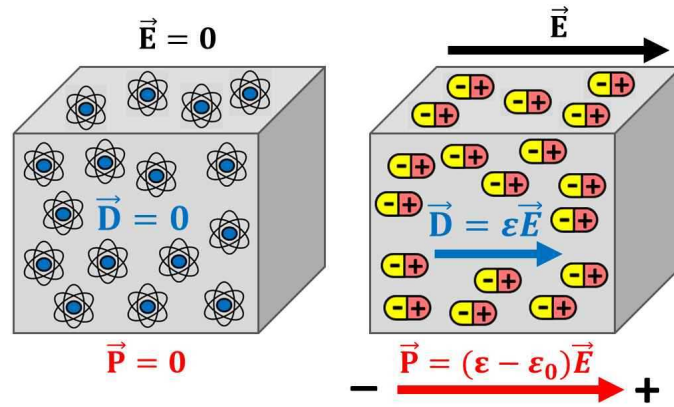
$$\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{p}_i \quad (2.2)$$

i predstavlja sumu ukupnog broja dipolnih momenata, gde je sa  $i$  označen brojač čije vrednosti idu od 1 do ukupnog broja dipolnih momenata. Dielektrična polarizacija  $\mathbf{P}$  je definisana vektorom usmerenim od negativnog ka pozitivnom naelektrisanju (slika 2.1(d)) [50].

### 2.1.2 Permitivnost i permeabilnost

Na mikroskopskom nivou, električno polje u neposrednoj blizini elektrona može imati veoma velike vrednosti, dok na maloj udaljenosti od njega, može biti veoma male amplitude ili usmereno u drugačijem pravcu. Usled kompleksnosti polja unutar materijala, pravo, mikroskopsko polje je nemoguće izračunati. Međutim, pri makroskopskom pristupu se u obzir uzima polje koje je usrednjeno po čitavoj zapremini materijala, i na taj način su mikroskopske varijacije polja zanemarene [106]. Uslov koji mora biti ispunjen da bi makroskopski opis materijala bio validan jeste da je talasna dužina EM talasa mnogo veća od dimenzije osnovnih elemenata (atoma i molekula) koji čine tu strukturu [107]. Dielektrične karakteristike takvog materijala se mogu predstaviti preko konstitutivnih parametara, odnosno permitivnosti  $\epsilon$  i permeabilnosti  $\mu$ . Permitivnost predstavlja meru uticaja spoljašnjeg električnog polja na materijal. Sa druge strane, permeabilnost je mera magnetizacije materijala

usled dejstva spoljašnjeg magnetnog polja: [49; 106].



Slika 2.2: Shematski prikaz električne polarizacije: nepolarizovana sredina (levo), polarizovana sredina (desno) [108].

Električna polarizacija dielektrika shematski je prikazana na slici 2.2, gde se vidi kako spoljašnje električno polje utiče na raspodelu naelektrisanja u ovakvoj sredini. Sa makroskopske tačke gledišta, orijentacija nastalih električnih dipola je opisana vektorom polarizacije  $\mathbf{P}$  čija je veza sa vektorom dielektričnog pomeraja  $\mathbf{D}$  data konstitutivnom relacijom:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.3)$$

gde je sa  $\epsilon_0$  predstavljena permitivnost vakuuma. Vektor polarizacije u linearnoj i izotropnoj sredini je srazmeran jačini električnog polja:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}, \quad (2.4)$$

gde je  $\chi_e$  električna susceptibilnost materijala. Zamenom jednačine 2.4 u 2.3 dobija se konstitutivna relacija u opštem obliku:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

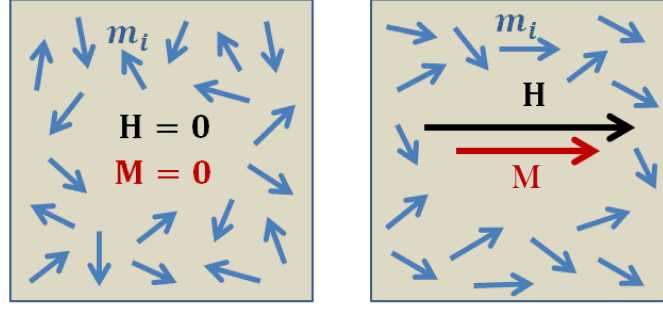
koja važi za linearne i izotropne sredine i njome je određena dielektrična permitivnost materijala,  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e). \quad (2.6)$$

Na sličan način se karakteriše i magnetna sredina preko vektora magnetne polarizacije  $\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.7)$$

gde  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{H}$  predstavljaju vektore magnetne indukcije i magnetnog polja, respektivno, a  $\mu_0$  je permeabilnost vakuuma. Na slici 2.3 je dat shematski prikaz dejstva magnetnog polja  $\mathbf{H}$  na dijagamnetske i paramagnetske sredine za koje važi da je



Slika 2.3: Shematski prikaz magnetizacije materijala pri dejstvu spoljašnjeg magnetnog polja [108].

$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{B}$ . Stoga sledi:

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H}, \quad (2.8)$$

gde je  $\chi_m$  magnetna susceptibilnost. Odavde se dobija druga konstitutivna relacija za linearnu i izotropnu sredinu:

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}, \quad (2.9)$$

gde je sa  $\mu$  označena permeabilnost koja je data sa:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m). \quad (2.10)$$

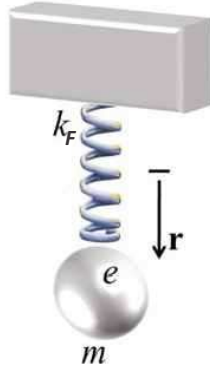
Konstitutivni parametri  $\varepsilon$  i  $\mu$  se drugačije nazivaju parametri sredine [109].

### 2.1.3 Disperzivni model dielektrične permitivnosti

Disperzija predstavlja zavisnost indeksa prelamanja određene sredine od frekvencije upadnog EM talasa. Kao što je već objašnjeno u poglavlju 2.1.1, disperzivna priroda materijala potiče od različitih mehanizama polarizacije njegovih atoma i molekula. Jedan od modela kojim je moguće opisati disperzivne karakteristike sredine jeste Lorentz-ov model. Po ovom modelu, disperzivna apsorpciona sredina se može predstaviti skupom atoma kod kojih je kretanje naelektrisanja modelovano klasičnim harmonijskim oscilatorima, što je shematski prikazano na slici 2.4. Modelom je opisano privlačenje elektrona pozitivno naelektrisanim jezgrom atoma, a sila oscilovanja elektrona oko ravnotežnog položaja je opisana Hooke-ovim zakonom [49; 110].

Usled prisustva spoljašnjeg električnog polja dolazi do dejstva Lorentz-ove sile na elektron naelektrisanja  $e$  koja je data sa  $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$ . Tada će jednačina kretanja naelektrisanja za fizički model sa slike 2.4, iz drugog Newton-ovog zakona, biti:

$$m\frac{\partial^2 \mathbf{r}(t)}{\partial t^2} + m\Gamma\frac{\partial \mathbf{r}(t)}{\partial t} + m\omega_0^2 \mathbf{r} = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (2.11)$$



Slika 2.4: Shematski prikaz Lorentz-ovog modela atoma. Sa  $\mathbf{r}$  je označen pomeraj elektrona od ravnotežnog položaja,  $m$  i  $e$  su masa i naelektrisanje elektrona, respektivno [111].

gde je  $m$  masa elektrona,  $\mathbf{r}$  pomeraj elektrona od ravnotežnog položaja,  $\omega_0$  rezonantna ugaona frekvencija oscilatora, a  $\omega$  je ugaona frekvencija svetlosti. Treći član sa leve strane predstavlja Hooke-ovu silu ( $F_h = -k_F r$ , gde je  $k_F$  konstanta elastičnosti) kojom je opisano oscilovanje elektrona oko ravnotežnog položaja rezonantnom frekvencijom  $\omega_0 = \sqrt{k_F/m}$ . Drugi član jednačine opisuje viskoznu silu koja je proporcionalna brzini elektrona i zavisi od koeficijenta prigušenja  $\Gamma$ . Prvi član predstavlja ukupnu silu koja deluje na elektron, a koja je suprotnog smera od Hook-ove, viskozne i Lorentz-ove sile [50].

Ako je  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 e^{-i\omega t}$ , onda je pomeraj elektrona od ravnotežne pozicije jednak:

$$\mathbf{r}_0 = \frac{-e\mathbf{E}_0/m}{\omega_0^2 - i\Gamma\omega - \omega^2}. \quad (2.12)$$

Zamenom 2.12 u izraz za električni dipolni momenat  $\mathbf{p} = -e\mathbf{r}$  dobija se da je vektor polarizacije:

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p} = \frac{Ne^2\mathbf{E}/m}{\omega_0^2 - i\Gamma\omega - \omega^2} = \varepsilon_0\chi_e\mathbf{E}. \quad (2.13)$$

Odavde se dobija izraz za dielektričnu permitivnost:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi_e(\omega) = 1 + \frac{Ne^2/(m\varepsilon_0)}{\omega_0^2 - i\Gamma\omega - \omega^2}, \quad (2.14)$$

koji predstavlja Lorentz-ov model dielektrične permitivnosti.

#### 2.1.4 Konstitutivne relacije i talasna jednačina CMM

Pločica CMM se može smatrati homogenom biizotropnom sredinom (izotropna sredina koja ispoljava magneto-električno sprezanje), pa se njen odziv na upadni EM

talas može predstaviti sledećim konstitutivnim relacijama [51]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \mathbf{E} + i \frac{\kappa(\omega)}{c} \mathbf{H}, \quad (2.15)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu(\omega) \mathbf{H} - i \frac{\kappa(\omega)}{c} \mathbf{E}, \quad (2.16)$$

gde je  $\omega$  ugaona frekvencija,  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$  brzina svetlosti u vakuumu, dok su  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$  permitivnost, permeabilnost i parametar hiralnosti, respektivno. Usled recipročnosti, električno polje doprinosi pojavi i električnog i magnetnog dipolnog momenta (jednačina 2.15). Analogno tome, pri dejstvu spoljašnjeg magnetnog polja osim magnetne, dolazi i do stvaranja električne polarizacije, što je prikazano jednačinom 2.16 [51; 112]. Opisani efekat predstavlja magneto-električno sprezanje.

Izvođenje izraza za prostiranje električnih i magnetnih polja kroz CMM koji je smatran homogenom sredinom počinje makroskopskim Maxwell-ovim jednačinama u frekventnom domenu:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D}, \quad (2.18)$$

pri čemu se pretpostavlja da je ukupna gustina struje  $\mathbf{J} = 0$ . Iz Maxwell-ovih jednačina i konstitutivnih relacija 2.15 i 2.16 izvodi se talasna jednačina:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + 2 \frac{\omega}{c} \kappa (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} (\mu \varepsilon - \kappa^2) \mathbf{E} = 0, \quad (2.19)$$

iz koje se rešavanjem dobijaju izrazi za talasne vektore [51; 113] (detaljnije dato u poglavlju 7.1):

$$k_{\pm} = \pm \frac{\omega}{c} (\sqrt{\varepsilon \mu} \pm \kappa), \quad (2.20)$$

pri upadnim RCP ( $k_+$ ) i LCP ( $k_-$ ) EM talasima. Pošto je pravac vektora  $\mathbf{k}$  paralelan  $z$  osi, a vektor  $\mathbf{E}$  se nalazi u  $xy$  ravni, stoga su električna polja RCP i LCP talasa data sa [51]:

$$\mathbf{E}^+ = E_0^+ (\mathbf{x} + i\mathbf{y}), \quad (2.21)$$

$$\mathbf{E}^- = E_0^- (\mathbf{x} - i\mathbf{y}). \quad (2.22)$$

$E_0^+$  i  $E_0^-$  su amplitude električnog polja RCP i LCP talasa, respektivno. Na osnovu jednačina 2.15-2.18 sledi izraz za magnetno polje:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\omega \mu} (\mathbf{k} \times \mathbf{E} + i \frac{\omega}{c} \kappa \mathbf{E}), \quad (2.23)$$

odakle se dobijaju relacije za magnetna polja RCP i LCP talasa:

$$\mathbf{H}^+ = -\frac{i}{Z}\mathbf{E}^+, \quad (2.24)$$

$$\mathbf{H}^- = \frac{i}{Z}\mathbf{E}^-, \quad (2.25)$$

respektivno, gde je impedansa materijala  $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ .

## 2.2 Analitička metoda

Glavna prednost TMM u odnosu na druge metode jeste mogućnost izračunavanja koeficijenata rasejanja, tj. transmisije i refleksije, konačnih periodičnih struktura, kao što su fotonski kristali i metamaterijali [114; 115; 116]. Rezultati dobijeni na osnovu TMM su veoma važni za interpretaciju eksperimentalnih merenja transmisije i refleksije. Metoda je već primenjivana za proračune optičkih osobina višeslojnih hiralnih struktura [117], dok će ovde biti data procedura za slučaj jednoslojnog CMM.

Prilikom primene TMM na metamaterijale, podrazumeva se da je debljina metamaterijala konačna u pravcu upadnog talasa (na primer, u  $z$  pravcu) i da se on nalazi između dve polubeskonačne sredine. U opštem slučaju, može se smatrati da su polubeskonačne sredine napravljene od homogenog izotropnog materijala. Ovim pristupom se računaju komponente EM polja na određenom delu  $z$  ose (u kome je pločica metamaterijala) pomoću komponenti polja iz susednih oblasti na  $z$  osi. Prilikom TMM se rešavaju Maxwell-ove jednačine za definisane periodične granične uslove odakle se dobija sistem diferencijalnih jednačina u matričnom obliku [118].

Pre izvođenja izraza za koeficijenate refleksije i transmisije pri prostiranju EM talasa kroz CMM pomoću TMM (potpoglavlje 2.2.2), ukratko je prikazan najjednostavniji slučaj određivanja ovih koeficijenata na jednoj graničnoj površi između dve linearne, izotropne sredine.

### 2.2.1 Refleksija i transmisija na jednoj graničnoj površini

Pri prostiranju EM talasa kroz nehomogenu, izotropnu sredinu dolazi do refleksije i transmisije talasa. Kada se razmatra problem refleksije i transmisije talasa, uobičajen je izbor linearnih polarizacija označenih kao  $s$  (analogna sa TE) i  $p$  (analogna sa TM), od nemačkih reči "senkrecht" i "parallel" koje predstavljaju polarizaciju električnog polja normalnu i paralelnu sa ravni incidencije, respektivno. Ravan oko koje osciluju polja obe polarizacije se naziva ravan incidencije i u njoj se nalazi talasni vektor i normala na graničnu površ. Na slici 2.5 su predstavljena električna i magnetna polja reflektovanih i transmitovanih talasa. Na osnovu graničnih

uslova za  $E$  i  $H$  na razdvojnoj površi, sledi da su paralelne komponente polja u prvoj sredini jednake onima u drugoj sredini (sredini u koju se talas transmitovao). Stoga, u slučaju  $p$  polarizovanog talasa, za električna polja važi da je:

$$E_{ip} \cos \theta_i - E_{rp} \cos \theta_r = E_{tp} \cos \theta_t, \quad (2.26)$$

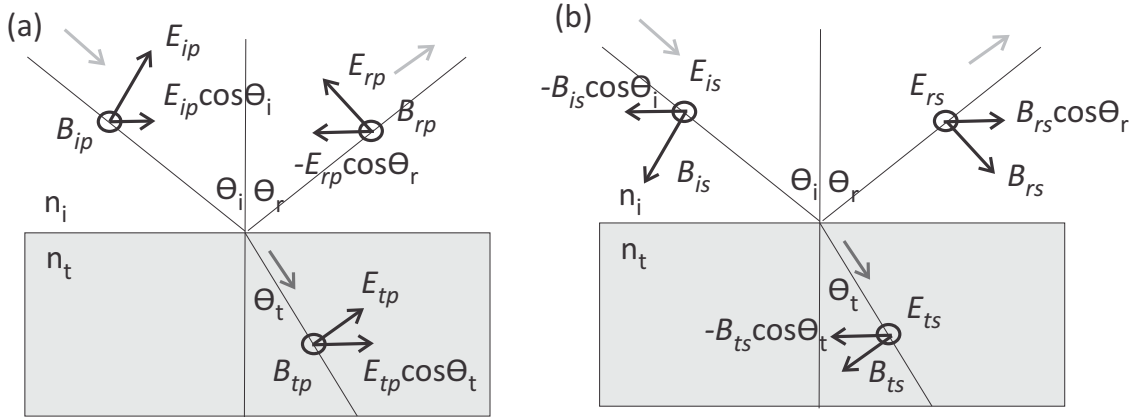
gde su  $\theta_i$  i  $E_{ip}$ ,  $\theta_r$  i  $E_{rp}$ ,  $\theta_t$  i  $E_{tp}$  uglovi i amplitude upadnog, reflektovanog i transmitovanog talasa, respektivno (pri čemu je  $\theta_i = \theta_r$ ). Slično, za magnetna polja sa jedne i druge strane granične površi važi:

$$B_{ip} + B_{rp} = B_{tp}, \quad (2.27)$$

gde su  $B_{ip}$ ,  $B_{rp}$  i  $B_{tp}$  amplitude upadnog, reflektovanog i transmitovanog magnetnog polja, respektivno. Uzimajući u obzir Snell-ov zakon prelamanja talasa:  $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$  (gde su  $n_i$  i  $n_t$  indeksi prelamanja sredina u kojima se nalaze upadni i transmitovani talasi, respektivno) iz jednačina 2.26 i 2.27 se izvode izrazi za koeficijente refleksije i transmisije  $p$  polarizovanog talasa:

$$r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t}, \quad (2.28)$$

$$t_p = \frac{E_{tp}}{E_{ip}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t}. \quad (2.29)$$



Slika 2.5: Komponente upadnih, reflektovanih i transmitovanih  $E$  i  $B$  polja na jednoj graničnoj površini za (a)  $p$  polarizaciju i (b)  $s$  polarizaciju. Siva strelica predstavlja pravac prostiranja talasa [50].

Na isti način se dobijaju koeficijenti refleksije i transmisije  $s$  polarizovanog talasa. Granični uslovi za električna i magnetna polja  $s$  polarizovanog talasa su:

$$E_{is} + E_{rs} = E_{ts}, \quad (2.30)$$

$$-B_{is} \cos \theta_i + B_{rs} \cos \theta_r = -B_{ts} \cos \theta_t, \quad (2.31)$$



gde su  $B_{is}$  i  $E_{is}$ ,  $B_{rs}$  i  $E_{rs}$ ,  $B_{ts}$  i  $E_{ts}$  amplitude električnog i magnetnog upadnog, reflektovanog i transmitovanog polja, respektivno. U ovom slučaju se za koeficijente refleksije i transmisije dobijaju sledeći izrazi:

$$r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}, \quad (2.32)$$

$$t_s = \frac{E_{ts}}{E_{is}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}. \quad (2.33)$$

Izrazi 2.32-2.33 su Fresnel-ove jednačine, a  $r_p, r_s, t_p$  i  $t_s$  predstavljaju Fresnel-ove koeficijente [50].

### 2.2.2 Primena TMM na CMM

Za EM talase koji se prostiru u izotropnoj sredini talasni vektor ne zavisi od polarizacije talasa. Ipak, situacija se komplikuje u biizotropnoj sredini zbog sprege između polarizacije i talasnog vektora, što se vidi iz jednačine 2.20 gde su talasni vektori različiti u zavisnosti od vrste cirkularne polarizacije upadnog talasa. Dodatno, refleksija na graničnoj površi biizotropne sredine dovodi do promene polarizacije upadnog cirkularno polarizovanog talasa [51]. Prema tome, za upadni talas date cirkularne polarizacije  $\sigma$ , u refleksiji i transmisiji će postojati i "++" (RCP) i "--" (LCP) polarizovan talas, opisani Fresnel-ovim koeficijentima  $r_{\sigma+}, r_{\sigma-}, t_{\sigma+}, t_{\sigma-}$ , respektivno.

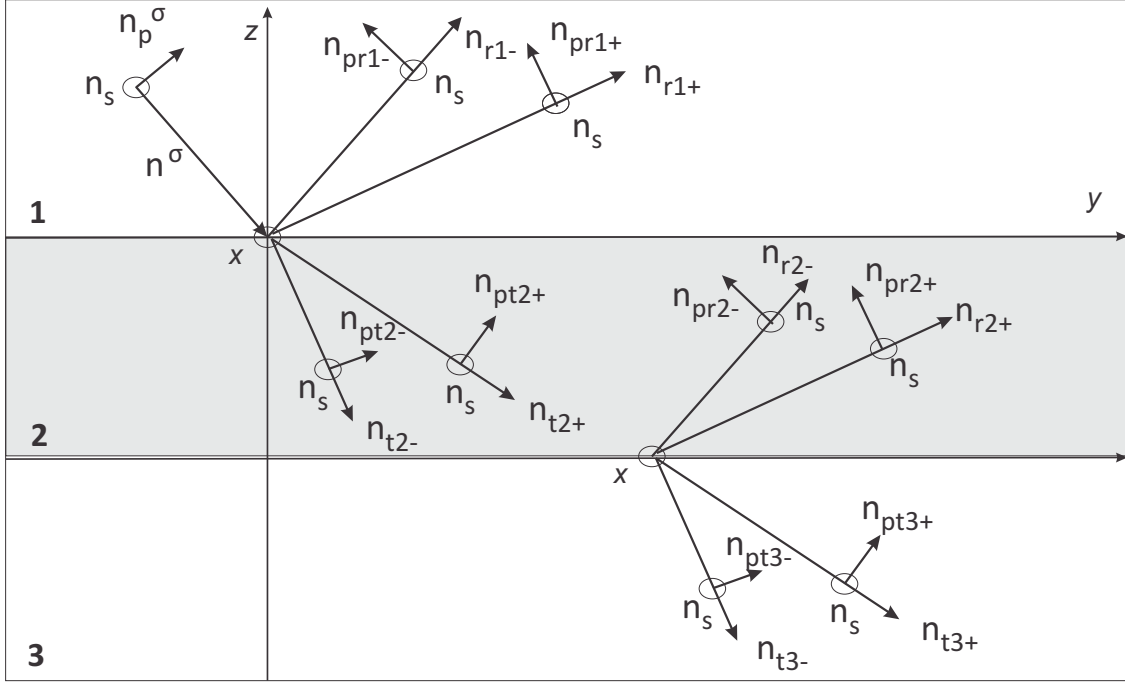
Pri izvođenju Fresnel-ovih jednačina za biizotropnu sredinu, potrebno je najpre definisati pravac kretanja i polarizaciju upadnog, reflektovanih i transmitovanih talasa [117; 119; 120]. U ovom delu je dato izvođenje u slučaju kada upadni talas nailazi pod bilo kojim upadnim uglom na CMM. Na slici 2.6 je dat shematski prikaz prostiranja talasa definisanog jediničnim vektorima:  $\mathbf{n}$  za upadni,  $\mathbf{n}_{r+}$  i  $\mathbf{n}_{r-}$  za reflektovane, odnosno  $\mathbf{n}_{t+}$  i  $\mathbf{n}_{t-}$  za transmitovane talase. Cirkularna polarizacija u transverzalnoj ravni u kojoj leže vektori električnog polja se definiše preko jediničnih vektora  $\mathbf{n}_s$  i  $\mathbf{n}_p$ , koji se poklapaju sa pravcima  $s$  i  $p$ , respektivno, kao što je prikazano na slici 2.6.

Za talas koji se prostire u pravcu  $\mathbf{n}$ , komponente u transverzalnoj ravni su  $\mathbf{n}_s$  (vektor normalan na ravan incidencije) i  $\mathbf{n}_p$  (vektor ortogonalan na  $\mathbf{n}$  i  $\mathbf{n}_s$ ):

$$\mathbf{n}_p = \mathbf{n}_s \times \mathbf{n}, \quad \mathbf{n}_s = (1, 0, 0), \quad (2.34)$$

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} = \frac{1}{k}(0, k_{\parallel}, -k_z), \quad \mathbf{n}_p = \frac{1}{k}(0, -k_z, k_{\parallel}), \quad (2.35)$$

gde je komponenta talasnog vektora u  $z$  pravcu  $k_z = \sqrt{k^2 - k_{\parallel}^2}$ , a komponenta u  $y$  pravcu je  $k_{\parallel}$ .



Slika 2.6: Shematski prikaz upadnog, reflektovanih i transmitovanih jediničnih vektora u prvoj, drugoj i trećoj oblasti pri kosoj incidenciji talasa na CMM (osencena oblast). Jedinični vektori dati relacijama 2.34-2.37 su numerisani za svaku oblast ponaosob. Upadni talas je cirkularno polarizovan, a njegova polarizacija je označena sa  $\sigma = \pm$ .

Transverzalne ravni u kojima leži vektor električnog polja reflektovanih i transmitovanih talasa se definišu analogno, pri čemu se pored vektora  $\mathbf{n}_s$ , koji ostaje nepromenjen, uzimaju vektori  $\mathbf{n}_{pr}^\sigma$  i  $\mathbf{n}_{pt}^\sigma$  prilagođeni odgovarajućem pravcu kretanja talasa:

$$\mathbf{n}_{pr}^\sigma = \mathbf{n}_s \times \mathbf{n}_r^\sigma, \quad (2.36)$$

$$\mathbf{n}_{pt}^\sigma = \mathbf{n}_s \times \mathbf{n}_t^\sigma. \quad (2.37)$$

Na osnovu pomenutog, superpozicijom električnih polja po  $s$  i  $p$  pravcima dobijaju se izrazi za vektore transmitovanih polja RCP i LCP talasa, respektivno:

$$\mathbf{E}_t^+ = E_{pt}^+ \mathbf{n}_{pt}^+ + E_{st}^+ \mathbf{n}_s, \quad (2.38)$$

$$\mathbf{E}_t^- = E_{pt}^- \mathbf{n}_{pt}^- + E_{st}^- \mathbf{n}_s, \quad (2.39)$$

a slično važi i za vektore reflektovanih polja:

$$\mathbf{E}_r^+ = E_{pr}^+ \mathbf{n}_{pr}^+ + E_{sr}^+ \mathbf{n}_s, \quad (2.40)$$

$$\mathbf{E}_r^- = E_{pr}^- \mathbf{n}_{pr}^- + E_{sr}^- \mathbf{n}_s, \quad (2.41)$$

gde su  $E_{pt}^+$ ,  $E_{st}^+$ ,  $E_{pt}^-$ ,  $E_{st}^-$ ,  $E_{pr}^+$ ,  $E_{sr}^+$ ,  $E_{pr}^-$  i  $E_{sr}^-$  kompleksne amplitude električnih polja

RCP i LCP talasa po pravcima  $s$  i  $p$ . Iz jednačina 2.21 i 2.22 se dobija da je za slučaj RCP talasa  $E_{st}^+ = iE_{pt}^+$ , a za LCP talas  $E_{st}^- = -iE_{pt}^-$ . Vektori električnih polja u svakom od tri sloja su oblika:

$$\mathbf{E}_t^+ = \left[ iE_{0t}^+ e^{-ik_z^+ z}, -\frac{k_z^+}{k^+} E_{0t}^+ e^{-ik_z^+ z}, \frac{k_{\parallel}}{k^+} E_{0t}^+ e^{-ik_z^+ z} \right], \quad (2.42)$$

$$\mathbf{E}_t^- = \left[ -iE_{0t}^- e^{-ik_z^- z}, -\frac{k_z^-}{k^-} E_{0t}^- e^{-ik_z^- z}, \frac{k_{\parallel}}{k^-} E_{0t}^- e^{-ik_z^- z} \right], \quad (2.43)$$

$$\mathbf{E}_r^+ = \left[ iE_{0r}^+ e^{ik_z^+ z}, \frac{k_z^+}{k^+} E_{0r}^+ e^{ik_z^+ z}, \frac{k_{\parallel}}{k^+} E_{0r}^+ e^{ik_z^+ z} \right], \quad (2.44)$$

$$\mathbf{E}_r^- = \left[ -iE_{0r}^- e^{ik_z^- z}, \frac{k_z^-}{k^-} E_{0r}^- e^{ik_z^- z}, \frac{k_{\parallel}}{k^-} E_{0r}^- e^{ik_z^- z} \right]. \quad (2.45)$$

$E_{0r}^{\pm}$  i  $E_{0t}^{\pm}$  su amplitude RCP i LCP reflektovanih i transmitovanih polja, respektivno. Upadna polja su definisana kao transmitovana u oblasti 1 tj. kao  $E_{0t1}^{\sigma}$ . Upadni talas se prostire u suprotnom smeru od  $z$  ose, a razmatra se slučaj CMM okruženog proizvoljnim izotropnim materijalom. Koeficijenti refleksije i transmisije se dobijaju iz graničnih uslova na dve razdvojne površi. Na prvoj granici  $z = 0$ , granični uslovi za tangencijalne komponente vektora električnih i magnetnih polja su:

$$\mathbf{E}_{t1}^+ + \mathbf{E}_{t1}^- + \mathbf{E}_{r1}^+ + \mathbf{E}_{r1}^- = \mathbf{E}_{t2}^+ + \mathbf{E}_{t2}^- + \mathbf{E}_{r2}^+ + \mathbf{E}_{r2}^-, \quad (2.46)$$

$$\mathbf{H}_{t1}^+ + \mathbf{H}_{t1}^- + \mathbf{H}_{r1}^+ + \mathbf{H}_{r1}^- = \mathbf{H}_{t2}^+ + \mathbf{H}_{t2}^- + \mathbf{H}_{r2}^+ + \mathbf{H}_{r2}^-. \quad (2.47)$$

A na drugoj,  $z = d$ , granični uslovi su:

$$\mathbf{E}_{t2}^+ + \mathbf{E}_{t2}^- + \mathbf{E}_{r2}^+ + \mathbf{E}_{r2}^- = \mathbf{E}_{t3}^+ + \mathbf{E}_{t3}^- + \mathbf{E}_{r3}^+ + \mathbf{E}_{r3}^-, \quad (2.48)$$

$$\mathbf{H}_{t2}^+ + \mathbf{H}_{t2}^- + \mathbf{H}_{r2}^+ + \mathbf{H}_{r2}^- = \mathbf{H}_{t3}^+ + \mathbf{H}_{t3}^- + \mathbf{H}_{r3}^+ + \mathbf{H}_{r3}^-. \quad (2.49)$$

Iz graničnih uslova za električna polja na prvoj granici se dobija da je:

$$\mathbf{x} : E_{0t1}^+ - E_{0t1}^- + E_{0r1}^+ - E_{0r1}^- = E_{0t2}^+ - E_{0t2}^- + E_{0r2}^+ - E_{0r2}^-, \quad (2.50)$$

$$\mathbf{y} : \left( -\frac{k_{1z}^+}{k_1^+} \right) E_{0t1}^+ + \left( -\frac{k_{1z}^-}{k_1^-} \right) E_{0t1}^- + \left( \frac{k_{1z}^+}{k_1^+} \right) E_{0r1}^+ + \left( \frac{k_{1z}^-}{k_1^-} \right) E_{0r1}^- = \left( -\frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \right) E_{0t2}^+ + \left( -\frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \right) E_{0t2}^- + \left( \frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \right) E_{0r2}^+ + \left( \frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \right) E_{0r2}^-. \quad (2.51)$$

Iz graničnih uslova za magnetna polja na prvoj granici se dobija:

$$\mathbf{x} : \begin{pmatrix} -\frac{1}{Z_1} \\ -\frac{1}{Z_2} \end{pmatrix} (E_{0t1}^+ + E_{0t1}^- + E_{0r1}^+ + E_{0r1}^-) = \quad (2.52)$$

$$(E_{0t2}^+ + E_{0t2}^- + E_{0r2}^+ + E_{0r2}^-),$$

$$\mathbf{y} : \begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1} \\ \frac{1}{Z_2} \end{pmatrix} \left[ \begin{pmatrix} \frac{k_{1z}^+}{k_1^+} E_{0t1}^+ + \left(-\frac{k_{1z}^-}{k_1^-}\right) E_{0t1}^- - \left(\frac{k_{1z}^+}{k_1^+}\right) E_{0r1}^+ + \left(\frac{k_{1z}^-}{k_1^-}\right) E_{0r1}^- \right] = \quad (2.53)$$

$$\left[ \begin{pmatrix} \frac{k_{2z}^+}{k_2^+} E_{0t2}^+ + \left(-\frac{k_{2z}^-}{k_2^-}\right) E_{0t2}^- - \left(\frac{k_{2z}^+}{k_2^+}\right) E_{0r2}^+ + \left(\frac{k_{2z}^-}{k_2^-}\right) E_{0r2}^- \right].$$

Poslednje četiri jednačine je moguće napisati u matičnom obliku:

$$M_2 \begin{bmatrix} E_{0t2}^+ \\ E_{0t2}^- \\ E_{0r2}^+ \\ E_{0r2}^- \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} E_{0t1}^+ \\ E_{0t1}^- \\ E_{0r1}^+ \\ E_{0r1}^- \end{bmatrix}. \quad (2.54)$$

Matrice sa članovima koji množe električna polja su  $M_1$  za prvu oblast i  $M_2$  za drugu oblast. Slične jednačine se dobijaju iz graničnih uslova na drugoj granici:

$$\mathbf{x} : E_{0t2}^+ e^{-ik_{2z}^+ d} - E_{0t2}^- e^{-ik_{2z}^- d} + E_{0r2}^+ e^{ik_{2z}^+ d} - E_{0r2}^- e^{ik_{2z}^- d} = \quad (2.55)$$

$$E_{0t3}^+ e^{-ik_{3z}^+ d} - E_{0t3}^- e^{-ik_{3z}^- d} + E_{0r3}^+ e^{ik_{3z}^+ d} - E_{0r3}^- e^{ik_{3z}^- d},$$

$$\mathbf{y} : \begin{pmatrix} -\frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \\ -\frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \end{pmatrix} E_{0t2}^+ e^{-ik_{2z}^+ d} + \begin{pmatrix} -\frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \\ -\frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \end{pmatrix} E_{0t2}^- e^{-ik_{2z}^- d} + \begin{pmatrix} \frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \\ \frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \end{pmatrix} E_{0r2}^+ e^{ik_{2z}^+ d} + \begin{pmatrix} \frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \\ \frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \end{pmatrix} E_{0r2}^- e^{ik_{2z}^- d} =$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \\ -\frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \end{pmatrix} E_{0t3}^+ e^{-ik_{3z}^+ d} + \begin{pmatrix} -\frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \\ -\frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \end{pmatrix} E_{0t3}^- e^{-ik_{3z}^- d} + \begin{pmatrix} \frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \\ \frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \end{pmatrix} E_{0r3}^+ e^{ik_{3z}^+ d} + \begin{pmatrix} \frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \\ \frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \end{pmatrix} E_{0r3}^- e^{ik_{3z}^- d}. \quad (2.56)$$

Iz graničnih uslova za magnetna polja na drugoj granici se dobija:

$$\mathbf{x} : \begin{pmatrix} -\frac{1}{Z_2} \\ -\frac{1}{Z_3} \end{pmatrix} (E_{0t2}^+ e^{-ik_{2z}^+ d} + E_{0t2}^- e^{-ik_{2z}^- d} + E_{0r2}^+ e^{ik_{2z}^+ d} + E_{0r2}^- e^{ik_{2z}^- d}) = \quad (2.57)$$

$$(E_{0t3}^+ e^{-ik_{3z}^+ d} + E_{0t3}^- e^{-ik_{3z}^- d} + E_{0r3}^+ e^{ik_{3z}^+ d} + E_{0r3}^- e^{ik_{3z}^- d}),$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{y} : & \left( \frac{1}{Z_2} \right) \left[ \left( \frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \right) E_{0t2}^+ e^{-ik_{2z}^+ d} + \left( -\frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \right) E_{0t2}^- e^{-ik_{2z}^- d} \right] \\
& + \left( \frac{1}{Z_2} \right) \left[ - \left( \frac{k_{2z}^+}{k_2^+} \right) E_{0r2}^+ e^{ik_{2z}^+ d} + \left( \frac{k_{2z}^-}{k_2^-} \right) E_{0r2}^- e^{ik_{2z}^- d} \right] = \left( \frac{1}{Z_3} \right) \left[ \left( \frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \right) E_{0t3}^+ e^{-ik_{3z}^+ d} \right] \\
& + \left( \frac{1}{Z_3} \right) \left[ \left( -\frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \right) E_{0t3}^- e^{-ik_{3z}^- d} - \left( \frac{k_{3z}^+}{k_3^+} \right) E_{0r3}^+ e^{ik_{3z}^+ d} + \left( \frac{k_{3z}^-}{k_3^-} \right) E_{0r3}^- e^{ik_{3z}^- d} \right].
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Jednačine dobijene na osnovu graničnih uslova na drugoj granici takođe se mogu prikazati u matricnom obliku:

$$M_3 \begin{bmatrix} E_{0t2}^+ \\ E_{0t2}^- \\ E_{0r2}^+ \\ E_{0r2}^- \end{bmatrix} = M_4 \begin{bmatrix} E_{0t3}^+ \\ E_{0t3}^- \\ E_{0r3}^+ \\ E_{0r3}^- \end{bmatrix}, \tag{2.59}$$

gde su  $M_3$  i  $M_4$  su matrice koje sadrže članove uz amplitude električnog polja. Iz jednačina 2.54 i 2.59 se izvodi transfer matrica:

$$T = M_4^{-1} M_3 M_2^{-1} M_1, \text{ pa je } \begin{bmatrix} E_{0t3}^+ \\ E_{0t3}^- \\ E_{0r3}^+ \\ E_{0r3}^- \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} E_{0t1}^+ \\ E_{0t1}^- \\ E_{0r1}^+ \\ E_{0r1}^- \end{bmatrix}. \tag{2.60}$$

Pomoću transfer matrice se može dobiti matrica rasejanja  $S$ . Korišćenjem transfer matrice i matrice rasejanja se dobijaju reflektovana i transmitovana polja na granicama slojeva:

$$\begin{bmatrix} E_{0t3}^+ \\ E_{0t3}^- \\ E_{0r1}^+ \\ E_{0r1}^- \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} E_{0t1}^+ \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ i } \begin{bmatrix} E_{0t3}^+ \\ E_{0t3}^- \\ E_{0r1}^+ \\ E_{0r1}^- \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} 0 \\ E_{0t1}^- \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{2.61}$$

za RCP i LCP talase, respektivno. Ako se uzme da su amplitude upadnog RCP/LCP talasa  $E_{0t1}^+, E_{0t1}^- = 1 \text{ V/m}$ , dobijaju se koeficijenti refleksije i transmisije:

$$\begin{bmatrix} t_{++} \\ t_{+-} \\ r_{++} \\ r_{+-} \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ i } \begin{bmatrix} t_{-+} \\ t_{--} \\ r_{-+} \\ r_{--} \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{2.62}$$

Tada se koeficijenti refleksije i transmisije unutar CMM mogu odrediti preko:

$$\begin{bmatrix} E_{0t2}^+ \\ E_{0t2}^- \\ E_{0r2}^+ \\ E_{0r2}^- \end{bmatrix} = M_2^{-1} M_1 \begin{bmatrix} E_{0t1}^+ \\ E_{0t1}^- \\ E_{0r1}^+ \\ E_{0r1}^- \end{bmatrix}. \quad (2.63)$$

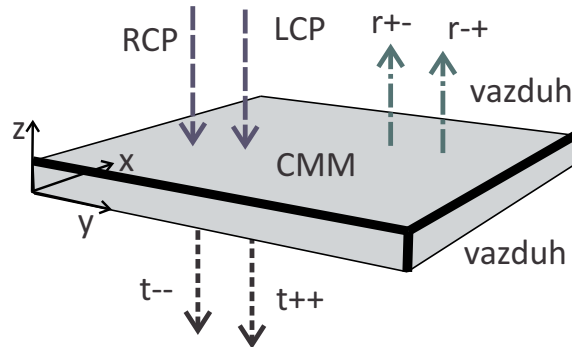
Za upadne RCP i LCP talase se dobijaju koeficijenti:

$$\begin{bmatrix} t_2^+ \\ t_2^- \\ r_2^+ \\ r_2^- \end{bmatrix} = M_2^{-1} M_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{++} \\ r_{+-} \end{bmatrix} \quad \text{i} \quad \begin{bmatrix} t_2^+ \\ t_2^- \\ r_2^+ \\ r_2^- \end{bmatrix} = M_2^{-1} M_1 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ r_{-+} \\ r_{--} \end{bmatrix}. \quad (2.64)$$

U daljem ispitivanju su proračuni rađeni za slučaj normalne incidencije za koji se uzima da je  $k_{\parallel} = 0$ , a rezultati su prikazani u narednom delu.

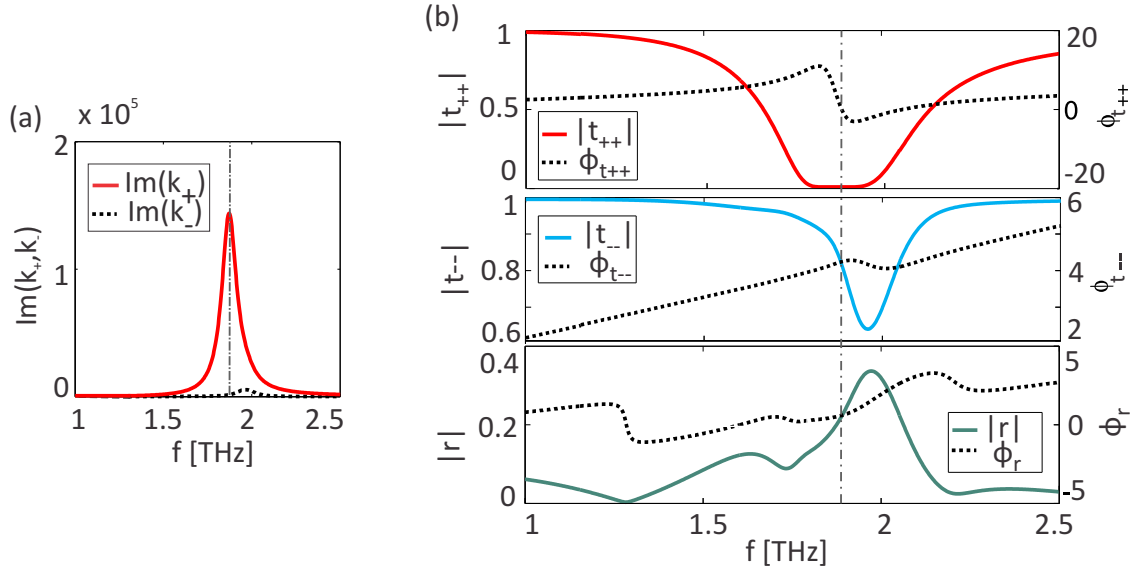
## 2.3 Rezultati

TMM se primenjuje na model kojim se opisuje prostiranje EM talasa kroz CMM debljine  $d = 100 \mu\text{m}$ . Pri proračunima se smatralo da je CMM (koji se sastoji od metalnih elemenata smeštenih u dielektrik) homogena hiralna sredina, a njegove EM karakteristike su opisane efektivnim parametrima ( $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$ ) preuzetim iz literature. CMM je okružen vazduhom, kao na slici 2.7. Parametri korišćeni u proračunu su Lorentz-ovog oblika [121]:  $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/f$ ,  $\mu = 1 - F\omega^2/f$  i  $\kappa = A_p\omega/f$ . Ovde je  $f = 1/(\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega)$ , gde je  $\omega_0$  ugaona rezonantna frekvencija za koju je u proračunima uzeto da iznosi  $\omega_0 = 1.8713 * 2\pi$  THz,  $\omega_p = 0.394\omega_0$  je plazma frekvencija,  $\Gamma = 0.05463\omega_0$  je koeficijent disipacije i  $A_p = \pm\sqrt{F}\omega_p = -0.09993\omega_0$ .  $F$  je parametar koji govori o odnosu zapremine rezonatora i dielektrika (ovde je uzeto da je  $F = 0.0625$ ). Razmatrani frekventni opseg je od 1 do 2.5 THz, a rezonantna frekvencija iznosi  $f_0 = 1.8713$  THz.



Slika 2.7: Model homogenog CMM okruženog vazduhom.

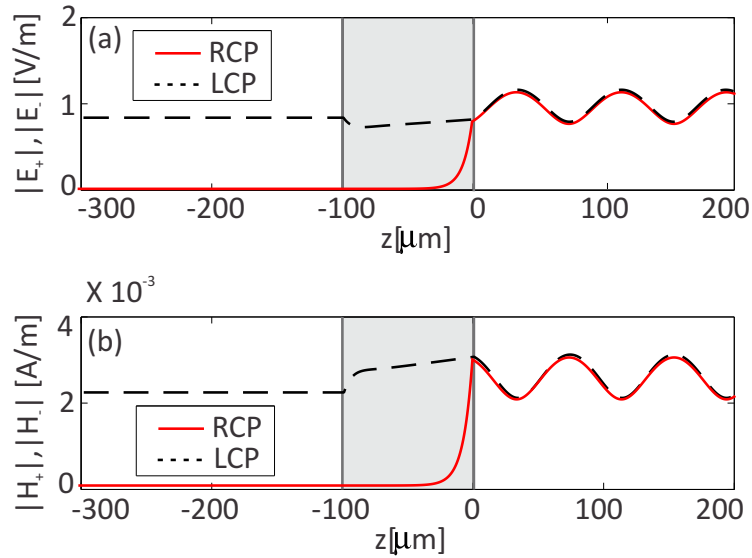
Talasni vektori RCP i LCP talasa su izračunati po formuli 2.20. Na rezonantnoj frekvenciji, dobijeno je da imaginarni deo  $k_+$  ima veću vrednost od  $k_-$  (slika 2.8(a)). Odavde sledi da LCP talas dublje prodire u CMM nego RCP talas, što je posledica sporijeg slabljenja. Takođe, može se uočiti da je maksimum  $Im(k_-)$  blago pomeren u odnosu na rezonantnu frekvenciju, što ukazuje na to da je LCP talas pod slabim uticajem rezonancije strukture.



Slika 2.8: (a) Imaginarni deo talasnih vektora RCP (+) i LCP (-) talasa. (b) Amplitude i faze koeficijenata refleksije i transmisije. Punim linijama su prikazane amplitude, a isprekidanim faze koeficijenata. Vertikalnim linijama je označena pozicija rezonantne frekvencije.

Na slici 2.8(b) je prikazana zavisnost koeficijenata refleksije i transmisije od frekvencije. Kada se gleda od nižih ka višim frekvencijama, koeficijent transmisije  $t_{++}$  opada do minimuma koji je veoma blizu nule na rezonantnoj frekvenciji. Ovo ukazuje na postojanje oblasti u kojoj se talas uopšte ne transmituje. Za frekvencije iznad rezonantne,  $t_{++}$  raste. Faza transmisije RCP talasa raste, ali u blizini rezonantne frekvencije naglo opada. Sa druge strane,  $t_{--}$  ima minimalnu vrednost 0.64 na frekvenciji 1.95 THz nakon koje raste. Za koeficijente refleksije važi da je  $r_{+-} = r_{-+} = r$ , a maksimum je 0.336 na frekvenciji 1.975 THz dok je minimum blizu nule na frekvenciji 1.28 THz.

U skladu sa prethodnom analizom, prostiranje električnog i magnetnog polja kroz CMM je različito za RCP i LCP talase (slika 2.9). Pri proračunima raspodele amplituda polja po  $z$  osi je uzeto da je frekvencija talasa rezonantna, tj. 1.87 THz. Električno polje RCP talasa,  $E_+$ , ima veliko slabljenje u CMM i opada do vrednosti blizu nule nakon 30  $\mu\text{m}$  od ulaska u pločicu CMM. U slučaju prostiranja LCP talasa, amplituda električnog polja blago opada u CMM, ali pri izlasku iz njega raste. Sa druge strane, magnetna polja  $H_+$  i  $H_-$  imaju male amplitude u



Slika 2.9: Raspodela amplituda: (a) električnih polja,  $E_+$  i  $E_-$  i (b) magnetnih polja,  $H_+$  i  $H_-$ . Osenčena oblast predstavlja CMM.

poređenju sa amplitudama električnog polja. Kao i pri prostiranju električnog polja, i amplituda magnetnog LCP polja se smanjila u CMM, ali je nakon izlaska dodatno opala. Amplituda magnetnog polja RCP talasa je, kao i kod električnog dostigla nultu vrednost još unutar CMM. Slabljenje polja unutar CMM je u skladu i sa rezultatima za  $Im(k)$  (slika 2.8(a)) koje ima značajno veću vrednost za RCP nego LCP talas.

U ovom poglavlju je pokazano da se LCP i RCP talasi drugačije prostiru kroz CMM koji je smatran homogenom sredinom. Objasnjen je prvi korak analize pri kojoj je CMM opisan efektivnim parametrima ( $\epsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$ ). Dalja i temeljnija analiza prostiranja EM polja kroz CMM će biti predstavljena u narednim poglavljima gde su rezultati dobijeni i numeričkim simulacijama.



## Poglavlje 3 Numeričke metode

Za sve numeričke proračune u tezi korišćen je Comsol Multiphysics programski paket (verzija 4.3). Ovim programom su metodom konačnih elemenata rešavane Maxwell-ove jednačine u frekventnom domenu. S obzirom na to da se strukture THz CMM koje su ispitivane u ovoj tezi sastoje od 3D rezonantnih elemenata, za simulacije su pravljene 3D modeli.

Jedinične ćelije CMM ispitivanih u tezi se sastoje od metalnih elemenata smeštenih u dielektrik. Pri numeričkim simulacijama, prvo su definisani parametri materijala pri čemu je permitivnost korišćenih dielektrika u ovom opsegu smatrana konstantnom. Zbog slobodnog kretanja elektrona u metalu, disperzija metala u THz opsegu je pri numeričkim simulacijama opisana Drude-ovim modelom. Stoga je u prvom delu poglavlja opisano kako se modeluju metali i njihove karakteristike na THz frekvencijama. U drugom delu je ukratko predstavljena metoda konačnih elemenata i njena primena na hiralne strukture iz teze. Nakon toga su objašnjeni granični uslovi korišćeni u proračunima.

### 3.1 Model metala

EM odziv metala zavisi od kretanja slobodnih elektrona u odgovarajućoj kristalnoj strukturi metala zbog kojih oni ispoljavaju jedinstvene osobine. Pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja, slobodni elektroni se kreću, ubrzavaju i sudaraju. Stoga je električna provodnost metala ograničena mehanizmima rasejanja [122].

Odziv metala na EM talase opisan je Drude-ovim modelom jednačinom kretanja slobodnih elektrona. Ako je upadno električno polje dato sa  $\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ , jednačina kretanja slobodnog elektrona biće [14]:

$$m \frac{\partial \mathbf{r}^2(t)}{\partial t^2} + m\Gamma \frac{\partial \mathbf{r}(t)}{\partial t} = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (3.1)$$

gde su  $m$  i  $e$  efektivna masa i naelektrisanje elektrona, respektivno, a  $\Gamma$  je koeficijent prigušenja. Odavde se dobija da je pomeraj elektrona od njegove početne pozicije  $\mathbf{r}$ :

$$\mathbf{r}(t) = \frac{e}{m} \frac{\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)}. \quad (3.2)$$

Kako je jačina polarizacije  $P = ner$ , gde je  $n$  gustina slobodnih elektrona u metalu, dobija se da je frekventna zavisnost dielektrične funkcije:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}, \quad (3.3)$$

gde jedinica u izrazu potiče od pozadinske dielektrične konstante  $\varepsilon_\infty = 1$  [123]. Ovaj model je primenjiv kada je  $\omega_p \gg \omega$ . U izrazu 3.3,  $\omega_p$  je plazma frekvencija koja predstavlja prirodnu frekvenciju oscilacija slobodnih elektrona:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (3.4)$$

i u slučaju zlata (koristi se u proračunima u okviru teze), ona iznosi  $\omega_p = 137.15 \times 10^{14}$  rad/s, dok je  $\Gamma = 40.5 \times 10^{12}$  rad/s [124]. Po Drude-ovoj teoriji, gubici su predstavljeni imaginarnim delom dielektrične konstante [14]:

$$\varepsilon_{im} = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\omega^3}\Gamma. \quad (3.5)$$

Faktor prigušenja  $\Gamma$  potiče od rasejanja provodnih elektrona usled postojanja defekata, površinskih struja i vibracija rešetke. Drude-ovom teorijom se smatra da  $\Gamma$  nije zavisno od frekvencije. Međutim, rasejanje se ipak menja za različite frekvencije upadnog polja što je posledica zonskog spektra na različitim frekvencijama. Smanjivanje gubitaka je moguće postići poboljšavanjem kvaliteta metala i izbegavanjem defekata, ali se na ovaj način ne može smanjiti rasejanje koje nastaje usled vibracija rešetke. Njihov doprinos može biti donekle smanjen snižavanjem temperature [125].

Na THz frekvencijama, metali se ponašaju skoro kao idealni provodnici, tj. imaju male apsorptivne gubitke. Naime, na ovim frekvencijama struja slobodnih nosilaca dominira nad strujom pomeraja, pa se zato metal tada smatra dobrim provodnikom [125].

## 3.2 Metoda konačnih elemenata

Mnogi efekti koji se javljaju u fizici se opisuju parcijalnim diferencijalnim jednačinama koje se najčešće ne mogu rešiti analitički. Zbog toga se koriste aproksimacije jednačina koje su uglavnom bazirane na diskretizaciji, a rešavaju se numeričkim metodama. Jedna od ovih metoda je i metoda konačnih elemenata (engl. *Finite Element Method* - FEM) koja je opisana u ovom delu.

U opštem slučaju FEM metoda se sastoji od četiri koraka. Prvi korak FEM metode je diskretizacija domena tj. podela domena na male elemente jednostavnijeg oblika (engl. *meshing*). Mali izdijeljeni delovi se nazivaju *mesh* elementi. Nakon

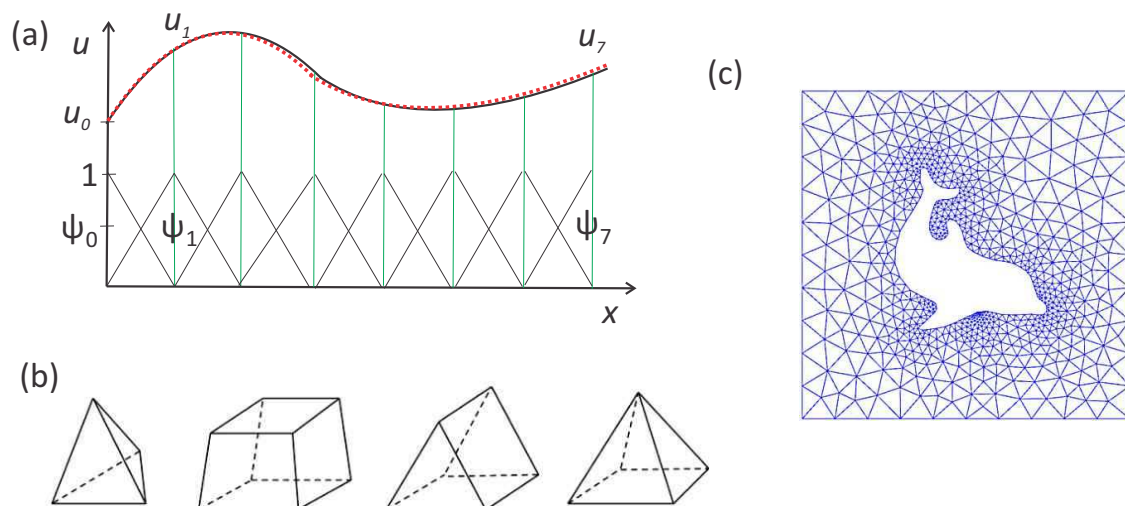
diskretizacije domena, naredni korak metode je izbor interpolacione funkcije kojom se aproksimira nepoznato rešenje unutar elementa. Za interpolacionu funkciju se koriste polinomi prvog, drugog ili višeg reda, s tim što se polinomi prvog reda zbog jednostavnosti najčešće koriste. Na ovaj način je rešenje predstavljeno konačnim brojem elemenata. Zatim se formuliše sistem jednačina koristeći Ritz-ovu varijacionu i Galerkin metodu. Na kraju se rešava ovaj sistem jednačina [126].

Radi dodatnog objašnjenja metode, posmatra se funkcija  $u$  koja predstavlja rešenje parcijalne diferencijalne jednačine koju je potrebno rešiti. Ideja na kojoj se FEM metoda bazira jeste da se funkcija  $u$  aproksimira funkcijom  $u_h$  koja se može predstaviti kao linearna kombinacija funkcija  $\psi_i$  iz nekog bazisa:

$$u \approx u_h, \quad (3.6)$$

$$u_h = \sum u_i \psi_i, \quad (3.7)$$

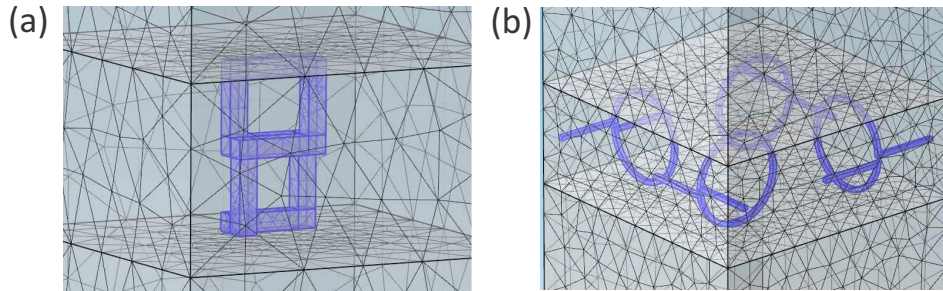
gde su  $u_i$  odgovarajući koeficijenti funkcija bazisa. Slika 3.1 (a) predstavlja primer diskretizacije 1D domena na sedam linijskih segmenata (elementa) u kojima je funkcija  $u$  definisana. Jedna od prednosti FEM je što nudi veliku slobodu u diskretizaciji, kako pri izboru funkcija bazisa, tako i pri izboru *mesh* elemenata kojima se diskretizuje posmatrani domen. U ovom slučaju elementi su ravnomerno raspoređeni, iako to ne mora biti slučaj (slika 3.1(a)) [127].



Slika 3.1: (a) Funkcija  $u$  (puna crna linija) je aproksimirana sa  $u_h$  (isprekidana crvena linija), koja je linearna kombinacija linearnih funkcija bazisa ( $\psi_i$  je predstavljena punim crnim linijama). Koeficijenti su označeni sa  $u_0$  do  $u_7$  [127]. (b) Uobičajeni 3D *mesh* elementi. (c) Primer diskretizacije strukture - komplementarna 2D struktura delfina [128].

U zavisnosti od potreba, mogu se koristiti različiti oblici *mesh* elemenata (slika 3.1 (b)). U Comsol-u, tetraedri su najstandardniji elementi i oni se mogu primeniti

za modelovanje svake 3D strukture. Ostali oblici (prizme, piramide itd.) se koriste u zavisnosti od geometrije i toga koliko fin *mesh* treba da bude. Izbor tipa *mesh* elemenata i njihova veličina je veoma bitna za tačnost numeričke simulacije, kao i za zauzimanje memorije tokom proračuna i vreme potrebno za njegovo izvršavanje. Primer *mesh*-a 2D strukture je dat na slici 3.1 (c).



Slika 3.2: *Mesh* kod struktura ispitivanih u ovoj tezi koje se sastoje od: (a) rezonatora sa uvrnutim prstenom i (b) četiri zarotirana  $\Omega$  elementa.

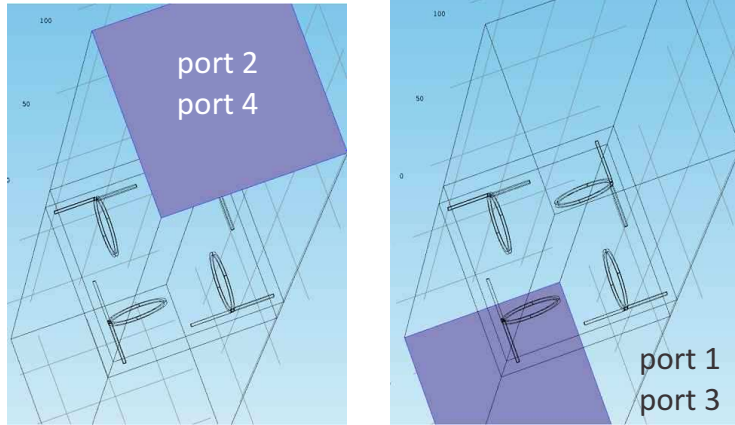
Da bi dobilo precizno rešenje sistema jednačina, potrebno je da postoji oko 10 meš elemenata po talasnoj dužini. Na slici 3.2 je prikazan *mesh* dve vrste struktura koje su izučavane u okviru ove teze.

### 3.3 Granični uslovi

Za proračune koji će biti predstavljeni u ovoj tezi, korišćen je radio-frekventni modul (engl. *Radio-Frequency* - RF). Ovim modulom moguće je definisati model za prostiranje talasa kroz strukturu, ali i u njenoj okolini koja se može sastojati od različitih vrsti materijala. RF modul nudi alate koji uključuju različite granične uslove, kao što su granični uslovi rasejanja, port granični uslovi i mnogi drugi koji se koriste u zavisnosti od potreba numeričkih simulacija.

#### 3.3.1 Port granični uslovi

Port granični uslovi definišu upadno polje (slika 3.3), a njima se istovremeno zadaje i polarizacija upadnog talasa. U ovoj tezi su rađeni proračuni za dva tipa upadnih talasa: linearno polarizovane i cirkularno polarizovane talase. Takođe, na osnovu port graničnih uslova se definišu S-parametri i njihovo značenje zavisi od vrste polarizacije talasa. Ukoliko su 1 i 3 upadni portovi, tada su  $S_{33}$ ,  $S_{11}$ ,  $S_{31}$  i  $S_{13}$  koeficijenti refleksije, a  $S_{43}$ ,  $S_{21}$ ,  $S_{41}$  i  $S_{23}$  transmisije. Upadni talas je definisan drugim indeksom dok je prvim indeksom označen rasejani talas. Sa druge strane,  $S_{13}$ ,  $S_{14}$ ,  $S_{31}$  i  $S_{32}$  su kros-polarizovani koeficijenti (engl. *cross-polarized*) dok su  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{33}$  i  $S_{34}$  ko-polarizovani (engl. *co-polarized*) koeficijenti.



Slika 3.3: Port granični uslovi primenjeni na CMM na bazi  $\Omega$  elemenata.

S-parametri su definisani preko upadne snage, kao na primer:

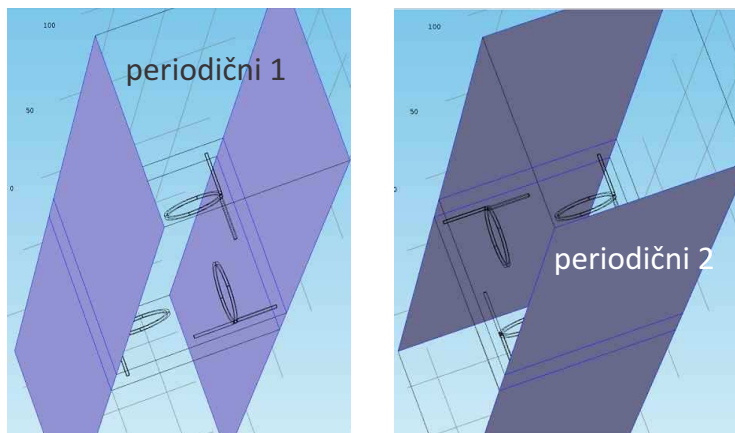
$$S_{11} = \sqrt{\frac{\text{snaga reflektovana na portu 1}}{\text{upadna snaga na portu 1}}}, \quad (3.8)$$

$$S_{21} = \sqrt{\frac{\text{snaga transmitovana do porta 2}}{\text{upadna snaga na portu 1}}}, \quad (3.9)$$

gde je  $S_{11}$  koeficijent refleksije, a  $S_{21}$  koeficijent transmisije.

### 3.3.2 Periodični granični uslovi

Periodični granični uslovi se koriste kada su rešenja talasne jednačine jednaka na granicama modelovane strukture. U proračunima u ovoj tezi koristi se Floquet-ova periodičnost [129] kojom se opisuje slučaj kada postoji fazni pomeraj između tangencijalnih komponenti vektora električnog polja. Na slici 3.4 je prikazano kako su periodični granični uslovi primenjeni na hiralne strukture ispitivane u okviru teze.



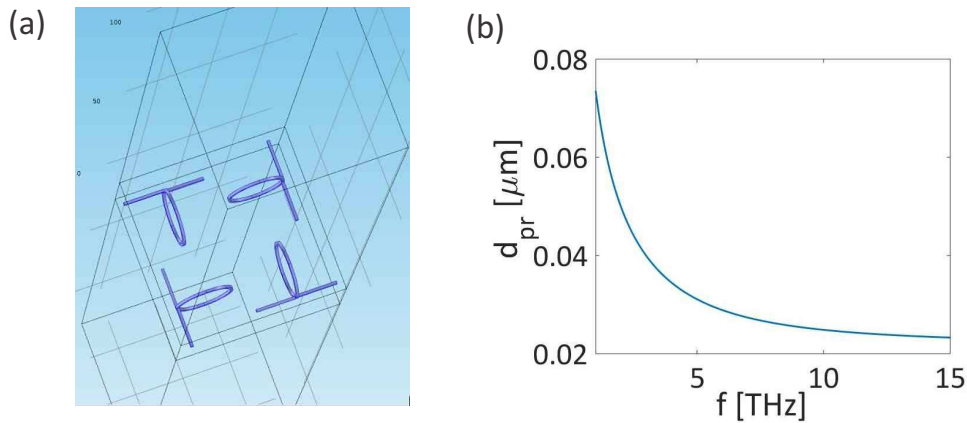
Slika 3.4: Periodični granični uslovi primenjeni na CMM koji se sastoji od  $\Omega$  elemenata.

### 3.3.3 Impedansni granični uslovi

Impedansni granični uslovi (engl. *Impedance Boundary Condition* - IBC) se koriste za modelovanje metalnih elemenata da bi se izbegao *meshing* unutar domena metala i time uštedelo na vremenu trajanja simulacije. Primer korišćenja IBC za modelovanje jedne od struktura u okviru teze je dat na slici 3.5(a). IBC se primenjuju u slučaju kada je debljina modelovane strukture mnogo veća od dubine prodiranja talasa u metal. Ovim modelom se smatra da struje protiču samo po površini metala. IBC su dati jednačinom:

$$\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_c}} \mathbf{n} \times \mathbf{H} + \mathbf{E} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \cdot \mathbf{n} = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_s) \cdot \mathbf{n} - \mathbf{E}_s, \quad (3.10)$$

gde je  $\mathbf{E}_s$  polje kojim su predstavljene površinske struje,  $\varepsilon_c$  je kompleksna permittivnost materijala,  $\mu_r$  permeabilnost materijala,  $\mu_0$  permeabilnost vakuuma i  $\mathbf{n}$  je vektor normale na graničnu površinu.



Slika 3.5: (a) Metalni elementi na čijoj se površini primenjuju IBC. (b) Dubina prodiranja talasa u zlato u THz opsegu.

Dubina prodiranja talasa u materijal je definisana izrazom:

$$d_{pr} = \frac{1}{\text{Im}(k)}, \quad (3.11)$$

gde je  $k$  talasni vektor  $k = \sqrt{\varepsilon} \omega / c$  ( $\mu = 1$ ). U ovoj tezi, ispitivani opseg frekvencija je 1-15 THz za koji je dubina prodiranja talasa od 20 do 60 nm, što je mnogo manje od debljine metalne žice koja je 1  $\mu\text{m}$  (slika 3.5(b)).

### 3.3.4 Savršeni električni provodnik

Savršeni električni provodnik (engl. *Perfect Electric Conductor* - PEC) granični uslovi koriste se u slučaju kada talas uopšte ne prodire u metal, odnosno kada nema gubitaka, što se dešava u mikrotalasnom ili radio-frekventnom opsegu. Tada se

primenjuje oblik graničnog uslova  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$  pri kome se smatra da tangencijalna komponenta električnog polja ima vrednost nula.

## Poglavlje 4 Vremena kašnjenja pri prostiranju talasa kroz hiralne metamaterijale na bazi $\Omega$ elemenata

### 4.1 Uvod

Vremena kašnjenja EM talasa pri prolasku kroz CMM koji se sastoji od  $\Omega$  elemenata su glavna tema ovog poglavlja. Zato su u uvodnom delu objašnjeni pojmovi vezani za kašnjenje EM talasa kroz različite sredine.

Za proračun vremena kašnjenja - grupnog kašnjenja i vremena zadržavanja su upotrebljene numeričke i analitičke metode. Pri analitičkim proračunima je korišćena aproksimacija efektivne sredine pri čemu su efektivni parametri dobijeni na osnovu Nicholson-Ross-Weir metode nakon čega su fitovani na odgovarajuće Lorentzove formule. Analitička metoda za izvođenje grupnog kašnjenja je aproksimacija stacionarne faze, a vreme zadržavanja je izvedeno elektrodinamičkim pristupom. Što se tiče numeričke metode, ona je implementirana u Comsol Multiphysics programu i ista je kao i u ostalim delovima teze (videti poglavlje 3).

U odeljku u kome su prikazani diskusija i rezultati, prvo je dat dizajn jedinične ćelije CMM i analizirane su raspodele EM polja, koeficijenti refleksije i transmisije i efekti hiralnosti dobijeni numeričkim simulacijama. Nakon toga slede rezultati vezani za vremena kašnjenja i poređenje rezultata dobijenih numeričkim simulacijama i analitičkim metodama. Hiralne efekte određuje geometrija strukture - dimenzije žica, debljina CMM i međusobna orijentacija rezonantnih elemenata. U poslednjem delu je data zavisnost grupnih kašnjenja i hiralnih efekata od geometrijskih parametara strukture koja se sastoji od rezonantnih  $\Omega$  elemenata.

#### 4.1.1 Vremena kašnjenja

Vremena kašnjenja ispitivana u ovoj tezi su grupno kašnjenje i vreme zadržavanja. Grupno kašnjenje se definiše kao vreme potrebno piku talasnog paketa da pređe put između prve i druge granice sredine i odvojeno se posmatra u refleksiji i u transmisiji. Grupno kašnjenje u transmisiji je vreme koje je potrebno piku transmitsivanog talasa da dođe do druge granice u odnosu na vreme kada pik upadnog talasa



prolazi prvu granicu. U slučaju grupnog kašnjenja u refleksiji, to je vreme kada se pik reflektovanog talasa pojavljuje na prvoj granici u odnosu na vreme kada se pik upadnog talasa nalazi na prvoj granici [130; 131]. Matematički, grupno kašnjenje se dobija aproksimacijom stacionarne faze i predstavlja izvod faze koeficijenta refleksije ili transmisije po ugaonoj frekvenciji. U opštem slučaju, za talas koji se kreće grupnom brzinom  $v_g$ , ono je dato izrazom:

$$\tau_g = \frac{d\phi}{d\omega}, \quad (4.1)$$

gde je  $\phi$  faza, a  $\omega$  ugaona frekvencija talasa [130]. Grupno kašnjenje oblika 4.1 se naziva i Wigner-ovo vreme kašnjenja [11].

Do sada su rađena brojna eksperimentalna ispitivanja u kojima je izmereno grupno kašnjenje. Ono je u eksperimentu definisano kao vreme koje je potrebno EM talasu da prođe kroz pločicu nekog materijala u odnosu na vreme koje je potrebno u slučaju kada pločice nema i talas se prostire kroz vazduh [130]. Jedan od važnijih eksperimenata je obuhvatao merenja u optičkom domenu u kome je primećeno odlično slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima proračuna dobijenih korišćenjem aproksimacije stacionarne faze [132]. Naime, signal je pušten kroz Bragg-ovu rešetku od silicijumskog vlakna pri čemu je vreme prolaska bilo 97 ps. U slučaju kada signal prolazi isti put kroz vazduh, vreme prolaska je bilo 63 ps. Oduzimanjem ove dve vrednosti, dobijeno je da je vreme kašnjenja 34 ps. Upravo ovaj rezultat je dobijen i aproksimacijom stacionarne faze.

Grupno kašnjenje je izmereno i u slučaju prolaska talasa kroz metamaterijale sa negativnim indeksom prelamanja [133; 134]. Eksperiment sa "fish-net" strukturom je rađen pomoću interferometra na čijem izlazu je dobijen pomerač u funkciji od dužine interferometarske ruke, odakle je posredno određeno vreme kašnjenja [133]. U ovim eksperimentima dobijeno je negativno grupno kašnjenje koje je jedan od rezultata istraživanja i u ovoj tezi, a posledica je anomalne disperzije sredine. Fizička interpretacija negativnog grupnog kašnjenja jeste da je pik talasnog paketa na izlazu strukture detektovan pre nego pik talasnog paketa na ulazu. Ovakav rezultat je moguć usled toga što dolazi do preoblikovanja ulaznog talasnog paketa pa pikovi ulaznog i transmitovanog talasa nisu kauzalno povezani [11]. Jedan od novijih eksperimenata je baziran na prostiranju talasa kroz metamaterijal u THz frekventnom opsegu, u kojem je grupno kašnjenje kontrolisano održavanjem intenziteta signala optičkim pumpanjem [135]. Kada se THz talas uskog opsega usmeri na metapovršinu, on se reflektuje sa grupnim kašnjenjem od oko 1 ps. Međutim, pri optičkom pumpanju talasa, metapovršina postaje metalno ogledalo usled čega se upadni THz talas reflektuje nazad bez bilo kakvog kašnjenja.

Sa druge strane, vreme zadržavanja predstavlja vreme koje je talas proveo u

materijalu usled različitih mehanizama rasejanja [130]. Definiše se kao odnos EM energije usrednjene po vremenu i upadne snage usrednjene po vremenu:

$$\tau_d = \frac{W}{P_{in}}, \quad (4.2)$$

gde je  $P_{in}$  upadna snaga usrednjena po vremenu dobijena iz Poynting-ovog vektora. Elektromagnetna energija  $W$  predstavlja zapreminski integral gustine energije. Za razliku od grupnog kašnjenja, za koje postoje brojni eksperimenti, vreme zadržavanja je veličina koja se ne može se odrediti eksperimentalno. U ovom istraživanju je korišćeno kao veličina koja posredno opisuje EM energiju u CMM.

Iako se prvobitno mislilo da se ne može odrediti veza između vremena zadržavanja i grupnog kašnjenja, Winful ju je izveo i objavio je u svom radu 2003. godine. Veza je dobijena za barijeru postavljenu unutar talasovoda gde se pod barijerom podrazumeva materijal različitog indeksa prelamanja od jezgra talasovoda i data je izrazom [136]:

$$\tau_g = \tau_d + \tau_i. \quad (4.3)$$

$\tau_i$  je vreme samointerferencije, odnosno vreme koje upadni talas provede interferirajući sa reflektovanim talasom ispred pločice materijala.  $\tau_g$  je u ovom izrazu ukupno grupno kašnjenje:  $\tau_g = |T^2| \tau_{gt} + |R^2| \tau_{gr}$ , gde su  $\tau_{gt}$  i  $\tau_{gr}$  grupna kašnjenja u transmisiji i refleksiji, respektivno. Takođe, kod neapsorptivne, simetrične sredine važi da je  $\tau_g = \tau_{gt} = \tau_{gr}$ . Izraz 4.3 je izveden za slučaj linearnog, izotropnog, neapsorptivnog i nedisperzivnog materijala sa pozitivnim indeksom prelamanja. Kasnije je ova veza dobijena i u slučaju disperzivnog, apsorptivnog i nelinearnog metamaterijala, gde se pokazalo da se, osim vremena samointerferencije, u izrazu 4.3 javljaju i mnogi drugi članovi, kao što su vremena koja su posledica gubitaka ili nelinearnosti [137; 138]. Kako u slučaju CMM nije bilo moguće odrediti analitički izraz za vezu između vremena zadržavanja i grupnog kašnjenja, pomenute veličine su u tezi ispitivane odvojeno.

## 4.2 Analitičke metode

### 4.2.1 Aproksimacija stacionarne faze

Kao što je već pomenuto, analitički izraz za grupno kašnjenje se određuje pomoću aproksimacije stacionarne faze [109]. Ova aproksimacija se koristi za rešavanje integrala koji, najčešće, ne mogu biti rešeni na drugi način, a primenjuje se za problem prostiranja talasnog paketa kroz neku sredinu. Procedura je objašnjena analizom slučaja kada se upadni talas prostire u  $z$  pravcu, a debljina pločice materijala je  $d_p$

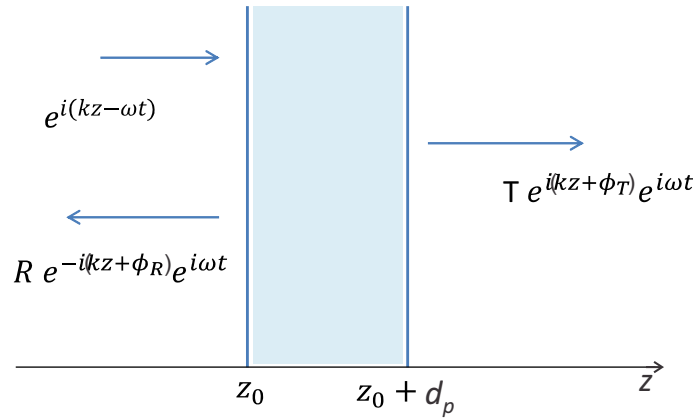
(kao na slici 4.1). Ukoliko se definiše ravanski talas oblika:

$$\psi(z, t) = \phi(\omega) e^{i(kz - \omega t)} = \phi e^{i\beta(\omega, z, t)}, \quad (4.4)$$

gde je  $\beta(\omega, z, t)$  opšti oblik faze, može se definisati i talasni paket:

$$u(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\beta(\omega, z, t)} \phi(\omega) d\omega, \quad (4.5)$$

gde  $\phi(\omega)$  je predstavlja amplitudu talasa. Pretpostavka koja se uvodi jeste da će se komponente talasnog paketa sa brzo oscilujućom fazom međusobno poništiti za sve vrednosti faze, osim za one kada je faza stacionarna, tj. kada je  $d\beta/d\omega = 0$ . Na ovaj način će vrednost integrala 4.5 zavisiti samo od  $\phi(\omega)$  i ekstremuma funkcije kojom je opisana faza  $\beta$ .



Slika 4.1: Shema upadnog, reflektovanog i transmitovanog talasa. Plavom bojom je označena pločica materijala koji se ispituje, a on je okružen proizvoljnom izotropnom sredinom.

Razvijajući fazu  $\beta$  Taylor-ovim redom:

$$\beta(\omega, z, t) = \beta(\omega_0, z, t) + \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} \omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \omega^2 + \dots \quad (4.6)$$

vrednost integrala može biti aproksimirana za svaki ekstremum funkcije  $\beta$ . Najčešće su izvodi višeg reda zanemarljivi u odnosu na izvod prvog reda, pa sumiranjem doprinosa iz 4.6 sledi da se integral 4.5 može aproksimirati izrazom:

$$u(z, t) \sim e^{i\beta(\omega, z, t)} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i \frac{d\beta}{d\omega} k} \phi(\omega) d\omega. \quad (4.7)$$

Faza je stacionarna kada je:

$$\left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} = 0, \quad (4.8)$$

a sam izraz predstavlja aproksimaciju stacionarne faze. Sada je moguće odred-

iti vremena koja opisuju grupna kašnjenja talasnog paketa prilikom prolaska kroz neku strukturu. Trenutak prolaska pika upadnog talasnog paketa kroz prvu granicu strukture ( $z = z_0$ ), dobija se iz uslova:

$$\frac{d}{d\omega} (kz - \omega t) = 0 \rightarrow t_0 = z_0 \frac{dk}{d\omega}. \quad (4.9)$$

Slično, vreme prolaska pika reflektovanog talasnog paketa u  $z = z_0$  može se odrediti iz:

$$\frac{d}{d\omega} (-kz - \omega t_r + \phi_r) = 0 \rightarrow t_r = -z_0 \frac{dk}{d\omega} + \frac{d\phi_r}{d\omega}, \quad (4.10)$$

$$z_0 = 0 \rightarrow t_r = \frac{d\phi_r}{d\omega} = \tau_r. \quad (4.11)$$

I na kraju, vremenski trenutak u kome se pik transmitovanog talasnog paketa pojavljuje na drugoj granici strukture ( $z = z_0 + d_p$ ), određuje se iz:

$$\frac{d}{d\omega} (k(z_0 + d_p) - \omega t_t + \phi_t) = 0 \rightarrow t_t = (z_0 + d_p) \frac{dk}{d\omega} + \frac{d\phi_t}{d\omega}, \quad (4.12)$$

$$t_t = \frac{d(\phi_t + kd_p)}{d\omega} = \frac{d\phi_0}{d\omega} = \tau_t. \quad (4.13)$$

## 4.2.2 Određivanje efektivnih parametara

Za proračune vremena kašnjenja pri prostiranju EM talasa kroz CMM na bazi  $\Omega$  elemenata korišćena je aproksimacija efektivne sredine (potpoglavlje 1.2.1). Efektivni parametri su prvo određeni na osnovu Nicholson-Ross-Weir metode, a potom naftovani na Lorentz-ov oblik konstitutivnih parametara.

### 4.2.2.1 Nicholson-Ross-Weir metoda

Postoje različite metode za dobijanje efektivnih parametara. One mogu biti "forward" metode, pri čemu se polja računaju iz poznatih koeficijenata refleksije i transmisije i mogu biti "backward" metode kod kojih se na osnovu poznatih polja određuju koeficijenti refleksije i transmisije. Primer prve jeste metoda usrednjavanja lokalnih polja, a primer druge je "S-parameter retrieval" koja je drugačije nazvana Nicholson-Ross-Weir (NRW) metoda [121; 139; 140].

Međutim, postoje određena ograničenja koja dovode u pitanje ispravnost opisanja metamaterijala efektivnim parametrima. Na primer, pri NRW metodi, se ne uzimaju u obzir lokalna polja i interakcije među rezonantnim elementima u metamaterijalu. Takođe, pri proračunima parametara višeslojnih struktura se ne uključuju interakcije između slojeva [141]. Još jedan nedostatak ove metode je što je ona validna samo kada odziv ima jednu rezonanciju, što obično nije slučaj. Jedan od

ciljeva ovog dela istraživanja jeste ispitivanje ispravnosti korišćenja NRW metode za proračun vremena kašnjenja kao i gustine EM energije u posmatranom CMM.

NRW metodom je moguće izvesti analitičke izraze za parametere  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$  na osnovu Maxwell-ovih jednačina i graničnih uslova. Ovi izrazi su dobijeni u funkciji od koeficijenata refleksije i transmisije koji se izračunavaju numeričkim simulacijama, a potom zamenjuju u pomenute izraze. Na kraju se ovako dobijene vrednosti efektivnih parametara fituju na Lorentz-ov model pa se u takvom obliku  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$  koriste za dalje proračune.

Za slučaj cirkularno polarizovanih upadnih talasa, procedura je prikazana u referenci [121], a u ovom delu je detaljno objašnjena. Primenom graničnih uslova za električna i magnetna polja na prvoj granici vazduh-CMM, kada je  $z_1 = 0$ , i na drugoj granici, CMM-vazduh  $z_2 = d_p$ , dobijaju se sledeće jednačine:

$$e^{ik_0z_1} + r_{\mp} e^{-ik_0z_1} = t'_{\pm} e^{ik_{\pm}z_1} + r'_{\mp} e^{-ik_{\mp}z_1}, \quad (4.14)$$

$$t'_{\pm} e^{ik_{\pm}z_2} + r'_{\mp} e^{-ik_{\mp}z_2} = t_{\pm} e^{ik_0z_2} \quad (4.15)$$

koje slede iz graničnih uslova jednakosti tangencijalnih komponenti električnih polja, i

$$Z(-e^{ik_0z_1} + r_{\mp} e^{-ik_0z_1}) = -t'_{\pm} e^{ik_{\pm}z_1} + r'_{\mp} e^{-ik_{\mp}z_1}, \quad (4.16)$$

$$t'_{\pm} e^{ik_{\pm}z_2} - r'_{\mp} e^{-ik_{\mp}z_2} = Z t_{\pm} e^{ik_0z_2} \quad (4.17)$$

koje se dobijaju iz graničnih uslova jednakosti tangencijalnih komponenti magnetnih polja. Izrazi za jačinu magnetnih i električnih polja kod homogenih CMM su izvedena u poglavlju 2. Iz jednačina 4.14 i 4.16 se dobijaju koeficijenti unutar pločice metamaterijala:

$$r'_{\mp} = \frac{1}{2e^{-k_{\mp}z_1}} [r e^{-ik_0z_1}(Z+1) + e^{ik_0z_1}(1-Z)], \quad (4.18)$$

$$t'_{\pm} = \frac{1}{2e^{k_{\pm}z_1}} [e^{ik_0z_1}(Z+1) + r e^{-ik_0z_1}(1-Z)]. \quad (4.19)$$

Zamenom ovih izraza u izraze 4.15 i 4.17, dobijaju se koeficijenti refleksije i transmisije na graničnim površima vazduh-CMM i CMM-vazduh:

$$r = \frac{(e^{2id_pk} - 1)(1 - Z^2)}{(1 + Z^2) - e^{2id_pk}(1 - Z)^2}, \quad (4.20)$$

$$t_{\pm} = \frac{4Ze^{-ik_0d_p} e^{ik_{\pm}d_p}}{(1 + Z)^2 - e^{2id_pk}(1 - Z)^2}, \quad (4.21)$$

gde je  $k = (k_+ - k_-)/2$ . Iz jednačine 4.20 i prethodnih izraza se može videti da postoji samo jedan koeficijent refleksije i za upadni RCP i za upadni LCP talas.

Razlog ove pojave je geometrija jedinične ćelije CMM, o kojoj će kasnije biti reči.

Naredni korak u NRW metodi jeste izvođenje impedanse preko proizvoda koeficijenata transmisije  $t_+$  i  $t_-$ :

$$t_+ \cdot t_- = \frac{16Z^2 e^{2ikd_p} e^{-2ik_0d_p}}{[(1+Z)^2 - e^{2ikd_p}(1-Z)^2]^2}, \quad (4.22)$$

gde se prvo nepoznata  $e^{2ikd_p} = X$  predstavlja preko poznatog izraza za koeficijent refleksije:

$$X = \frac{r[(1+Z)^2 + (1-Z^2)]}{(1-Z^2) + r(1-Z)^2}, \quad (4.23)$$

pa se zamenom izraza 4.23 u 4.22 dobijaju izrazi za impedansu i indekse prelamanja:

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t_+t_-}{(1-r)^2 - t_+t_-}}, \quad (4.24)$$

$$n_{\pm} = \frac{i}{k_0d_p} \left[ \ln \left( \frac{1}{t_{\pm}} + \frac{(1-Z)r}{(1+Z)t_{\pm}} \right) \pm 2m\pi \right], \quad (4.25)$$

gde je  $n_{\pm}$  indeks prelamanja za RCP i LCP talas, respektivno. Znak korena u izrazu se uzima tako da je  $Re(Z) \geq 0$ , a znak ( $\pm$ ) u izrazu (4.25) se bira tako da je ispunjen uslov  $Im(n) \geq 0$  zbog zakona o održanju energije i kauzalnosti [121; 140]. Pri ispitivanju hiralne strukture u ovoj tezi su pomenuti uslovi ispunjeni za predznak (+) u izrazu za impedansu i kada je  $m = 0$  u izrazu za indekse prelamanja. Sada se mogu izračunati parametri  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$ :

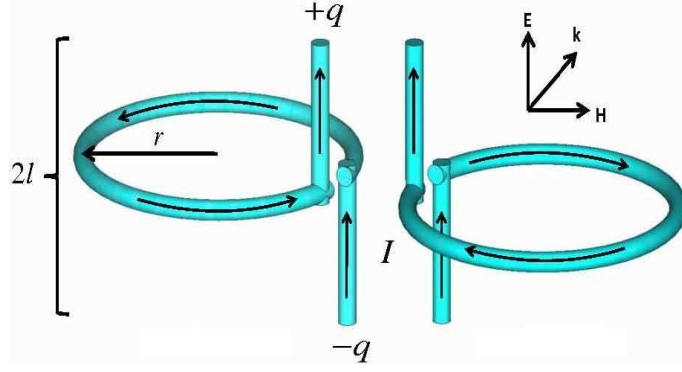
$$\varepsilon = \frac{n}{Z}, \quad \mu = nZ, \quad \kappa = (n_+ - n_-) / 2, \quad (4.26)$$

gde je  $n = (n_+ + n_-) / 2$ .

#### 4.2.2.2 Lorentz-ov oblik efektivnih parametara

Model CMM koji je ispitivan u ovom delu teze sastoji se od  $\Omega$  elemenata smeštenih u dielektrik.  $\Omega$  element je nalik na spiralni rezonator i sastoji se od jednog kružnog dela i dva ravna segmenta spojena na njegovim krajevima (slika 4.2) [38]. Prvi put je predstavljen u radu D. Jaggard-a 1979. godine, ali je nakon toga korišćen u mnogim drugim ispitivanjima [121; 142]. Takođe, struktura sastavljena od elemenata nalik na  $\Omega$  element je i eksperimentalno napravljena tehnikom direktnog laserskog štampanja, dok je posrebravanjem dobijena finalna struktura [143].

U ovom poglavlju je prikazano kako se dobijaju Lorentz-ovi izrazi za permittivnost, permeabilnost i parametar hiralnosti za slučaj kada se ovakva struktura smatra homogenom hiralnom sredinom. Na slici 4.2 su prikazana dva enantiomera



Slika 4.2: Shema levog i desnog enantiomera  $\Omega$  elementa [121].

$\Omega$  elementa [121]. Pod dejstvom spoljašnjeg polja na  $\Omega$  element, odgovarajući električni potencijal biće:

$$U = 2lE_0 \pm \mu_0 A \dot{H}_0, \quad (4.27)$$

gde ( $\pm$ ) znaci odgovaraju desnom i levom enantiomeru rezonatora, respektivno. Površina prstena je  $A = \pi r^2$ , a dužina žice je  $l$ .  $E_0$  je amplituda električnog, a  $H_0$  magnetnog polja. Tačka iznad magnetnog polja predstavlja izvod po vremenu. Na osnovu RLC modela kola važi:

$$L\dot{I} + \frac{q}{C} + RI = U, \quad (4.28)$$

gde je  $L$  induktivnost,  $C$  kapacitivnost,  $R$  otpornost,  $q$  količina naelektrisanja i  $I$  struja. Iz prethodne dve jednačine i uvođenjem smena  $\alpha = l/L$ ,  $\beta = \mu_0 A/L$ ,  $\Gamma = R/L$  i  $\omega_0^2 = 1/(LC)$  u frekventnom domenu se dobija:

$$(-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2)q = \alpha E_0 \pm i\omega\beta H_0, \quad (4.29)$$

a odatle sledi:

$$q = \frac{\alpha}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} E_0 \pm \frac{i\omega\beta}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} H_0. \quad (4.30)$$

Kako za vektor električnog dipola važi da je  $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ , a za vektor magnetnog  $\mathbf{m} = \pm q\mathbf{A}$ , dobija se:

$$\mathbf{p} = \frac{\alpha\mathbf{l}}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} E_0 + \frac{\pm i\omega\beta\mathbf{l}}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} H_0, \quad (4.31)$$

$$\mathbf{m} = \frac{\pm i\omega\alpha\mathbf{A}}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} E_0 + \frac{\omega^2\beta\mathbf{A}}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} H_0, \quad (4.32)$$

gde je  $\alpha\mathbf{A} = \beta\mathbf{l}/\mu_0$ ,  $\mathbf{l} = l\hat{\mathbf{l}}_0$ ,  $\mathbf{A} = A\hat{\mathbf{l}}_0$  pri čemu je  $\hat{\mathbf{l}}_0$  jedinični vektor u pravcu žica. Vektori električne i magnetne polarizacije su definisani sa:  $\mathbf{P} = \Sigma\mathbf{p}/V_0$  i  $\mathbf{M} =$

$\Sigma \mathbf{m}/V_0$ , gde je  $V_0$  zapremina jedinične ćelije kojom je obuhvaćeno  $N$  rezonatora, pa sledi da je:

$$\mathbf{P} = \frac{N}{V_0} \frac{\alpha l}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{E} + \frac{N}{V_0} \frac{\pm i\omega\beta l}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{H}, \quad (4.33)$$

$$\mathbf{M} = \frac{N}{V_0} \frac{\pm i\omega\alpha A}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{E} + \frac{N}{V_0} \frac{\omega^2\beta A}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{H}. \quad (4.34)$$

Zamenom ovih jednačina u konstitutivne relacije 2.3 i 2.7, dobija se da je:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \frac{\alpha l N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{E} + \frac{\pm i\omega\beta l N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{H}, \quad (4.35)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \frac{\mp i\mu_0\omega\alpha A N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{E} + \frac{\omega^2\mu_0\beta A N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2} \mathbf{H}, \quad (4.36)$$

odakle slede izrazi za konstitutivne parametre Lorentz-ovog oblika:

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{\alpha l N / V_0 \varepsilon_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2}, \quad (4.37)$$

$$\mu = \mu_b + \frac{\omega^2 \beta A N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2}, \quad (4.38)$$

$$\kappa = \frac{\pm \omega \beta l c_0 N / V_0}{-\omega^2 - i\omega\Gamma + \omega_0^2}. \quad (4.39)$$

Ovde  $\mu_b$  i  $\varepsilon_b$  označavaju permeabilnost i permitivnost dielektrika u kome se nalaze rezonantni elementi, respektivno. Radi jednostavnijeg zapisa uvode se smene:

$$\Omega_\varepsilon = \frac{\alpha l N}{V_0 \varepsilon_0 \omega_0^2}, \quad \Omega_\mu = \frac{\beta A N}{V_0}, \quad \Omega_\kappa = \frac{\beta l c N}{V_0 \omega_0}. \quad (4.40)$$

Pokazuje se da treba da važi da je  $\Omega_\kappa^2 = \Omega_\varepsilon \Omega_\mu$ , što ograničava dobijanje velike vrednosti  $\kappa$  za strukture ovakvog dizajna [121]. Konačno, efektivni parametri dobijeni NRW metodom ( $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$ ) se fituju na izraze oblika:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_b + \frac{\Omega_\varepsilon \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}, \quad (4.41)$$

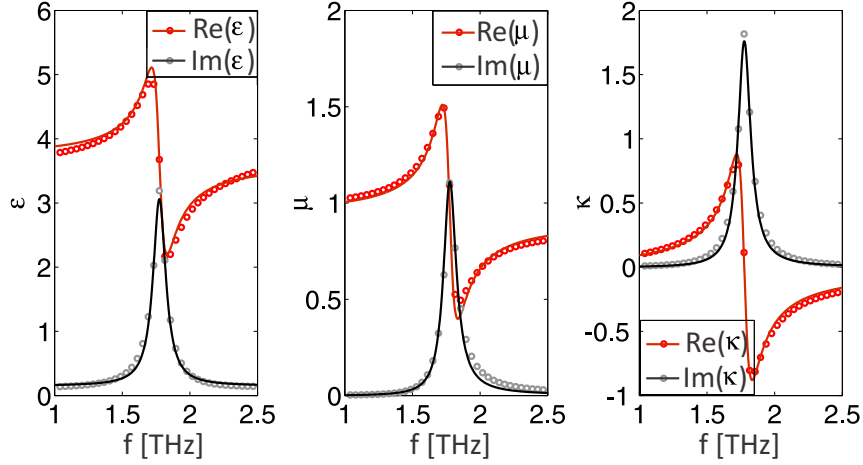
$$\mu(\omega) = \mu_b + \frac{\Omega_\mu \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}, \quad (4.42)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{\Omega_\kappa \omega_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (4.43)$$

Vrednosti parametara dobijenih fitovanjem na Lorentz-ove izraze 4.41-4.43 iznose:  $\Omega_\varepsilon = 0.186$ ,  $\Omega_\kappa = 0.113$ ,  $\Omega_\mu = 0.07$ ,  $\varepsilon_b = 3.5 + 0.15i$ ,  $\mu_b = 0.99$ ,  $\omega_0 = 1.80$  THz i  $\Gamma = 0.11$  THz [144].

Na slici 4.3 su prikazani efektivni parametri dobijeni NRW metodom i nafitovani





Slika 4.3: Realni i imaginarni delovi efektivnih parametara,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  and  $\kappa$ . Efektivni parametri dobijeni na osnovu NRW metode su prikazani tačkastim linijama, a naitovani efektivni parametri su predstavljeni punim linijama [144].

parametri. Može se videti dobro slaganje rezultata pa će se za određivanje gustine energije i vremena zadržavanja koristiti fitovani efektivni parametri koji imaju Lorentz-ov oblik.

### 4.2.3 Elektrodinamički pristup određivanja gustine energije

U slučaju materijala koji nisu disperzivni i kod kojih nema gubitaka, izraz za gustinu EM energije u materijalu glasi [145]:

$$w = \frac{1}{4} [\varepsilon\varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \mu\mu_0 |\mathbf{H}|^2]. \quad (4.44)$$

Ukoliko je sredina disperzivna, gustina energije je [107]:

$$w = \frac{1}{4} \left[ \frac{d(\omega\varepsilon\varepsilon_0)}{d\omega} |\mathbf{E}|^2 + \frac{d(\omega\mu\mu_0)}{d\omega} |\mathbf{H}|^2 \right], \quad (4.45)$$

gde  $\varepsilon$  i  $\mu$  zavise od frekvencije upadnog talasa. Naredni korak po složenosti je proračun energije u sredini sa gubicima. Da bi se izvela formula za gustinu energije u sredini sa gubicima koriste se dva pristupa: elektrodinamički i pristup ekvivalentnog električnog kola. Kod drugog pristupa, problem prostiranja talasa kroz sredinu treba opisati odgovarajućim modelom ekvivalentnog kola. Ovim pristupom se vrednosti kapacitivnosti, induktivnosti i otpornosti i njihov raspored u ekvivalentnom kolu mogu odrediti iz specifičnih oblika  $\varepsilon$  i  $\mu$  i na taj način je moguće naći električnu i magnetnu energiju u sistemu. S druge strane, elektrodinamičkim pristupom, izvođenje formule za gustinu energije je bazirano na Poynting-ovoj teoremi:

$$-\text{div}\mathbf{S} = \frac{dw}{dt} + P_l \quad (4.46)$$

koja je ovde data u diferencijalnoj formi.  $\mathbf{S}$  je Poynting-ov vektor, dok  $-\text{div}\mathbf{S}$  predstavlja protok ukupne energije,  $P_l$  snagu gubitaka i  $w$  gustinu energije. Za izvođenje gustine energije i vremena zadržavaju talasa pri prostiranju kroz disperzivnu i apsorptivnu sredinu mogu se upotrebiti oba načina i očekivano je da dobijeni rezultati budu jednaki [137; 146].

U slučaju prostiranja talasa kroz CMM, izvođenje gustine energije je bazirano na elektrodinamičkom pristupu, ali je složenije nego u slučaju izotropne, disperzivne i apsorptivne sredine pošto je problem utvrditi koji član u Poynting-ovoj teoremi odgovara gubicima, a koji deo gustini energije [147]. Za strukturu koja se smatra biizotropnom, ovaj problem je prevaziđen, a izvođenje izraza za gustinu energije počinje polazeći od Maxwell-ovih jednačina u vremenskom domenu:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{d\mathbf{D}}{dt}, \quad (4.47)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}, \quad (4.48)$$

gde su konstitutivne relacije za  $\mathbf{D}$  i  $\mathbf{B}$  date sa:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\varepsilon_b\mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (4.49)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu_b(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (4.50)$$

kada se jednačina 4.47 pomnoži sa  $\mathbf{E}$ , a jednačina 4.48 sa  $\mathbf{H}$  i dobijeni izrazi međusobno saberu, sledi:

$$\mathbf{E} \frac{d\mathbf{D}}{dt} + \mathbf{H} \frac{d\mathbf{B}}{dt} = \mathbf{E}(\nabla \times \mathbf{H}) - \mathbf{H}(\nabla \times \mathbf{E}) = -\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}). \quad (4.51)$$

Primenom teoreme Gauss-Ostrogradsky-og:

$$\int_V \text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\mathbf{S} \quad (4.52)$$

i integraljenjem izraza 4.51 po zapremini dobija se:

$$\int_V \left( \mathbf{E} \frac{d\mathbf{D}}{dt} + \mathbf{H} \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right) dV = - \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\mathbf{S}, \quad (4.53)$$

pri čemu je  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ . Zamenom konstitutivnih relacija 4.49 i 4.50, u kojima su parametri  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$  Lorentz-ovog oblika dobijeni pomoću NRW metode, sledi:

$$-\text{div}\mathbf{S} = \varepsilon_0\varepsilon_b\mathbf{E} \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{E} \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0\mu_b\mathbf{H} \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} + \mu_0\mu_b\mathbf{H} \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t}, \quad (4.54)$$

$$-\text{div}\mathbf{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\varepsilon_0\varepsilon_b\mathbf{E}^2}{2} + \frac{\mu_0\mu_b\mathbf{H}^2}{2} \right) + \mu_0\mu_b\mathbf{H} \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \mathbf{E} \frac{d\mathbf{P}}{dt}. \quad (4.55)$$

Iz poslednjeg izraza treba odrediti koji deo je gustina energije, a koji deo su gubici. Na osnovu konstitutivnih relacija oblika 4.49 i 4.50 i konstitutivnih relacija za biizotropnu hiralnu sredinu iz poglavlja 2 dobija se:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\varepsilon - \varepsilon_b) + i \frac{\kappa}{c} \mathbf{H}, \quad (4.56)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0 \mu_b} \left( \mu_0 \mathbf{H}(\mu - \mu_b) - i \frac{\kappa}{c} \mathbf{E} \right). \quad (4.57)$$

Zamenom Lorentz-ovih izraza 4.41-4.43 za  $\varepsilon$ ,  $\mu$  i  $\kappa$  u 4.56 i 4.57, sledi:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(-\omega_p^2 f) \mathbf{E} + i \frac{A_p \omega f}{c} \mathbf{H}, \quad (4.58)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0 \mu_b} \left[ -i \frac{A_p \omega f}{c} \mathbf{E} - \mu_0(-F \omega^2 f) \mathbf{H} \right], \quad (4.59)$$

gde su parametri iz Lorentz-ovih izraza u ovom izvođenju zamenjeni sa:  $\Omega_\varepsilon = \omega_p^2/\omega_0^2$ ,  $\Omega_\mu = F$ ,  $f = 1/(\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega)$  i  $\Omega_\kappa = -A_p/\omega_0$ . Moženjem jednačina 4.58 i 4.59 sa  $1/f$ , sledi:

$$(\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega) \mathbf{P} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E} - i \frac{A_p \omega}{c} \mathbf{H}, \quad (4.60)$$

$$\left( -i\omega - \frac{\omega_0^2}{i\omega} + \Gamma \right) \mathbf{M} = -\frac{A_p}{c \mu_0 \mu_b} \mathbf{E} + \frac{i\omega F}{\mu_b} \mathbf{H}, \quad (4.61)$$

a zamenom sledećih jednakosti:

$$-i\omega \mathbf{P} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad -\omega^2 \mathbf{P} = \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad \int \mathbf{M} dt = \frac{\mathbf{M}}{i\omega}, \quad -i\omega \mathbf{M} = \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad \text{i} \quad -i\omega \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (4.62)$$

u izraze 4.49 i 4.50, dobijaju se dinamičke jednačine za  $\mathbf{P}$  i  $\mathbf{M}$ :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{P} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E} + \frac{A_p}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4.63)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \Gamma \mathbf{M} + \omega_0^2 \int \mathbf{M} dt = -\frac{F}{\mu_b} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \frac{A_p \mathbf{E}}{\mu_0 \mu_b c}. \quad (4.64)$$

Dinamičke jednačine su dobijene iz analize protoka struja u metalnim elementima pod dejstvom spoljašnjeg EM polja. Pomeranje naelektrisanja u žicama dovodi do pojave električnih dipola, a ukupni električni dipolni momenat po zapremini predstavlja vektor  $\mathbf{P}$  definisan jednačinom kretanja naelektrisanja. Sa druge strane, varirajuće magnetno polje indukuje struje u kružnom delu  $\Omega$  rezonatora. Magnetizacija  $\mathbf{M}$  je definisana kao ukupni magnetni dipolni momenat po zapremini i ona takođe ima oblik jednačine kretanja naelektrisanja. Kako su jednačine 4.63 i 4.64 analogne istoj jednačini električnog RLC kola [146], iz njihove jednakosti, sledi da je  $A_p = \pm \sqrt{F} \omega_p$ . Isto tako, dobija se i veza između vektora  $\mathbf{P}$  i  $\mathbf{M}$  koja je ključna

u ovom izvođenju jer je njome omogućeno određivanje gubitaka:

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = -\frac{\omega_p^2 \mu_b}{A_p c} \mathbf{M}. \quad (4.65)$$

Zamenom izraza 4.65 u jednačinu 4.63, dobija se da je:

$$\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\dot{\mathbf{P}}^2}{2\omega_p^2 \varepsilon_0} + \frac{\omega_0^2 \mathbf{P}^2}{2\omega_p^2 \varepsilon_0} \right] + \frac{\Gamma \mathbf{P}^2}{\varepsilon_0 \omega_p^2} + \mu_b \mu_0 \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4.66)$$

gde gubici predstavljaju član koji sadrži  $\Gamma$ . S druge strane, za član uz magnetno polje iz relacije 4.55 važi da je:

$$\mu_b \mu_0 \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mu_b \mu_0 \left[ \frac{\partial (\mathbf{H} \mathbf{M})}{\partial t} - \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right]. \quad (4.67)$$

Zamenom izraza 4.66 i 4.67 u jednačinu 4.55, sledi:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu_b \mathbf{H}^2}{2} + \mu_0 \mu_b \mathbf{M} \mathbf{H} + \frac{\dot{\mathbf{P}}^2}{2\omega_p^2 \varepsilon_0} + \frac{\omega_0^2 \mathbf{P}^2}{2\omega_p^2 \varepsilon_0}. \quad (4.68)$$

Jednostavnim sređivanjem ovog izraza dobija se:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_b \mathbf{E}^2}{2} + \frac{\omega_0^2 \mathbf{P}^2}{2\varepsilon_0 \omega_p^2} + \frac{\mu_0 (\mu_b - F) \mathbf{H}^2}{2} + \frac{\mu_0 (\mu_b \mathbf{M} + F \mathbf{H})^2}{2F}. \quad (4.69)$$

Kako je relacija 4.69 funkcija od vremena, vrši se usrednjavanje po vremenu da bi se dobio izraz koji nije vremenski zavisn pomoću formule koja je u opštem slučaju oblika:  $\langle x^2(r, t) \rangle = 1/2 |\mathbf{x}(r)|^2$ . Nakon usrednjavanja po vremenu relacija 4.56 i 4.57, dobija se da je:

$$\langle \mathbf{P}^2 \rangle = \frac{1}{2} \left[ \omega_p^4 \varepsilon_0^2 |f|^2 |\mathbf{E}|^2 + \frac{A_p^2 \omega^2 |f|^2}{c^2} |\mathbf{H}|^2 \right], \quad (4.70)$$

$$\left\langle \left( \mathbf{M} + \frac{F}{\mu_b} \mathbf{H} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \left[ |\mathbf{H}|^2 \frac{F^2}{\mu_b^2} |(1 - \omega^2 |f|)|^2 + \frac{A_p^2 \omega^2 |f|^2}{c^2 \mu_0^2 \mu_b^2} |\mathbf{E}|^2 \right]. \quad (4.71)$$

Konačno, zamenom 4.70 i 4.71 u 4.69, dobija se izraz za gustinu energije usrednjenu po vremenu:

$$w = w_m + w_e, \quad (4.72)$$

gde je električni deo gustine energije dat sa:

$$w_e = \frac{|\mathbf{E}|^2}{4} \left( \varepsilon_0 \varepsilon_b + \varepsilon_0 \omega_0^2 \omega_p^2 |f|^2 + \frac{A_p^2 \omega^2 |f|^2}{\mu_0 c^2 F} \right), \quad (4.73)$$

pri čemu je  $|\mathbf{E}|^2 = |\mathbf{E}_x|^2 + |\mathbf{E}_y|^2 + |\mathbf{E}_z|^2$ . Sa druge strane, magnetni deo gustine energije je:

$$w_m = \frac{|\mathbf{H}|^2}{4} \left( \mu_0(\mu_b - F) + F\mu_0(1 - |f|\omega^2)^2 + \frac{A_p^2\omega^2\omega_0^2|f|^2}{\varepsilon_0\omega_p^2c^2} \right), \quad (4.74)$$

gde je  $|\mathbf{H}|^2 = |\mathbf{H}_x|^2 + |\mathbf{H}_y|^2 + |\mathbf{H}_z|^2$ . Ukupna energija u CMM se dobija integracijom gustine energije po zapremini i označena je sa  $W_-$  za LCP talase i  $W_+$  za RCP talase. Da bi se izračunalo vreme zadržavanja dato jednačinom 4.2, potrebno je odrediti izraz za upadnu snagu EM talasa. Snagu takođe dobijamo iz kompleksnog Poynting-ovog vektora:

$$\mathbf{P}_{in} = \frac{1}{2} |\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*| = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \mathbf{x} & \mathbf{y} & \mathbf{z} \\ E_x & E_y & E_z \\ H_x^* & H_y^* & H_z^* \end{vmatrix}. \quad (4.75)$$

Usrednjena vrednost Poynting-ovog vektora po vremenu je:

$$\langle \mathbf{P}_{in} \rangle = Re(\mathbf{P}_x) + Re(\mathbf{P}_y) + Re(\mathbf{P}_z). \quad (4.76)$$

Pošto se upadni EM talas prostire u  $z$  pravcu onda je srednja snaga upadnog talasa jednaka:

$$P_{in} = \int Re(\mathbf{P}_z) d\mathbf{A} = \frac{1}{2} S (E_x H_y^* - E_y H_x^*), \quad (4.77)$$

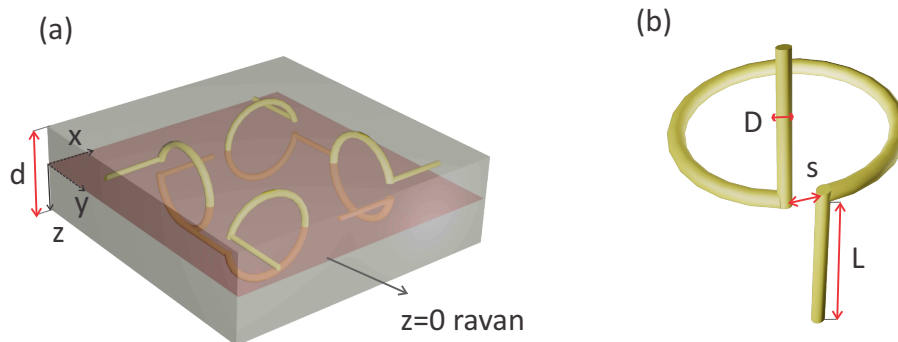
gde je  $A$  površina pločice.

## 4.3 Rezultati

### 4.3.1 Dizajn CMM na bazi $\Omega$ elemenata

Numeričke simulacije su rađene za CMM čija se jedinična ćelija sastoji od četiri zarotirana  $\Omega$  elementa [121] kao na slici 4.4.

U simulacijama su korišćeni sledeći geometrijski i parametri materijala: debljina pločice CMM je  $d = 12 \mu\text{m}$ , debljina žice je  $D = 0.5 \mu\text{m}$ , dužina pravih segmenata je  $L = 7.5 \mu\text{m}$  i razmak između njih je  $s = 0.5 \mu\text{m}$ . Unutrašnji poluprečnik žice je  $R = 5 \mu\text{m}$ . Smatra se da su  $\Omega$  elementi uronjeni u poliimid čija je permitivnost  $\varepsilon = 2.5 \times (1 + 0.03i)$  [121].  $\Omega$  elementi su modelovani Drude-ovom disperzijom, kao što je prikazano u poglavlju 3. Razmatran je frekventni opseg od 1-3 THz.

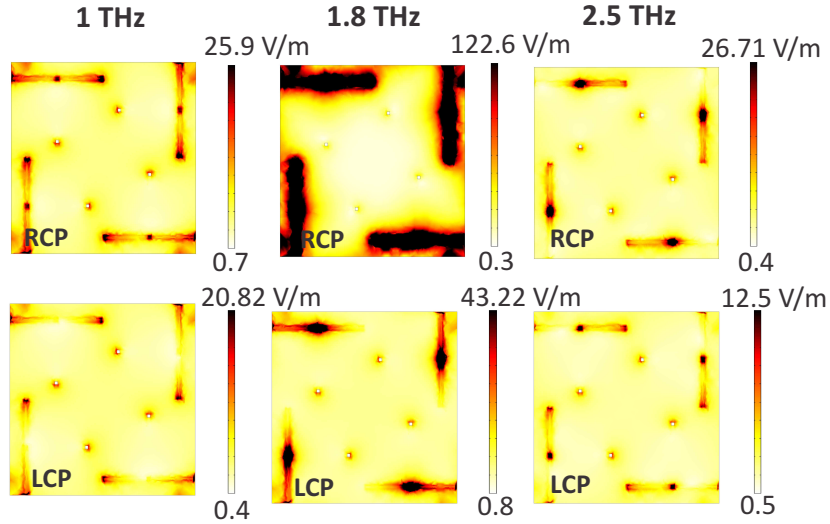


Slika 4.4: Prikaz (a) jedinične ćelije koja se sastoji od četiri zarotirana  $\Omega$  elementa i (b) uvećanog  $\Omega$  elementa sa geometrijskim parametrima.

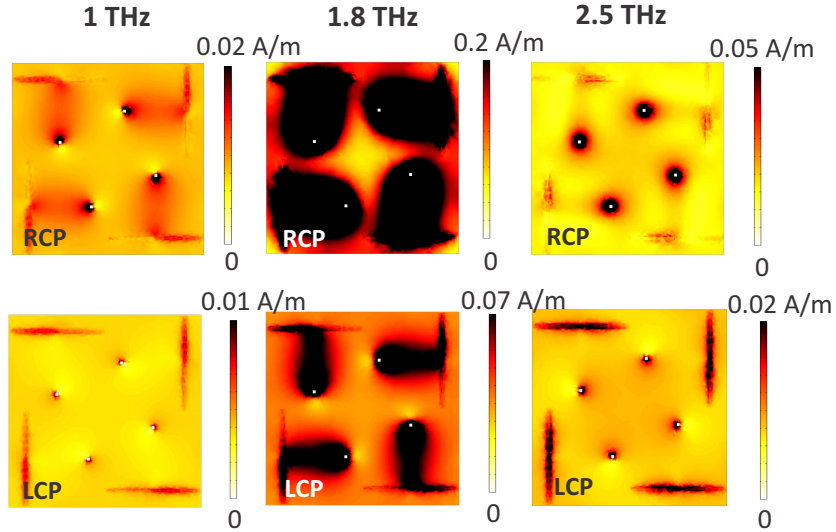
### 4.3.2 Raspodela elektromagnetnih polja

Električna i magnetna polja koja nastaju pri interakciji rezonantnih  $\Omega$  elemenata i upadnih cirkularno polarizovanih talasa predstavljena su raspodelom amplituda polja u  $xy$  ravni (slike 4.5 i 4.6). Prikazana su polja u bliskoj zoni (engl. *near-field*) nastala kao posledica kratkodometnih interakcija strukture i EM talasa kada je  $r \leq \lambda/2\pi$ , gde je  $r$  distanca interakcije [148]. Na slikama se mogu videti amplitude polja na rezonantnoj frekvenciji (1.8 THz) i na frekvencijama koje su daleko od rezonantne (1 THz i 2.5 THz). Bele tačke u centru predstavljaju mesta gde kružni segmenti  $\Omega$  elemenata seku  $xy$  ravan u  $z = 0$ . Kao što se može videti, električna polja su najjača u pravim segmentima dok su magnetna polja jača u kružnim. Pri upadnom električnom polju u  $z$  pravcu, u pravim segmentima se indukuje struja, a ove struje dalje teku i u kružnom delu. Struja u pravim segmentima doprinosi stvaranju električnog dipolnog momenta dok struja u kružnom delu dovodi do pojave magnetnog dipolnog momenta. Sa druge strane, magnetno polje indukuje struje u kružnom delu koje dalje teku kroz prave segmente. Na mapama polja se mogu uočiti delovi sa veoma izraženim pojačanjem polja koja predstavljaju tzv. "hot-spot" zone važne za senzorske primene metamaterijala [149].

Sa slika 4.5 i 4.6 se može videti da su amplitude električnih i magnetnih polja veće u slučaju RCP nego LCP talasa. Takođe, vidi se da su najviše vrednosti električnih i magnetnih polja dostignute na rezonantnoj frekvenciji. Isto tako, može se primetiti da na frekvencijama koje su daleko od rezonantne, magnetna polja RCP talasa dostižu oko dva puta veće vrednosti od magnetnih polja LCP talasa. Isto važi i za električna polja na 2.5 THz, dok su na 1 THz amplitude polja približno jednake. Na rezonantnoj frekvenciji, jačine električnih i magnetnih polja RCP talasa su višestruko veće nego u slučaju LCP talasa. Prikazani rezultati ukazuju na izraženiju interakciju RCP talasa sa rezonantnim elementima.



Slika 4.5: Raspodela amplituda električnih polja RCP i LCP talasa na različitim frekvencijama (1 THz, 1.8 THz i 2.5 THz) u  $xy$  ravni kad je  $z = 0$  [144].



Slika 4.6: Raspodela amplituda magnetnih polja RCP i LCP talasa na različitim frekvencijama (1 THz, 1.8 THz i 2.5 THz) u  $xy$  ravni kad je  $z = 0$  [144].

### 4.3.3 Refleksija i transmisija

U ovom delu je prikazana analiza koeficijenata refleksije i transmisije upadnih cirkularno polarizovanih talasa dobijenih numeričkim simulacijama. Transmitovana i reflektovana električna polja u vazduhu koji se nalazi oko CMM su polja u dalekoj zoni. Interakcije u dalekoj zoni (engl. *far-field*) su one koje su dugog dometa kada je  $r \geq \frac{\lambda}{2\pi}$ , gde je  $r$  distanca interakcije [148]. U proračunima je upadno električno polje predstavljeno sa:

$$\mathbf{E}_{i\sigma} = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \sigma i \end{bmatrix} e^{ik_0 z}, \quad (4.78)$$

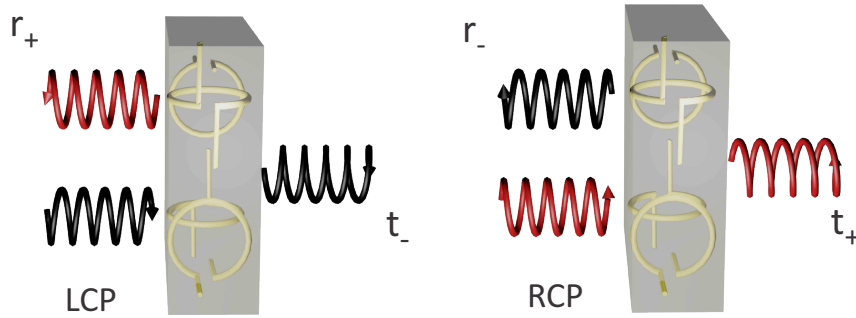
gde je  $E_0 = 1$  V/m amplituda upadnog polja,  $k_0$  je talasni vektor u vakuumu i  $\sigma = \pm$  ("+" je za RCP, a "-" je za LCP talas). Upadna električna polja su jednaka za obe cirkularne polarizacije, s obzirom na to da je CMM okružen vazduhom. Usled interakcije sa CMM, vrednosti reflektovanih i transmitovanih polja će biti različite za upadne RCP i LCP talase. Ipak, RCP/LCP talas će u transmisiji ostati RCP/LCP talas (slika 4.7), respektivno. Odgovarajuća transmitovana polja imaju oblik:

$$\mathbf{E}_{t\sigma} = t_\sigma E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \sigma i \end{bmatrix} e^{ik_0 z}, \quad (4.79)$$

gde je  $t_\sigma$  ko-polarizovani koeficijent transmisije. Kros-polarizovani koeficijenti transmisije su jednaki nuli kao rezultat  $C_4$  rotacione simetrije strukture [150]. Slično, u refleksiji su polja data sa:

$$\mathbf{E}_{r\sigma} = r_\sigma E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \sigma i \end{bmatrix} e^{-ik_0 z}, \quad (4.80)$$

gde  $r_\sigma$  predstavlja kros-polarizovane koeficijente refleksije. Usled  $C_4$  simetrije strukture, upadni RCP talas postaje LCP u refleksiji, i obrnuto (slika 4.7). Sa druge strane, ko-polarisani koeficijenti su jednaki nuli što je takođe posledica međusobnog rasporeda elemenata. Jačine reflektovanih polja RCP i LCP talasa su jednake, pa stoga i koeficijenti refleksije,  $r_+ = r_-$ , zbog čega su, radi jednostavnosti, označeni sa  $r$  (na slici 4.8).



Slika 4.7: Shematski prikaz refleksije i transmisije upadnih RCP i LCP talasa na CMM pločici koja je sastavljena od  $\Omega$  elemenata [144].

Na slici 4.8 su prikazane zavisnosti amplituda i faza koeficijenata rasejanja ( $r, t$ ) od frekvencije kao i spektri apsorpcije. Polazeći od nižih ka višim frekvencijama, amplituda koeficijenta transmisije  $t_+$  opada do minimuma koji iznosi 0.18 na rezonantnoj frekvenciji (slika 4.8(a)). Za frekvencije više od rezonantne,  $t_+$  raste i na 2.5 THz postaje jednak vrednosti  $t_-$ . Sa druge strane, amplituda koeficijenta refleksije

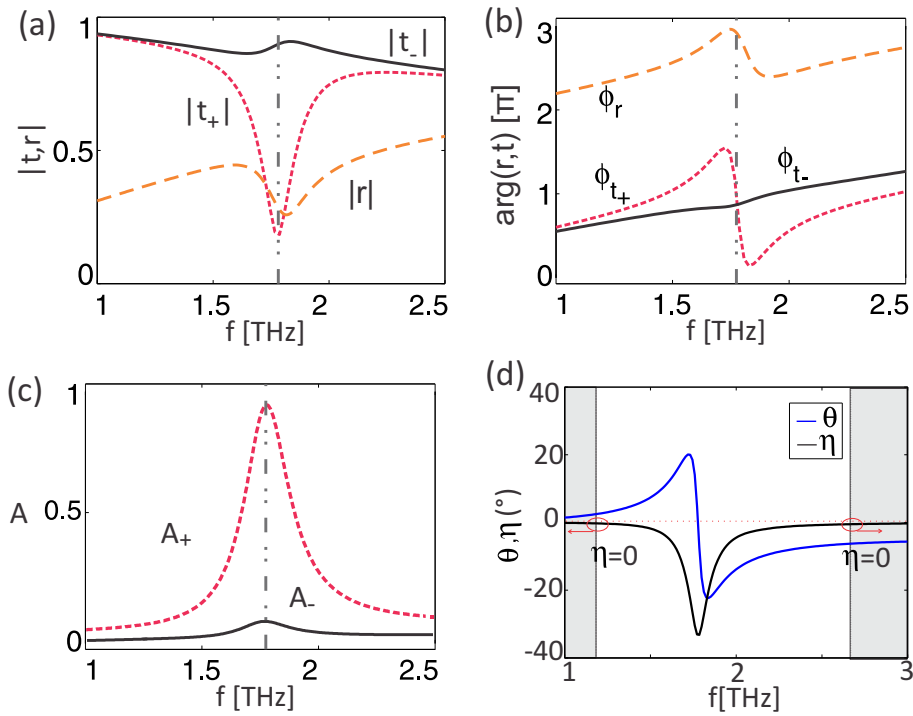


ima minimalnu vrednost jednaku 0.26 na frekvenciji 1.83 THz što ukazuje na to da je refleksija pod slabijim uticajem rezonantnog ponašanja strukture. Faze koeficijenta refleksije i transmisije su prikazane na slici 4.8(b). Sa slike se može primetiti veliki skok  $\phi_{t+}$  na rezonantnoj frekvenciji, dok  $\phi_{t-}$  ne ispoljava značajnu promenu. Rezonantna frekvencija je na 1.8 THz, što je utvrđeno iz spektra apsorpcije na slici 4.8(c). Apsorpcije cirkularno polarizovanih talasa su izračunate na osnovu izraza:

$$A_- = 1 - |r|^2 - |t_-|^2, \quad (4.81)$$

$$A_+ = 1 - |r|^2 - |t_+|^2, \quad (4.82)$$

za LCP i RCP talase, respektivno. Takođe, sa slike 4.8(c) može se videti da maksimalna apsorpcija RCP talasa iznosi 0.88, dok je u slučaju LCP talasa 0.11. Ovaj rezultat je značajan zbog moguće primene CMM ovakvog dizajna za fabrikanju apsorbera cirkularno polarizovanih talasa, ali i za cirkularne polarizatore. Malo veća razlika u apsorpciji LCP (0.93) i RCP (0.08) talasa dobijena je za slučaj dvoslojne strukture u GHz frekventnom opsegu [151].



Slika 4.8: (a) Amplitude i (b) faze koeficijenta transmisije (pune crne linije za LCP talas i isprekidana crvena linija za RCP talas) i koeficijenta refleksije (isprekidana narandžasta linija); (c) Apsorpcioni spektar LCP (puna crna linija) i RCP (isprekidana crvena linija) talasa; (d) Zavisnosti  $\theta$  i  $\eta$  od frekvencije. Osenčene oblasti su regioni čiste OA. Vertikalne sive linije predstavljaju položaj rezonantne frekvencije [144; 152].

OA je ovde definisana uglom  $\theta$ , a CD uglom  $\eta$  i izračunati su izrazima 1.10 i 1.14

[52] koji su u ovom slučaju oblika:

$$\eta = \arctan \left( \frac{|t_+| - |t_-|}{|t_+| + |t_-|} \right), \quad (4.83)$$

$$\theta = \frac{1}{2} (\phi_{t_+} - \phi_{t_-}). \quad (4.84)$$

Na slici 4.8 (d) su prikazani  $\eta$  i  $\theta$  u funkciji od frekvencije. Režimi čiste OA [153] nastupaju kada je  $\eta \approx 0$  i ovde se nalaze u oblastima kada je frekvencija viša od 2.5 THz i niža od 1.14 THz. U ovim oblastima OA je relativno niska i iznosi  $\theta \approx 10^\circ$ . Čista OA nastaje kada upadni linearno polarizovani talas ne menja svoju polarizaciju nakon transmisije kroz neku sredinu. Maksimum OA čija apsolutna vrednost iznosi  $\theta \approx 23^\circ$  je na rezonantnoj frekvenciji. Na frekvencijama u opsegu 1.14-2.5 THz, upadni linearno polarizovani talas postaje eliptično polarizovan u transmisiji. Što se tiče CD, maksimum je na rezonantnoj frekvenciji ( $\eta > 30^\circ$ ).

Do sada su u literaturi prikazani različiti rezultati dobijeni za OA i CD nastalim usled prostiranja EM talasa kroz CMM [104; 153; 154; 155]. Na primer, kod četiri zarotirana U-elementa [153] je postignuta visoka vrednost OA,  $\theta \approx 100^\circ$ , dok čista OA dostiže vrednosti kao i u ovom proračunu tj.  $\theta \approx 10^\circ$ . Sa druge strane, čista i nedisperzivna OA je dobijena u slučaju 3D hiralnog rezonatora kompleksne geometrije i iznosila je  $\theta = 40^\circ$  [155]. U slučaju MEMS spirala, bez deformacije su dobijene veoma niske maksimalne vrednosti hiralnih efekata  $\theta, \eta < 10^\circ$  koje usled deformacije (koja se postiže pneumatskom silom) dostižu vrednosti i do  $40^\circ$  [104]. Kod dvoslojne strukture koja se sastoji od rezonantnih elemenata u obliku lukova, dobijene su maksimalne vrednosti slične kao i u ovom proračunu ( $\eta \approx 20^\circ$ ,  $\theta \approx 30^\circ$ ) [154]. Vrednosti CD dobijene pri prostiranju EM talasa kroz različite hiralne strukture (bazirane na ukrštenim žicama ili krstovima Z-tipa) su manje nego u slučaju CMM baziranog na  $\Omega$  elementima [153].

#### 4.3.4 Grupno kašnjenje

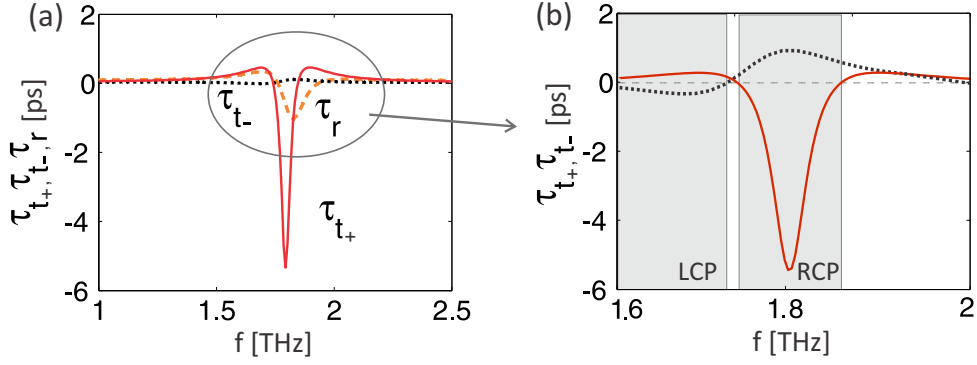
U opštem slučaju grupno kašnjenje se računa kao što je prikazano u poglavlju 4.2.1, a izrazi za slučaj upadnih cirkularno polarizovanih talasa su:

$$\tau_{t\sigma} = \frac{d\phi_{0\sigma}}{d\omega}, \quad (4.85)$$

$$\tau_{r\sigma} = \frac{d\phi_r}{d\omega}, \quad (4.86)$$

gde je  $\phi_{0\sigma} = \phi_{t\sigma} + k_0 d$ ,  $\phi_{t\sigma}$  je faza transmitovanog talasa koja se razlikuje u zavisnosti od polarizacije upadnog talasa, dok je  $\phi_r$  faza reflektovanog talasa za obe cirkularne polarizacije jer je  $\phi_r = \phi_{r-} = \phi_{r+}$ .

Na slici 4.9(a) su prikazani rezultati dobijeni proračunima grupnog kašnjenja.



Slika 4.9: Grupna kašnjenja (a) u refleksiji (isprekidana narandžasta linija) i u transmisiji (tačkasta crna linija za LCP talas i puna crvena linija za RCP talas) i (b) pri uvećanom prikazu frekventne oblasti od interesa (puna crvena linija za RCP talas i tačkasta crna linija za LCP talas). Oblasti negativnog grupnog kašnjenja su osenčene [144].

Grupno kašnjenje u refleksiji je jednako za obe cirkularne polarizacije:  $\tau_r = \tau_{r+} = \tau_{r-}$ , što je očekivani rezultat zbog jednakosti faza koeficijenata refleksije. Sa druge strane, različite vrednosti grupnih kašnjenja u transmisiji za RCP i LCP talase mogu biti primećene u okolini rezonantne frekvencije. Maksimum kašnjenja LCP talasa je  $\tau_{t-} = 0.07$  ps, a RCP talasa je  $\tau_{t+} = 5.11$  ps. Razlika između  $\tau_{t-}$  i  $\tau_{t+}$  na rezonantnoj frekvenciji nastaje usled različite brzine promene faze koeficijenata transmisije. Ovaj rezultat je značajan zbog mogućih primena u kontroli prostiranja THz talasa [135] kroz CMM pomoću grupnih kašnjenja. Na slici 4.9 (b) su prikazana grupna kašnjenja u transmisiji na užem frekventnom opsegu, gde je  $\tau_{t-}$  uvećano deset puta kako bi se jasnije video oblik pika. Može se primetiti da  $\tau_{t+}$  ima negativnu vrednost u opsegu 1.72-1.84 THz (što je u okolini rezonantne frekvencije) dok je  $\tau_{t-}$  negativno u opsegu od 1.62-1.70 THz. Iz ovoga se može zaključiti da je negativno grupno kašnjenje LCP talasa posledica nerezonantnog odziva, dok je negativno kašnjenje RCP talasa posledica rezonantnog odziva hiralne strukture. Negativno grupno kašnjenje je pojava koja je i ranije primećena, na primer kod GHz metamaterijala koji se sastoje od SRR [134]. Posledica je anomalne disperzije sredine čiji su efekti opisani u poglavlju 4.1.1. Takođe, treba napomenuti da ono ne mora biti neželjeni efekat, već efekat koji se može koristiti za eliminisanje pozitivnih grupnih kašnjenja, na primer, onih koja nastaju tranzistorskom latencijom [156].

Dodatno, u okviru teze je ispitivana i mogućnost dobijanja grupnih kašnjenja korišćenjem efektivnih parametara. Analizom rezultata je zaključeno da grupna kašnjenja dobijena numeričkim simulacijama i primenom efektivnih parametara imaju istu vrednost što ukazuje na to da efektivni parametri dobijeni NRW metodom mogu biti korišćeni za ovakve proračune. Ovo je i očekivan rezultat zato što su grupna kašnjenja jednaka izvodima faza koeficijenata refleksije i transmisije po ugaonoj frekvenciji, dok se koeficijenti refleksije i transmisije dobijaju direktno iz

simulacija nakon čega se koriste za određivanje efektivnih parametara.

#### 4.3.5 Vremena zadržavanja

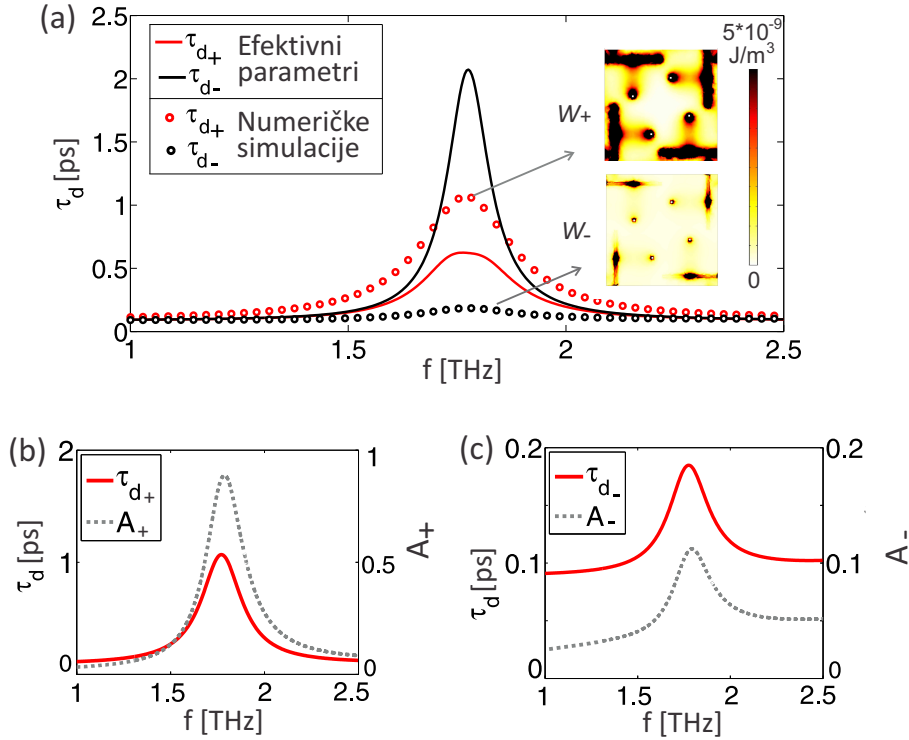
Izvođenje gustine energije za opšti slučaj prostiranja EM talasa kroz CMM je prikazano u poglavlju 4.2.3, samo što se u slučaju prostiranja cirkularno polarizovanih talasa kroz CMM odvojeno računaju doprinosi energije upadnih LCP i RCP talasa, pa se za vreme zadržavanja koristi izraz:

$$\tau_{d\sigma} = \frac{W_\sigma}{P_{in}}, \quad (4.87)$$

gde je  $\sigma = \pm$  zavisno od toga da li je u pitanju leva ili desna cirkularna polarizacija talasa. Na ovaj način se analitičkim metodama računa vreme zadržavanja EM talasa korišćenjem efektivnih parametara oblika 4.41-4.43. Relacija istog oblika kao što je 4.87 se primenjuje i u numeričkim simulacijama samo što se tada za proračun energije koristi izraz 4.45. U ovom delu je prikazano poređenje rezultata dobijenih na ova dva načina (analitički i numerički) što se može videti na slici 4.10(a). Iz numeričkih simulacija se dobija da je maksimum kašnjenja RCP talasa  $\tau_{d+} = 1.06$  ps, a u slučaju LCP talasa je  $\tau_{d-} = 0.18$  ps. Sa druge strane, korišćenjem efektivnih parametara, vreme zadržavanja RCP talasa  $\tau_{d+} = 0.62$  ps je veće nego ono dobijeno pri upadnom LCP talasu, a koje iznosi  $\tau_{d-} = 2.07$  ps. Odavde se može zaključiti da NRW metoda nije pouzdana tehnika za dobijanje parametara koji se primenjuju za proračun vremena zadržavanja. Najverovatniji razlog za neslaganje u rezultatima potiče od postojanja lokalnih polja unutar pločice metamaterijala i njihovog uticaja na energiju, dok je efektivnim parametrima opisano samo ponašanje talasa u zoni dalekog polja.

Dodatno, kako je  $P_{in}$  u numeričkim simulacijama isto kao i ono koje se koristi pri analitičkim izvođenjima, poređenje  $\tau_{d\sigma}$  dobijenih na ova dva načina se svodi na poređenje odgovarajućih  $W_\sigma$ . U desnom delu slike 4.10(a) se mogu videti raspodele energija LCP i RCP talasa dobijene numeričkim simulacijama. Veća količina energije je akumulirana pri upadnom RCP talasu, što za posledicu dovodi do toga da je  $\tau_{d+}$  veće od  $\tau_{d-}$ .

Na slikama 4.10(b) i 4.10(c) su prikazani koeficijenti apsorpcije i vremena zadržavanja za različite cirkularno polarizovane upadne talase. Apsorpcija je znatno veća u slučaju RCP nego LCP talasa što je i očekivano jer su i EM polja pri upadnom RCP talasu jača. Posledica jačeg polja je i veća gustina energije, a samim tim i duže vreme zadržavanja, što je u skladu sa dobijenim numeričkim rezultatima. Sa druge strane, koeficijenti apsorpcije dobijeni numeričkim simulacijama i oni dobijeni korišćenjem efektivnih parametara imaju iste vrednosti. Ipak, pri proračunu  $\tau_d$  efektivnim parametrima dobijeno je da  $\tau_{d+}$  ima manju, a  $\tau_{d-}$  veću vrednost dok je



Slika 4.10: (a) Vremena zadržavanja RCP i LCP talasa u funkciji frekvencije dobijena numeričkim simulacijama (tačkaste linije) i primenom efektivnih parametara (pune linije). U uglu su mape raspodele energija RCP i LCP talasa usrednjene po vremenu. Apsorpcija (tačkasta linija) i vreme zadržavanja (puna linija) za upadne (b) RCP i (c) LCP talase [144; 157].

maksimum koeficijenta apsorpcije veći pri upadnom RCP nego LCP talasu. Stoga prethodna analiza ukazuje da rezultati proračuna vremena zadržavanja efektivnim parameterima nisu validni.

#### 4.3.6 Uticaj promene geometrije na efekte hiralnosti i grupnog kašnjenja

Parametarska analiza metamaterijala je veoma korisna za predviđanje prostiranja EM talasa kroz strukturu pri eksperimentu. Male promene parametara strukture mogu dovesti do velikih promena efekata koji se pri prostiranju talasa kroz nju ispoljavaju. Na primer, kod spiralne strukture, promena broja obrtaja menja karakteristike strukture od rezonantnih do širokopojasnih [158; 159]. Takođe, promena debljine žice može uticati na rastojanje između rezonancija. Sprezanje je jače kad su žice tanje, pa se u tom slučaju širi opseg frekvencija nalazi između dve rezonancije [160]. Osim toga, malim promenama geometrijskih parametara, može se podešavati pozicija rezonantne frekvencije kao i vrednost apsorpcije [85].

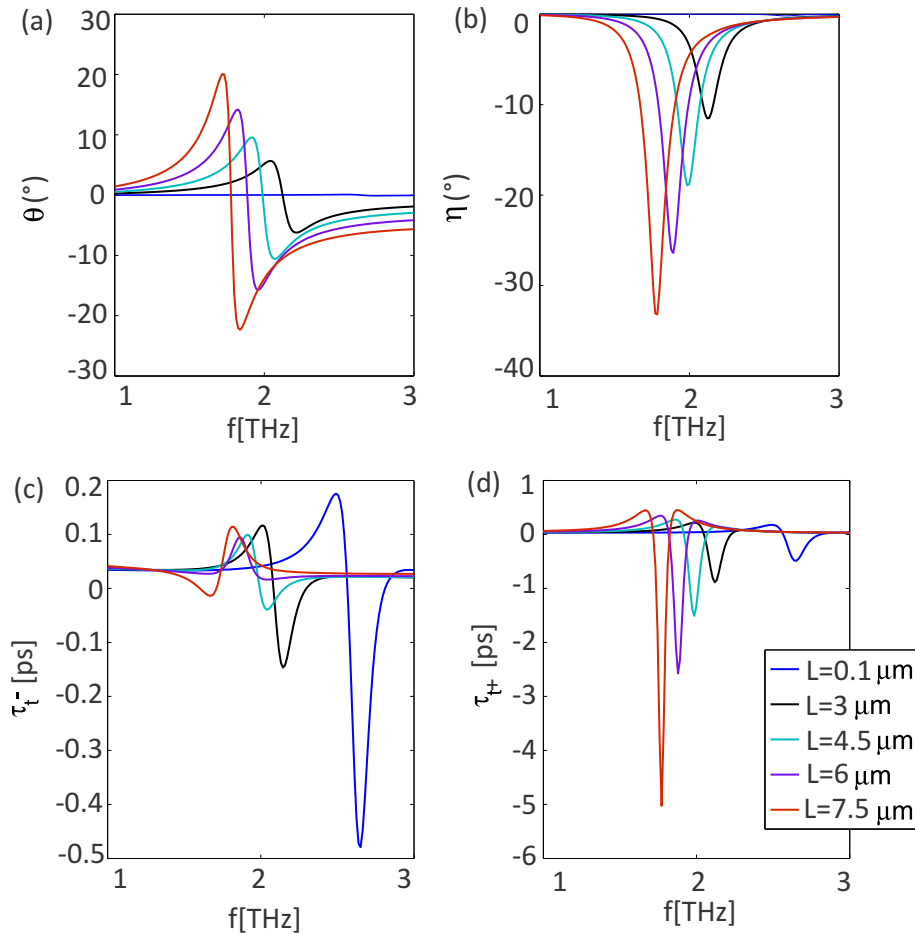
U okviru ovog istraživanja su na sledeći način menjani parametri  $\Omega$  elementa:

- 1) dužina ravnih segmenata žice  $L$ , od  $3 \mu\text{m}$  do  $7.5 \mu\text{m}$  sa korakom  $1.5 \mu\text{m}$ , pri čemu je dodatno rađen proračun za slučaj kada nema pravih žica,

- 2) poluprečnik prstena  $R$  je variran od  $3 \mu\text{m}$  do  $6 \mu\text{m}$  sa korakom  $1 \mu\text{m}$ ,
- 3) parametar debljine žice  $D$  je variran od  $0.25 \mu\text{m}$  do  $0.75 \mu\text{m}$  sa korakom  $0.25 \mu\text{m}$ , čime je ispitivan njihov uticaj na grupna kašnjenja i efekte hiralnosti [152; 161].

#### 4.3.6.1 Uticaj promene dužine pravih žica

Na slikama 4.11(a) i 4.11(b) su prikazani  $\theta$  i  $\eta$  za različite vrednosti parametra  $L$ . Povećanjem parametra  $L$ , efekti hiralnosti imaju veće vrednosti što je i očekivano jer su na taj način elementi bliži jedan drugom, pa je i jače magnetoelektrično sprezanje između njih. Kada je vrednost  $L$  blizu nule tada nema efekata hiralnosti, odnosno struktura se više ne može smatrati hiralnom jer se u ovom limitu svodi na metamaterijal na bazi SRR. Takođe, iz ovih spektara se može primetiti malo pomeranje pozicije rezonantne frekvencije sa promenom  $L$ . Smanjenjem  $L$  za  $1.5 \mu\text{m}$ , rezonancija se pomera za oko  $0.15 \text{ THz}$  ka višim frekvencijama.



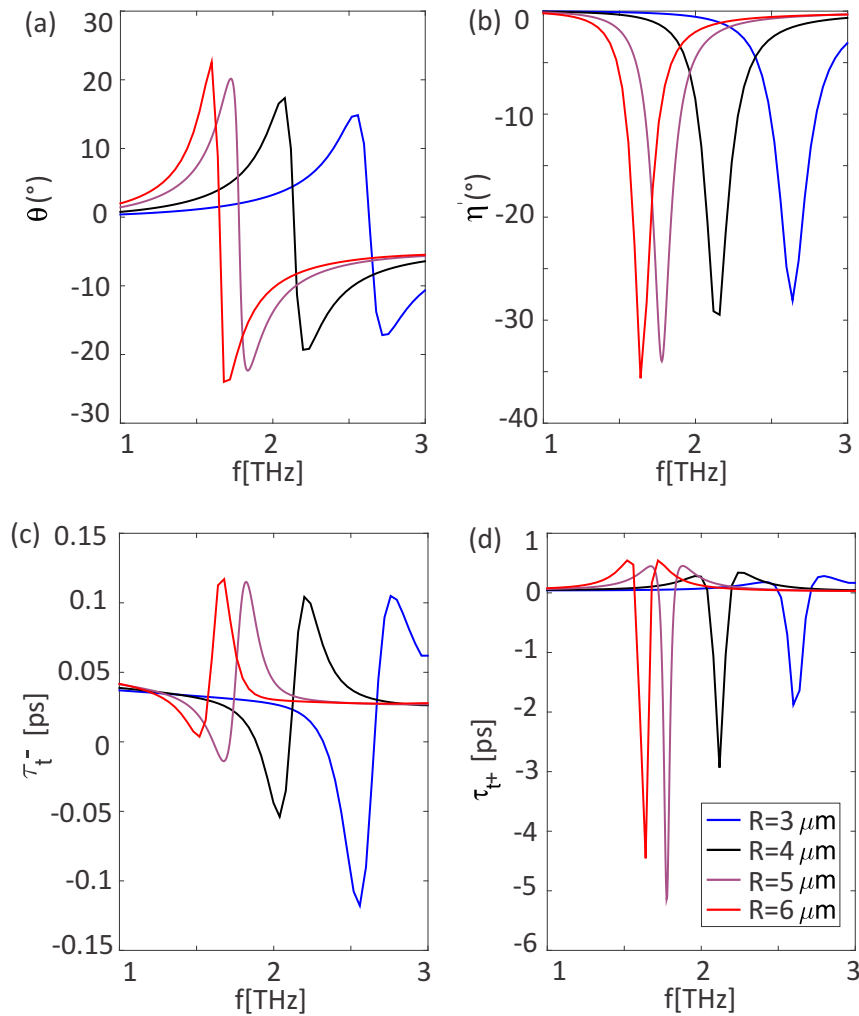
Slika 4.11: Zavisnost (a)  $\theta$ , (b)  $\eta$ , (c)  $\tau_{t-}$  i (d)  $\tau_{t+}$  od frekvencije za različite vrednosti parametra  $L$ . Ostali parametri su konstantni pri čemu je  $D = 0.5 \mu\text{m}$  i  $R = 5 \mu\text{m}$  [152].

Grupna kašnjenja u transmisiji dobijena pri upadnim LCP i RCP talasima su prikazana na slikama 4.11(c) i 4.11(d), respektivno. Kao što je pomenuto, kada

je  $L$  blizu nule, hiralni efekti ne postoje, ali tada su i vrednosti grupnih kašnjenja jednake  $\tau_{t+} = \tau_{t-} = -0.5$  ps. Stoga se i razlika u grupnom kašnjenju može smatrati indikatorom pojave hiralnosti. U slučaju LCP talasa, vrednost grupnog kašnjenja za  $L \approx 0$  je i maksimalna. Sa druge strane,  $\tau_{t+}$  ima maksimalnu vrednost za  $L = 7.5 \mu\text{m}$  što je za red veličine veće nego kod  $\tau_{t-}$ . Ovo znači da RCP talas ima znatno jaču interakciju sa rezonantnim elementima. Sa druge strane,  $\tau_{t-}$  ne ispoljava bitne promene pri smanjenju  $L$ , što znači da LCP talas slabije interaguje sa rezonantnim elementima.

#### 4.3.6.2 Uticaj promene poluprečnika prstena

Dalja analiza se nastavlja procenom uticaja parametra  $R$  na prostiranje talasa kroz CMM na bazi  $\Omega$  elemenata (slika 4.12).



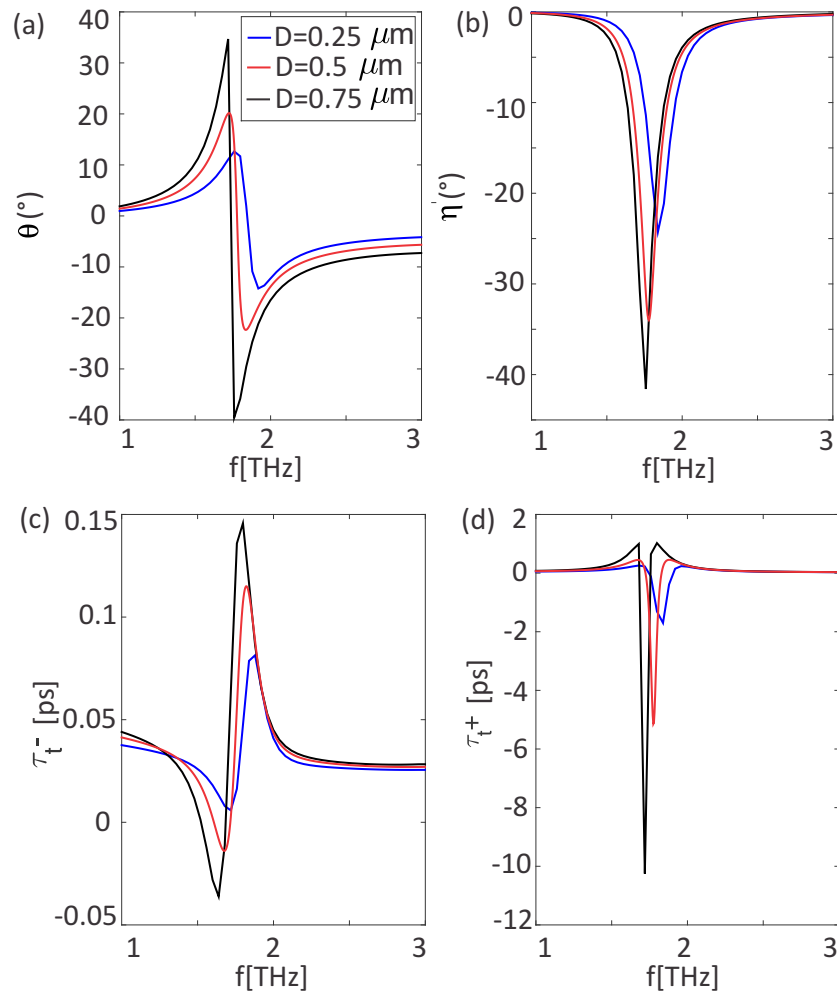
Slika 4.12: Zavisnost (a)  $\theta$ , (b)  $\eta$ , (c)  $\tau_{t-}$  i (d)  $\tau_{t+}$  od frekvencije za različite vrednosti parametra  $R$ . Ostali parametri su konstantni pri čemu je  $L = 7.5 \mu\text{m}$  i  $D = 0.5 \mu\text{m}$ .

Sa povećanjem  $R$ ,  $\theta$  i  $\eta$  se veoma malo menjaju što ukazuje da ovaj parametar nema velikog uticaja na sprezanje između elemenata u CMM. Sa druge strane, prom-

ena  $R$  veoma utiče na poziciju rezonantne frekvencije. Ovo je očekivan efekat, koji je i ranije dobijan za helikoidne strukture, a poznat je iz teorije antena [158]. Pri promeni  $R$  za  $1 \mu\text{m}$ , rezonancija se pomera za  $0.5 \text{ THz}$ , dok za vredosti iznad  $R = 5 \mu\text{m}$  dolazi do manjih pomeranja. Grupno kašnjenje ispoljava slično ponašanje kao i pri promeni  $L$ , stoga pri porastu  $R$  dolazi do povećanja vrednosti  $\tau_{t+}$ , a smanjenja  $\tau_{t-}$ .

#### 4.3.6.3 Uticaj promene debljine žice

Zavisnost hiralnih efekata od debljine žice može se videti na slici 4.13. Maksimalne vrednosti OA i CD se dobijaju kada je  $D = 0.75 \mu\text{m}$  i imaju vrednosti  $\eta, \theta \approx -40^\circ$ . Ovoliko velike vrednosti nisu dobijene promenama drugih parametara, pa se može zaključiti da  $D$  ima najveći uticaj na hiralne efekte.



Slika 4.13: Zavisnost (a)  $\theta$ , (b)  $\eta$ , (c)  $\tau_{t-}$  i (d)  $\tau_{t+}$  od frekvencije za različite vrednosti parametra  $D$ . Ostali parametri su konstantni pri čemu je  $L = 7.5 \mu\text{m}$  i  $R = 5 \mu\text{m}$ .

Takođe, ovde se javlja i maksimalna razlika vremena  $\tau_{t+}$  i  $\tau_{t-}$  koja iznosi oko  $10 \text{ ps}$ . Sa druge strane, promenom ovog parametra rezonantna frekvencija se vrlo malo pomera, za razliku od efekta koji se postiže promenom  $L$ , a posebno  $R$ .



Zaključak ovog dela ispitivanja je da, u zavisnosti od efekta koji se želi postići, zavisi koje geometrijske parametre rezonantnog elementa treba menjati. Promenom poluprečnika prstena moguće je postići najveće pomeranje rezonancije, pa je na taj način pogodno ispitivati CMM u cilju primene za konstrukciju podesivih polarizatora i modulatora svetlosti. Sa druge strane, povećanjem debljine žice, moguće je postići najizraženije hiralne efekte, dok se promenom dužine žice omogućava istovremeno i podesivost rezonantne frekvencije, ali i izraženi hiralni efekti, mada manjih vrednosti nego u prethodna dva slučaja.

## Poglavlje 5 Hiralni metamaterijali bazirani na rezonatoru sa uvrnutim prstenom

### 5.1 Uvod

Sprezanje između rezonantnih elemenata u odzivu metamaterijala na upadne EM talase igra veliku ulogu jer može uticati na pojavu različitih efekata, kao što je pojačavanje rezonancija ili hibridizacija odnosno razdvajanje rezonancija. Ovo sprezanje zavisi od rastojanja između elemenata, orijentacije i međusobnog rasporeda, pa je na taj način moguće projektovati osobine celokupne strukture i prilagoditi ih potencijalnim primenama. Stoga je u ovom poglavlju akcenat stavljen na ispitivanje interakcija koje se dešavaju unutar rezonantnih elemenata i između njih.

Tema ovog poglavlja je analiza prostiranja EM talasa kroz CMM koji se sastoji od rezonatora sa uvrnutim prstenom. Uvodni deo sadrži teorijske osnove sprezanja dipola do kojih dolazi usled interakcije EM talasa i rezonatora jednostavnih geometrija. Zatim je prikazan dizajn i specifičnosti rezonatora sa uvrnutim prstenom kao novog elementa, prvi put analiziranog u okviru ove teze. Ispitivana je interakcija linearno i cirkularno polarizovanog talasa sa predstavljanim CMM pomoću numeričkih simulacija u programu Comsol Multiphysics. Optičke karakteristike rezonatora ovakve geometrije upoređivane su sa osobinama drugih rezonatora i istaknute su njene prednosti. Dato je detaljno ispitivanje rezonancija kroz apsorpcione spektre i raspodele amplituda EM polja. Prikazani su rezultati proračuna CD, a ispitivan je i uticaj geometrijskih parametara i parametara materijala na njegove vrednosti. Za analizu rezonancija je korišćen pristup ekvivalentnog kola i teorija dipolnih interakcija. Ovde su analizirane tri orijentacije rezonatora u odnosu na upadno EM polje. Na kraju su dati rezultati vezani za prostiranje EM talasa kroz CMM na bazi rezonatora sa otvorom i diskutovane su mogućnosti primene ovakvih metamaterijala.

#### 5.1.1 Elektromagnetno sprezanje u metamaterijalima

Kao početni korak u opisivanju EM sprezanja u metamaterijalima uzima se u obzir samo aproksimacija prvog reda tj. dipol-dipol interakcija. Interakcija dva nepolarizovana dipola na rastojanju  $r$  sa slike 5.1(a) se može opisati kvazistatičkom energijom

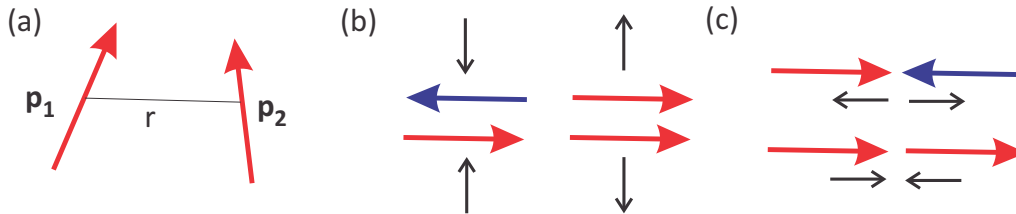
interakcije:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{r^3} - \frac{3(\mathbf{p}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{p}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})}{r^3} \right), \quad (5.1)$$

gde su  $\mathbf{p}_1$  i  $\mathbf{p}_2$  vektori dipolnih momenata, a  $\hat{\mathbf{r}}$  jedinični vektor. Čisto longitudinalna ili transverzalna kvazistatička energija je data sa:

$$V = \gamma \frac{p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (5.2)$$

gde je  $\gamma$  je indeks interakcije ("+" za transverzalno, a "-" za longitudinalno sprezanje). Sa shema dva spregnuta dipola (slika 5.1(b) i (c)) mogu se videti transverzalno i longitudinalno sprezanje, respektivno. U slučaju transverznog sprezanja (slika 5.2(b)), antisimetrični raspored dva spregnuta dipola između kojih deluje privlačna sila dovodi do pobuđivanja moda niže rezonantne frekvencije što dovodi do pojave antisimetričnog moda. Međutim, kada su u pitanju dva simetrična dipola, oni doprinose povećanju sile odbijanja i pomeranju rezonantne frekvencije na više. Sa druge strane, za longitudinalno spregnute dipole važi suprotno. Antisimetrični raspored dipola dovodi do pojave moda više frekvencije, a simetrični do moda niže frekvencije usled dejstva privlačne sile između dipola (slika 5.1(c)) [162].

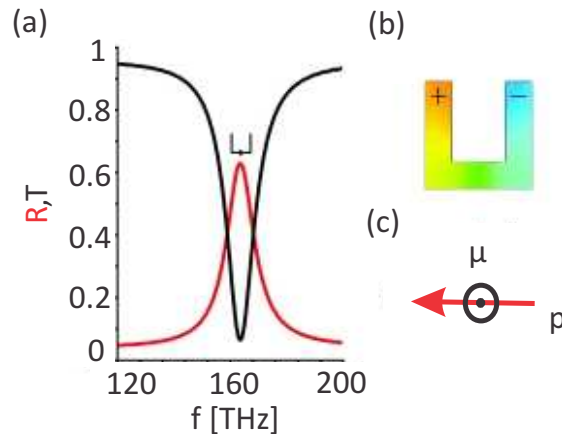


Slika 5.1: Interakcija između (a) dva nepolarizovana dipola; i dva polarizovana dipola u slučaju: (b) transverznog sprezanja i (c) longitudinalnog sprezanja. Crne strelice predstavljaju odbojne i privlačne sile koje deluju između dipola.

### 5.1.1.1 Električni i magnetni dipoli

Za najprostije objašnjenje EM sprezanja uzet je SRR - koji se sastoji od prstena u obliku kvadrata i procepa između njegova dva kraja. Na slici 5.2(a) su prikazani spektri refleksije i transmisije, gde je rezonantna frekvencija na oko 95 THz određena električnim i magnetnim dipolnim momentima. Raspodela električnog polja na rezonantnoj frekvenciji u ravni SRR je data na slici 5.2(b)). Kada linearno polarizovana svetlost normalno pada na rezonator u pravcu procepa, dolazi do indukovanja magnetnog dipolnog momenta u pravcu koji je normalan na ravan SRR. Električni dipolni momenat je tada u ravni prstena što se može videti na slici 5.2(c).

Međutim, u slučaju komplikovanijih struktura, kao na primer, kod onih kod kojih se jedinična ćelija sastoji od dva elementa postavljena jedan iznad drugog, dolazi



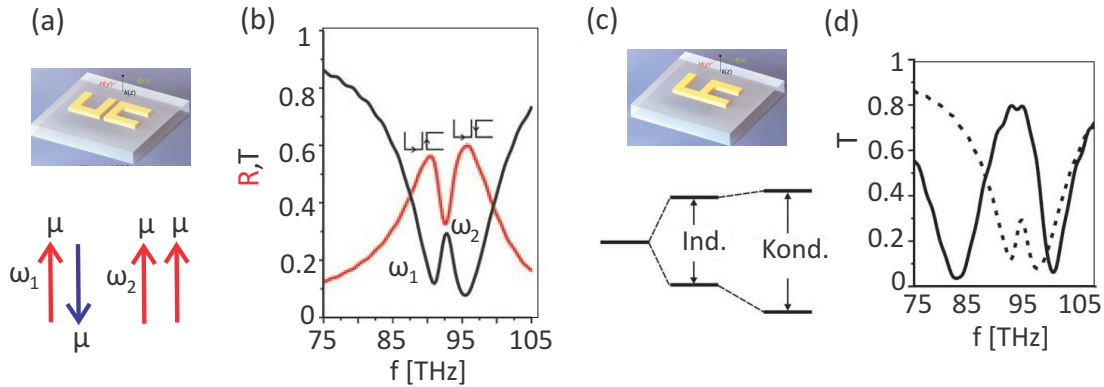
Slika 5.2: Interakcija EM talasa i metalnog SRR. (a) Spektri refleksije i transmisije; (b) Raspodela električnog polja na rezonanciji. Pozitivno naelektrisanje je žute boje, a negativno plave; (c) Električni i magnetni dipolni momenti su predstavljeni crvenom i crnom bojom, respektivno [162].

do stvaranja većeg broja električnih i magnetnih dipolnih momenata za svaki element ponaosob, pa je teško odrediti koji tip sprežavanja dovodi do nastanka određene rezonancije. Takođe, usled pobuđivanja električnog i magnetnog dipola i njihovog međusobnog sprežavanja ponekad dolazi do hibridizacije rezonancija. Ovaj efekat je poznat iz teorije molekularskih orbitala, a primenjuje se u oblasti metamaterijala zbog analogije meta-atoma sa hemijskim atomima i pojavom preklapanja njihovih orbitala [159; 162; 163]. Hibridizacija se može ispoljiti i kod CMM koji se sastoje od elemenata iste geometrije raspoređenih u dve ravni. Efekat je prepoznatljiv po različitim smerovima protoka struja na rezonantnim frekvencijama, ali i na osnovu spektara apsorpcije. Naime, povećavanjem rastojanja između gornjeg i donjeg elementa rezonatora, rezonancije se približavaju i na kraju stapaju u jednu, karakterističnu za jedan element tog rezonatora [164; 165].

### 5.1.1.2 Induktivno i konduktivno sprežavanje

Na slici 5.3 su prikazani primeri lateralnog sprežavanja rezonatora koji se sastoji od dva odvojena (slika 5.3(a)) i spojena (slika 5.3(c)) SRR. Prvo se razmatra situacija sa slike 5.3(a) gde je prikazano lateralno sprežavanje dva odvojena SRR [164]. Upadno električno polje je paralelno sa procepom prvog (levog) prstena. Ono se spreže sa levim prstenom, a struje koje se indukuju u desnom prstenu nisu direktno nastale usled spoljašnjeg polja. Zbog orijentacije desnog prstena u odnosu na upadno polje, do pobude u ovom prstenu dolazi usled induktivnog sprežavanja između desnog i levog prstena. Pošto su električni dipoli koji se javljaju u ova dva prstena normalni jedan na drugi, dipol-dipol interakcija strukture u prvoj aproksimaciji je nula. Zato, glavnu ulogu igra transverzalno sprežavanje između dva magnetna dipola koje dovodi do cepanja rezonancije u odnosu na strukturu sa jednim prstenom i pojavi

simetričnog i antisimetričnog moda (slika 5.3(b)). Antiparalelni dipoli su odgovorni za pojavu rezonancije niže frekvencije ( $\omega_1$ ), a paralelni za onu na višoj ( $\omega_2$ ). Kod antisimetričnog moda, dva magnetna dipola se privlače i doprinose odzivu strukture na nižoj frekvenciji. Kod simetričnog moda, dipoli koji se odbijaju uzrokuju pobuđivanje strukture na višim rezonantnim frekvencijama.



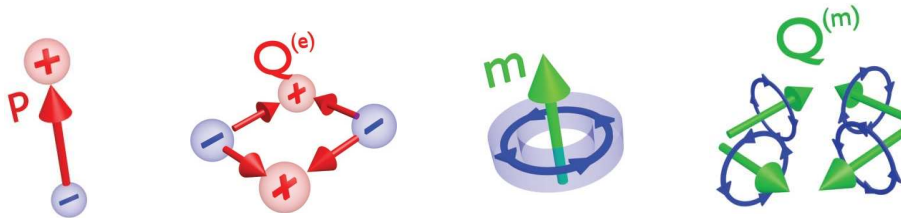
Slika 5.3: Longitudinalno konduktivno i induktivno sprezanje među rezonatorima. (a) Prikaz rezonatora koji se sastoji od dva SRR pri čemu je jedan zarotiran u odnosu na drugi za  $90^\circ$  (gornja slika) i sprezanje magnetnih dipola (donja slika). (b) Spektri refleksije i transmisije strukture pod (a). (c) Prikaz rezonatora koji se sastoji od dva SRR koja su zarotirana, a pritom i spojena (gornja slika). Kod spojenog rezonatora osim induktivnog sprezanja ulogu igra i konduktivno sprezanje (donja slika). (d) Poređenje spektara transmisije struktura datih pod (a) i (c) [162].

Sa druge strane, kada su dva prstena fizički povezana (kao na slici 5.3(c)), tada dolazi do pojačanog sprezanja usled postojanja dodatnog konduktivnog sprezanja [162; 166]. Na slici 5.3(d) je prikazan spektar transmisije za oba slučaja, kada su prstenovi odvojeni (isprekidana linija) i kada su spojeni (puna linija). Ono što se može videti je da je spektralno razdvajanje rezonancija povećano kod spojene strukture. Tačnije, rezonancija antisimetričnog moda se pomera ka nižim frekvencijama, a simetričnog ka višim, u odnosu na spektar sa slike 5.3(a). Kod antisimetričnog moda, jačina sprezanja nije samo pojačana konduktivnim već i induktivnim sprezanjem zbog smanjenog razmaka između prstenova. Sa druge strane, kod simetričnog moda, struje u povezanom delu imaju suprotne doprinose. Rezultat ovoga je da je interakcija među prstenovima pretežno posledica induktivnog sprezanja usled čega simetrični mod ne ispoljava značajnije pomeranje rezonance u odnosu na prethodni slučaj.

### 5.1.1.3 Modovi višeg reda

Kada je talasna dužina upadnog talasa veća u poređenju sa veličinom objekta, rasejanje talasa je najčešće opisano multipolom najnižeg reda tj. električnim dipolom, dok se doprinosi multipolova višeg reda zanemaruju. Skorija istraživanja u oblasti

metamaterijala su pokazala da doprinosi magnetnih dipola i električnih kvadrupola u značajnoj meri utiču na optičke osobine materijala i fenomene koji se ispoljavaju [167]. Na slici 5.4 je dat shematski prikaz električnog i magnetnog dipola i odgovarajućih multipolova višeg reda. Električni dipol čine dva, a kvadrupol četiri naelektrisanja, pa će odgovarajuća polja interakcije biti prvog odnosno drugog reda.

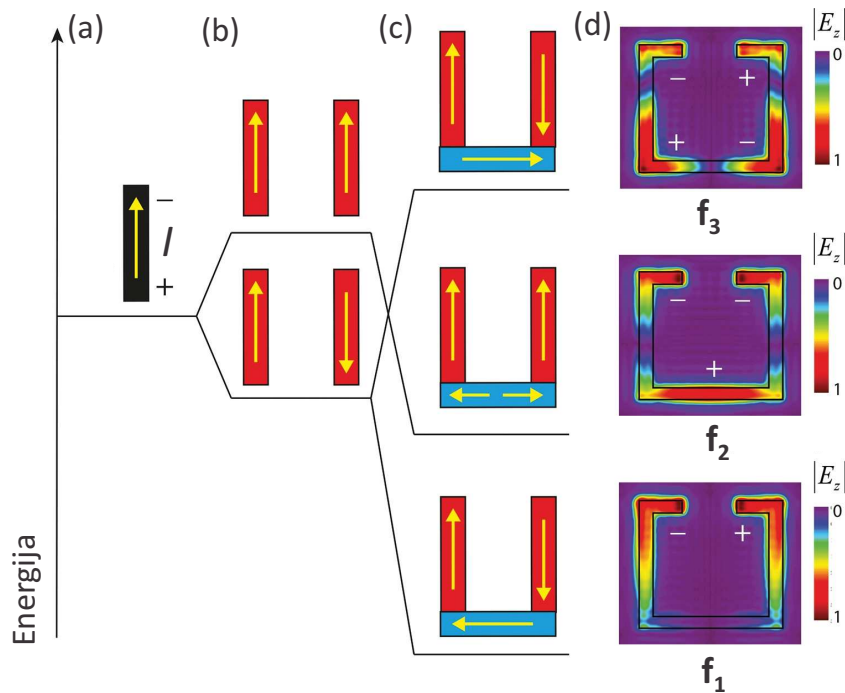


Slika 5.4: Shematski prikaz multipolova: vektor električnog dipola ( $\mathbf{p}$ ), vektor električnog kvadrupola ( $\mathbf{Q}^{(e)}$ ), vektor magnetnog dipola ( $\mathbf{m}$ ) i vektor magnetnog kvadrupola ( $\mathbf{Q}^{(m)}$ ); (+) i (-) kod električnih multipolova su naelektrisanja, a strelice kod magnetnih multipolova označavaju smer protoka struje [168].

Na slici 5.5 je prikazana raspodela struja kod struktura baziranih na pravim žicama: jednoj žici (monomer), paru žica (dimer) i tri spojene žice u obliku prstena (trimer). Svaki monomer (slika 5.5(a)) ima električni dipolni momenat i pobuđen je na fundamentalnoj rezonanciji. U slučaju dve žice kao što je prikazano na slici 5.5(b), postoje dve rezonancije, jedna sa suprotnim smerom protoka struja - antisimetrični mod (na višoj energiji) i druga sa istim smerom struja - simetrični mod (na nižoj energiji) [169]. Simetrični mod se pobuđuje usled interakcije spoljašnjeg polja i žica iste dužine pri čemu ne dolazi do ispoljavanja magnetnih efekata. Sa druge strane, do pojave antisimetričnih modova dolazi usled kretanja struja u suprotnim smerovima koje dovode do indukovanja magnetnog odziva strukture [167].

Osim zbog postojanja magnetnih dipolnih momenata, antisimetrični modovi mogu nastati i kao posledica prisustva električnih kvadrupolnih momenata [170]. Na slici 5.5(c) se može videti da dodavanjem treće žice, antisimetrična rezonancija se deli na antisimetrični mod više i niže energije. Do ovog efekta dolazi usled konduktivnog i kapacitivnog sprezanja [169]. Sa raspodele polja (slika 5.5(d)) se može videti da su za antisimetrične modove odgovorni električni dipol (na  $f_2$ ) i kvadrupol (na  $f_3$ ).

U opštem slučaju, antisimetrični modovi mogu nastati na dva načina. Prvi je usled antisimetrične pobude tj. retardacije talasa između donjeg i gornjeg dela elementa. Drugi razlog može biti asimetričnost geometrije same strukture, kao što je na primer, različita veličina gornjeg i donjeg dela rezonantnog elementa [167].



Slika 5.5: Shematski prikaz protoka struja kod (a) monomera, (b) dimera i (c) trimera. (d) Raspodele električnog polja kod trimera sa slike pod (c) na  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$  [169].

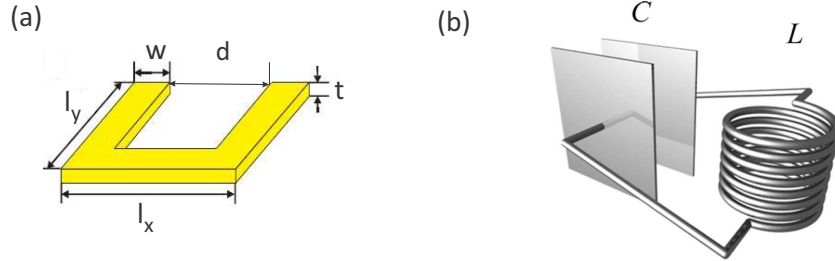
## 5.2 Pristup ekvivalentnog kola

Kao što je već pomenuto u poglavlju 1.2, metamaterijali se sastoje od rezonantnih elemenata koji se mogu predstaviti ekvivalentnim RLC kolima, gde  $R$  označava gubitke, a  $L$  i  $C$  sprezanje sa magnetnim i električnim poljem, respektivno. Jedan od prvih rezonantnih elemenata koji je predstavljen na ovaj način jeste kružni SRR [171].

U okviru ovog istraživanja je za modelovanje rezonancija koje se javljaju pri interakciji EM talasa i CMM korišćen isti ovakav pristup tj. pristup ekvivalentnog kola (engl. *Equivalent Circuit Approach* - ECA). Ovom tehnikom je problem pojednostavljen u odnosu na onaj definisan Maxwell-ovim jednačinama, jer se električno i magnetno polje ne računaju u svakoj tački prostora. Takođe, on nije primenjiv za slučaj bilo koje geometrije metamaterijala. Iako ne potpuno precizan, važan je za prilagođavanje parametara metamaterijala u cilju njihove funkcionalizacije za određenu primenu. Uz pomoć ECA je moguće na brži način predvideti oblike i pozicije rezonancija u spektru u zavisnosti od geometrijskih parametara strukture, što igra značajnu ulogu kod pripreme eksperimenata [172].

ECA je u početku istraživanja metamaterijala najviše korišćen za makroskopsku analizu struktura, pa su ovim pristupom modelovani električni i magnetni momenti bianizotropnih metamaterijala [173]. Iako se pokazao kao dobar za kvalitativni opis prostiranja talasa u metamaterijalima, za proračune koeficijenata rasejanja se

pokazao kao neprecizan [174]. Kasnije, upotrebom ECA su predviđane karakteristike rezonantnih frekvencija promenom parametara metamaterijala, a primenjivan je i za proračune impedanse sistema, kao i za analizu gubitaka [175]. Takođe, ovom metodom su modelovani i hiralni efekti kod spiralne strukture kao i uticaj radijativnih gubitaka na njih [176].



Slika 5.6: (a) Kvadratni SRR i relevantni geometrijski parametri strukture korišćeni u izvođenjima formule za proračun rezonantne frekvencije [177]. (b) Ekvivalentno LC kolo [172].

Za opis proračuna pozicije rezonantne frekvencije uz pomoć ECA je ovde upotrebljen kvadratni SRR. Shema SRR sa geometrijskim parametrima je data na slici 5.6(a), a odgovarajuće ekvivalentno LC kolo na slici 5.6(b). Kada se geometrijski parametri ovakve strukture uvrste u izraz za kapacitivnost (dobijenu iz aproksimacije pločastog kondenzatora), sledi da je [177]:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_{eff} \frac{wt}{d}, \quad (5.3)$$

gde je  $\varepsilon_{eff}$  efektivna dielektrična konstanta sredine. Smatra se da struktura nema gubitke.  $L$  je moguće odrediti iz formule za induktansu solenoida:

$$L = \mu_0 \frac{l_x l_y}{t}, \quad (5.4)$$

gde je jedan namotaj zapravo jedan SRR, a čiji su geometrijski parametri  $w$ ,  $t$ ,  $d$ ,  $l_x$  i  $l_y$  prikazani na slici 5.6(a). Odavde se dobija da je pozicija rezonantne frekvencije:

$$\omega_{LC} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{l_x l_y}} \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \sqrt{\frac{d}{w}}. \quad (5.5)$$

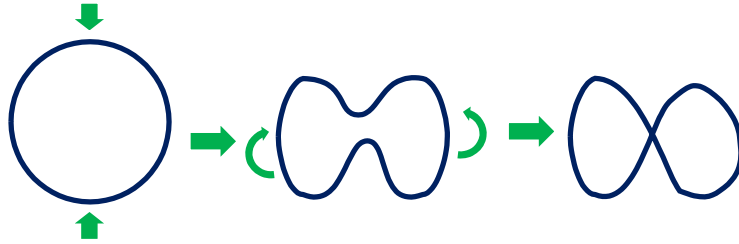
Kao što se može videti iz predstavljenog primera, ovim pristupom se mogu odrediti vrednosti  $L$  i  $C$  i na taj način predvideti pozicija rezonantne frekvencije u spektru. U ovoj tezi, ECA je primenjen za sličnu analizu gde je promenom geometrijskih parametara strukture menjana pozicija LC rezonancije.



## 5.3 Rezultati

### 5.3.1 Dizajn CMM na bazi TCRR

CMM koji je ispitivan u ovom delu teze se sastoji od dielektrične pločice u kojoj se nalaze rezonatori sa uvrnutim prstenom (engl. *Twisted Closed Ring Resonator* - TCRR). Po obliku, izgled rezonatora podseća na broj osam, jer je dobijen uvrtnanjem metalnog prstena oko njegovog centralnog dela što se može videti na slici 5.7.

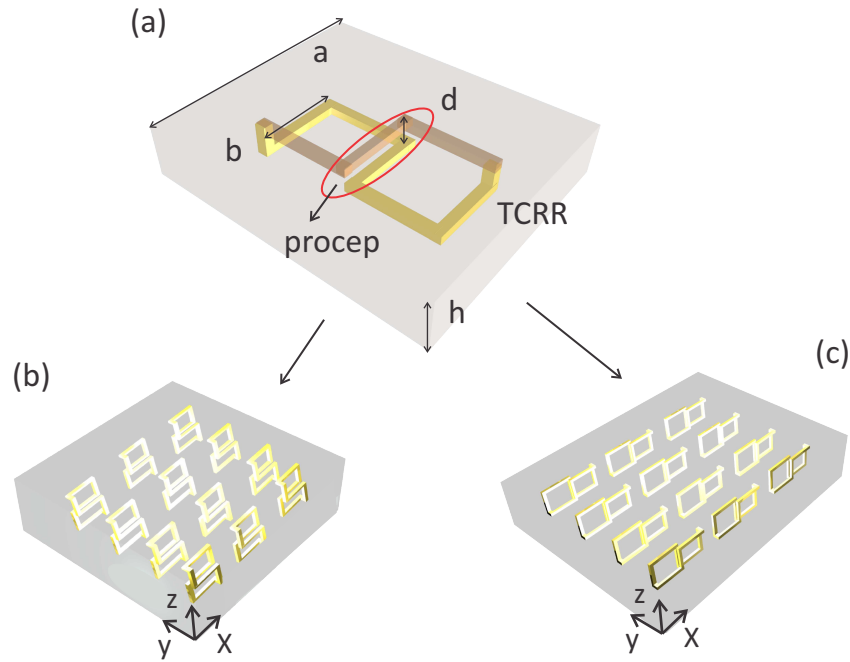


Slika 5.7: Shematski prikaz nastanka TCRR uvrtnanjem zatvorenog prstena oko centralnog dela.

Geometrija TCRR rezonatora, data na slici 5.8(a), podseća na onu prikazanu u referenci [174], sa razlikom u izgledu osnovnih elemenata koji čine rezonator. U referenci [174], rezonator se sastoji od dva elementa postavljena u dve ravni, tačno jedan iznad drugog. Prvi element je u obliku slova S, a drugi predstavlja njegov lik u ogledalu, tako da ove dve strukture čine enantiomerski par. Sa druge strane, u slučaju TCRR, rezonator je sastavljen od jednog S i jednog cik-cak rezonantnog elementa (koji su označeni žutom i braon bojom na slici 5.8(a)). Elementi su spojeni na suprotnim ćoškovima i čine kompaktni TCRR.

Da bi CMM koji se sastoji od TCRR bio funkcionalan u THz frekventnom opsegu (4 – 14.5 THz), korišćeni su sledeći parametri: širina procepa (tj. rastojanje između gornjeg i donjeg elementa u zoni preklapanja) je  $d = 0.1 \mu\text{m}$ , debljina pločice CMM je  $h = 12 \mu\text{m}$ , dužina svake stranice elementa je  $b = 7.5 \mu\text{m}$  i dimenzija jedinične ćelije je  $a = 20 \mu\text{m}$ . Debljina žice je  $1 \mu\text{m}$ . Za ovo ispitivanje,  $d$  je varirano u opsegu (0 – 1  $\mu\text{m}$ ) sa korakom  $\delta_d = 0.1 \mu\text{m}$ , dok je  $a$  menjano u opsegu (15 – 20  $\mu\text{m}$ ) sa korakom 1  $\mu\text{m}$ . Pretpostavka je da se TCRR nalaze u peni na bazi polimetakrilimida, pri čemu je uzeto da je njena permitivnost data sa  $\epsilon_R = 1.065 \times (1 + 0.0008i)$  [178]. Za TCRR se smatra da su napravljeni od zlata čiji se odziv na upadno EM polje opisuje Drude-ovim modelom (dato u poglavlju 3).

Interakcija EM polja sa CMM je ispitivana za tri različite orijentacije TCRR. Prva orijentacija (O1) je prikazana na slici 5.8(b), a druga orijentacija (O2) na slici 5.8(c). U slučaju O2, rezonatori su zarotirani pod uglom od 90 stepeni u  $xz$  ravni, u odnosu na situaciju kod O1. Dodatno je analizirana treća orijentacija (O3) gde su rezonatori zarotirani u odnosu na O1 za 90 stepeni u  $yz$  ravni.



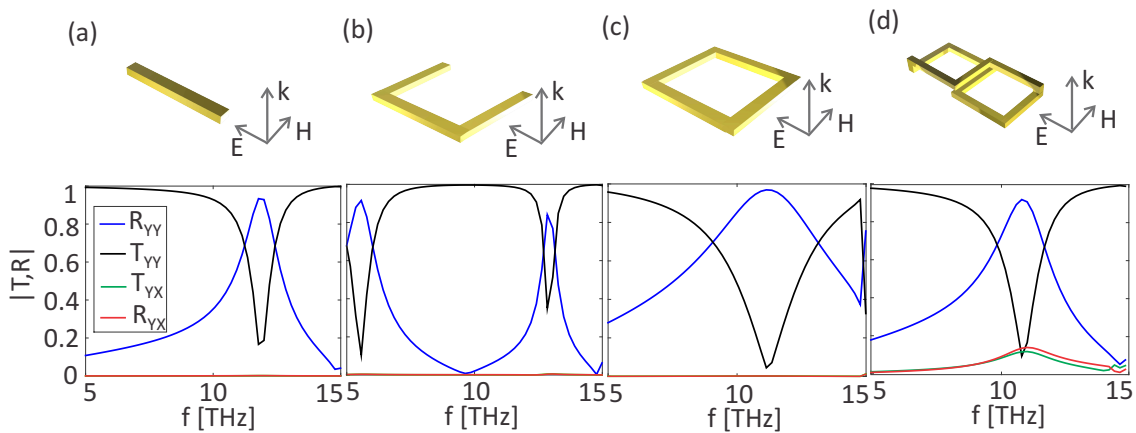
Slika 5.8: (a) Prikaz jedinične ćelije CMM koja sadži TCRR sastavljen od S rezonantnog elementa (žute boje) i cik-cak rezonantnog elementa (braon boje). Crvena elipsa označava procep odnosno rastojanje između gornjeg i donjeg elementa u zoni preklapanja. (b) CMM sastavljen od TCRR prve orijentacije (O1) i (c) CMM sastavljen od TCRR druge orijentacije (O2).

TCRR strukturu je moguće napraviti korišćenjem fotolitografije, na sličan način na koji su napravljene hiralne metafolije u referenci [105]. Ovom tehnikom se postiže precizna kontrola debljine rezonantnih elemenata, kao i poravnavanje slojeva. Drugi način realizacije bi mogao biti kao u slučaju fabrikacije metamaterijala sastavljenih od razdvojenih kockastih rezonatora [179]. Ova metoda je bazirana na direktnom laserskom štampanju (multifotonskom polimerizacijom), nakon čega sledi proces metalizacije.

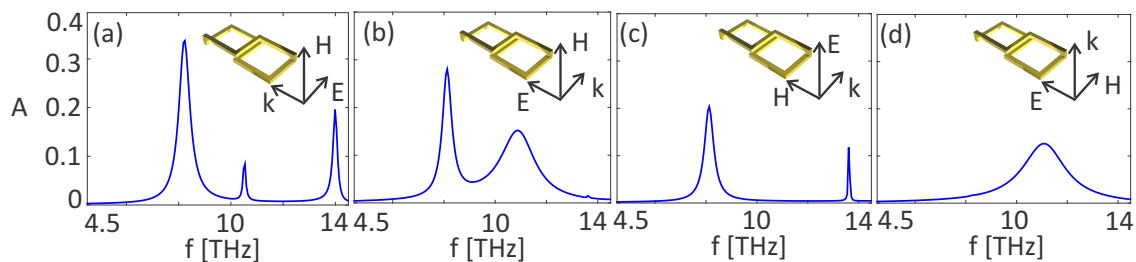
### 5.3.2 Prve analize optičkih osobina CMM koji se sastoji od TCRR

Prvi korak u ispitivanju optičkih osobina CMM sastavljenog od TCRR je poređenje optičkih spektara ovakve strukture sa spektrima metamaterijala sastavljenih od poznatih rezonantnih elemenata - metalnih žica, otvorenog prstena i zatvorenog prstena [180]. Na slici 5.9 su prikazani pomenuti rezonantni elementi i pravci upadnog EM polja. U sva četiri slučaja talasni vektor je normalan na ravan rezonatora, a električno polje je paralelno: žici (slika 5.9(a)), procepu (slika 5.9(b)), bilo kojoj stranici prstena (slika 5.9 (c)) i dužoj strani TCRR (slika 5.9(d)). Ukoliko se posmatraju geometrije ovih rezonatora, može se reći da je TCRR kompaktniji od zatvorenog prstena, pošto je obim žice približno jednak onom kod zatvorenog prstena, ali je smešten na duplo manju površinu. U pogledu optičkih osobina, za ovakvu ori-

jentaciju TCRR, javlja se jednak broj rezonancija u odnosu na ostale strukture (osim kod one na bazi SRR). Međutim, kod TCRR se javljaju kros-polarizovani koeficijenti refleksije i transmisije što ukazuje na mogućnost pojave hiralnih efekata.



Slika 5.9: Geometrije rezonatora i odgovarajući optički spektri: (a) žice, (b) otvorenog prstena, (c) zatvorenog prstena i (d) TCRR [180].



Slika 5.10: Poređenje koeficijenata apsorpcije za različite orijentacije TCRR u odnosu na upadno polje: (a) O1, TM polarizacija; (b) O2, TM polarizacija; (c) O1, TE polarizacija; (d) O3, TE polarizacija.

U narednom koraku istraživanja, ispitivane su različite orijentacije TCRR u odnosu na upadno EM polje da bi se utvrdilo kakve rezonancije mogu da se očekuju [181]. U zavisnosti od pravca upadnog EM polja na strukturu može se javiti različit broj i oblici rezonancija [170; 182]. Sa spektara na slici 5.10, može se zaključiti da se veći broj rezonancija javlja kada su vektori električnog ili magnetnog polja normalni na gornji i donji element rezonatora. U narednim poglavljima će biti predstavljena analiza za svaki od prikazanih slučajeva. Najizraženije rezonancije su one koje se javljaju kada je talasni vektor u pravcu duže ose rezonatora, a električno polje u pravcu kraće ose, dok je magnetno polje u pravcu procepa (slika 5.10(a)).

### 5.3.3 Prostiranje talasa kroz O1 TCRR CMM

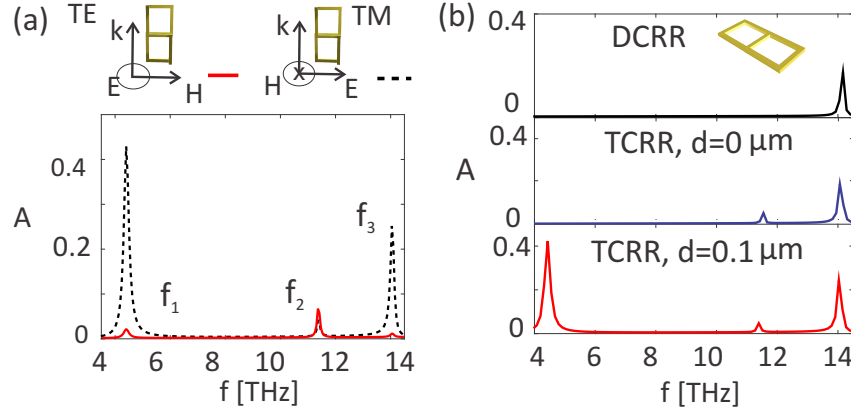
#### 5.3.3.1 Spektar apsorpcije

Komponente polja upadnih TE i TM polarizacija talasa na TCRR su prikazane na slici 5.11(a). Kao rezultat numeričkih simulacija dobijeni su odgovarajući S-parametri, a koeficijenti apsorpcije su izračunati sledećim formulama:

$$A_{TE} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 - |S_{31}|^2 - |S_{41}|^2, \quad (5.6)$$

$$A_{TM} = 1 - |S_{13}|^2 - |S_{23}|^2 - |S_{33}|^2 - |S_{43}|^2, \quad (5.7)$$

gde 1 i 3 označavaju upadne TE i TM talase, dok 2 i 4 označavaju izlazne TE i TM talase, respektivno. Svaki od S parametara je definisan u poglavlju 3. Kao što se može videti sa slike 5.11(a), u spektru apsorpcije postoje tri rezonantna pika, na 4.4 THz, 11.35 THz i 14 THz. Prvi i treći pik u slučaju TM polarizacije imaju značajno veće vrednosti nego za TE polarizaciju. Kada je magnetno polje usmereno u pravcu procepa, indukuje se jače EM polje u strukturi pa se javljaju i izraženije rezonancije. Zato će u ovom delu biti analiziran slučaj upadnog TM talasa i efekti koji se dešavaju pri njegovoj interakciji sa strukturom.



Slika 5.11: (a) Spektri apsorpcije za upadne TM (crna isprekidana linija) i TE (crvena linija) talase (za  $d = 0.1 \mu\text{m}$ ). (b) Spektri apsorpcije CMM baziranih na različitim rezonatorima: DCRR (gornja slika), TCRR kada je  $d = 0 \mu\text{m}$  (srednja slika) i TCRR kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  (donja slika) [183].

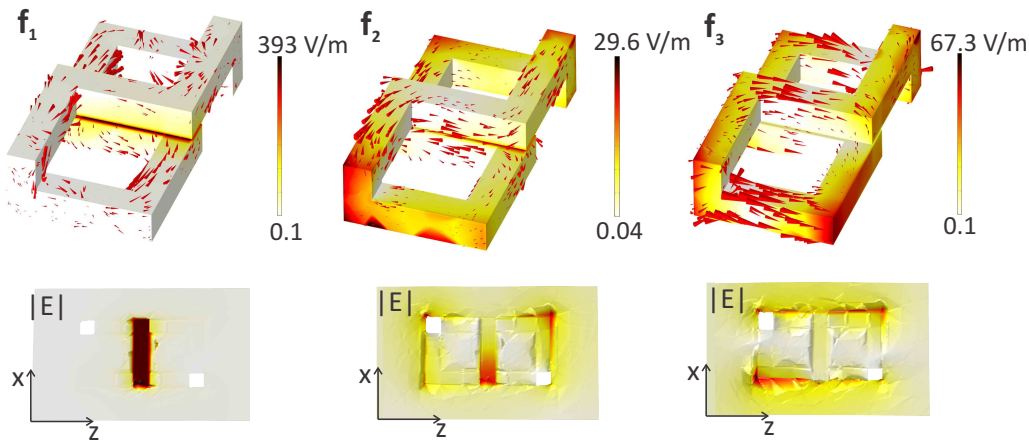
Da bi se objasnilo poreklo rezonancija, porede se spektri apsorpcije metamaterijala na bazi različitih varijanti geometrije TCRR. 2D verzija TCRR je nazvana DCRR (engl. *Double Closed Ring Resonator*), a njegova geometrija i spektar apsorpcije se mogu videti u gornjem delu slike 5.11(b). Druge dve strukture se sastoje od TCRR bez procepa tj. kada je  $d = 0 \mu\text{m}$  (čiji je spektar apsorpcije dat na srednjem grafiku 5.11(b)) i od TCRR sa procepom  $d = 0.1 \mu\text{m}$  (spektar apsorpcije dat na donjem grafiku slike 5.11(b)). Iz prikazanih spektara se može videti da treći

rezonantni pik  $f_3$  postoji za sve tri strukture, što znači da on ne potiče od 3D geometrije. Sa druge strane, drugi pik,  $f_2$  ne postoji samo kod DCRR, što znači da je sprezanje između ravni rezonatora neophodno za njegovo postojanje. Pik  $f_1$  se javlja samo kada je  $d \neq 0 \mu\text{m}$ , što ukazuje na to da je on rezultat pojave kapacitivnosti u procepu.

### 5.3.3.2 Električno polje i raspodela naelektrisanja

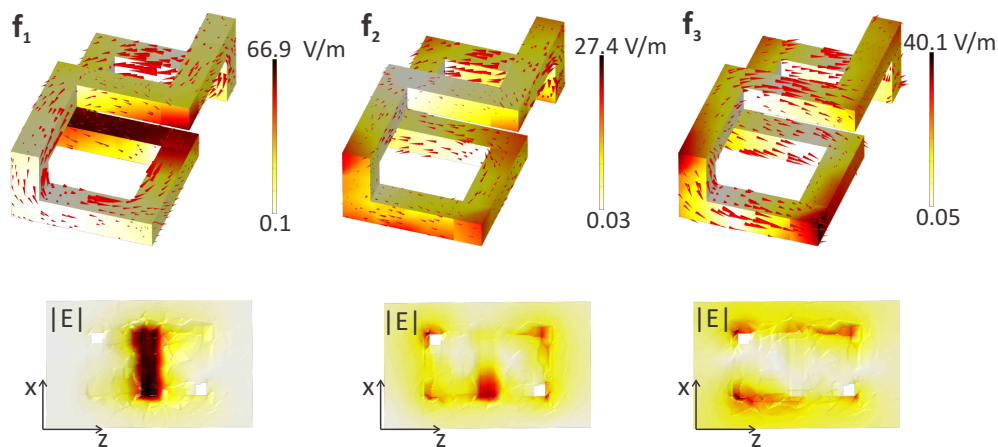
Na slikama 5.12 i 5.13 su prikazane raspodele električnih polja i pravci protoka struja na sve tri rezonantne frekvencije za  $d = 0.1 \mu\text{m}$  i  $d = 1 \mu\text{m}$ , respektivno. Velike promene u amplitudama polja se mogu uočiti u zavisnosti od veličine procepa.

Naime, kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$ , maksimum električnog polja je na prvoj rezonanciji (393 V/m) i nalazi se u zoni procepa (slika 5.12 (donji red)). Ako uporedimo raspodelu polja na  $f_1$  u slučaju kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  i kada je  $d = 1 \mu\text{m}$ , vidi se da je za manju vrednost  $d$  polje više lokalizovano. Osim što je polje lokalizovanije, njegovo pojačanje je 5 puta veće za manji procep, što ukazuje na znatno jaču interakciju polja sa strukturom u ovom slučaju. Na  $f_2$ , maksimalna amplituda električnog polja u oba slučaja ( $d = 0.1 \mu\text{m}$  i  $d = 1 \mu\text{m}$ ) ima slične vrednosti što znači da veličina procepa ne utiče na jačinu polja na ovoj rezonanciji. Sa druge strane, na rezonanciji  $f_3$  promena veličine procepa ima uticaja na vrednost jačine polja u strukturi pošto je maksimum amplitude smanjen za jednu trećinu s povećanjem širine procepa. U ovom slučaju polje je pretežno lokalizovano na ivicama rezonatora kao i u oblasti izvan TCRR, što implicira da je treći pik pretežno rezultat interakcije između susednih TCRR (slika 5.12 (donji red)).

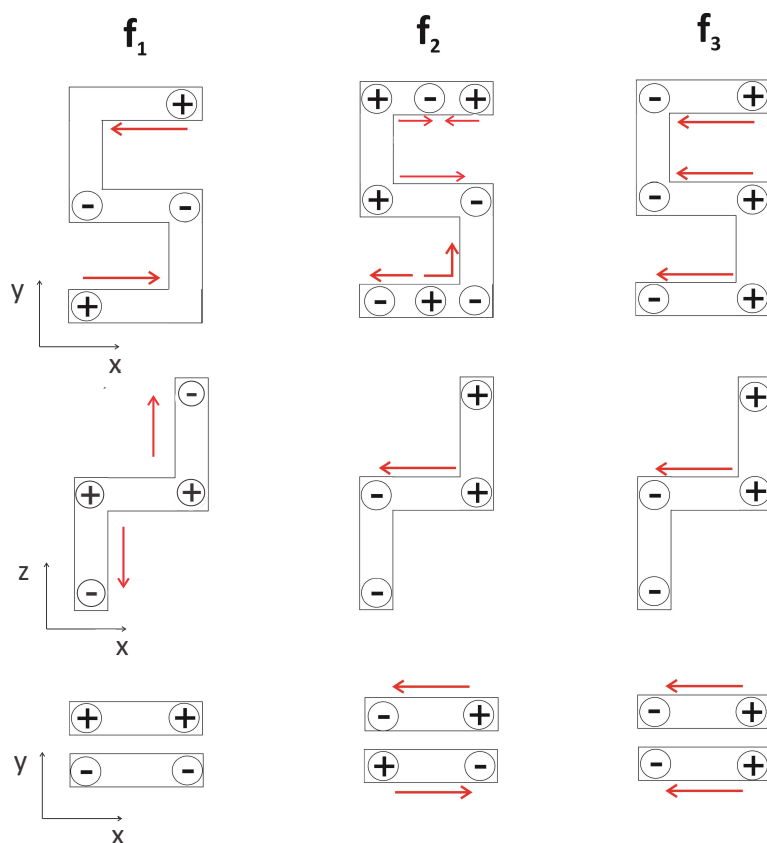


Slika 5.12: Raspodela  $|E|$  i protok površinskih struja na TCRR (gornji red) i raspodela  $|E|$  u  $zx$  ravni za  $y = a/2$  (donji red) na frekvencijama  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$  za  $d = 0.1 \mu\text{m}$ . Strelice označavaju pravce protoka struje [183].

Na osnovu raspodela struja na sve tri rezonantne frekvencije (slike 5.12 i 5.13), dobijena je shema raspodele naelektrisanja, u gornjem i donjem elementu rezonatora



Slika 5.13: Raspodela  $|E|$  i protok površinskih struje na TCRR (gornji red) i raspodela  $|E|$  u  $zx$  ravni za  $y = a/2$  (donji red) na frekvencijama  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$  za  $d = 1 \mu\text{m}$ . Strelice označavaju pravce protoka struje.



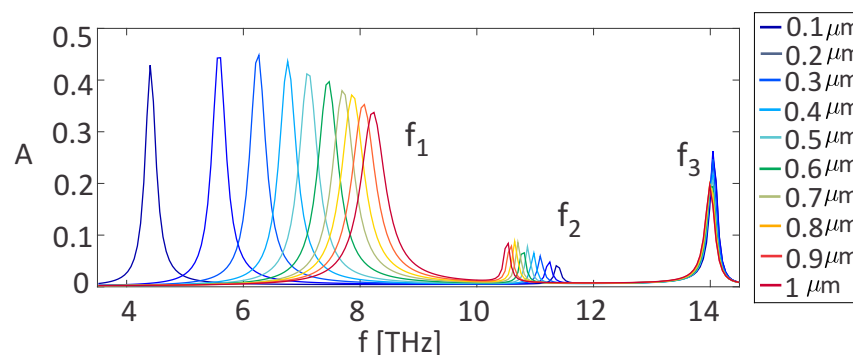
Slika 5.14: Shematski prikaz raspodele naelektrisanja i protoka struje na  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$  u svakom od elemenata TCRR - S i cik-cak, kao i u vertikalnoj ravni (u zoni procepa). Simboli "+" i "-" označavaju raspodelu naelektrisanja, a crvene strelice smer protoka struje.

kao i u  $xy$  ravni tj. u procepu (slika 5.14). Sa raspodele naelektrisanja u zoni procepa se može zaključiti da na prvoj i trećoj rezonanciji postoje dipolne interakcije, dok se na drugoj može uočiti i električni kvadrupol [184]. Prva rezonancija ispol-

java kapacitivno ponašanje usled raspodele pozitivnog i negativnog naelektrisanja u procepu o čemu će više biti reči u narednom delu poglavlja. Sa druge strane, na drugoj rezonanciji u oblasti procepa postoje struje u suprotnim smerovima u gornjem i donjem elementu TCRR (slika 5.12) što ukazuje na pobuđivanje antisimetričnog moda. Na rezonanciji  $f_3$  se mogu uočiti struje istog smera što je karakteristika simetričnog moda pobuđenog u strukturi. Kako je u ovom slučaju antisimetričan mod pobuđen na nižoj frekvenciji, on je posledica sprezanja ili longitudinalnih paralelnih ili transverzalnih antiparalelnih električnih i magnetnih dipola. Slično važi i za simetrični mod koji je pobuđen na višoj frekvenciji. On potiče od tranverzalnog sprezanja paralelnih ili longitudinalnog sprezanja antiparalelnih dipola. Koji efekat je dominantan na svakoj od rezonancija nije utvrđeno zbog postojanja mnoštva električnih i magnetnih dipola, što je, donekle, posledica kompleksnosti geometrije TCRR.

### 5.3.3.3 Analiza rezonancija

Ponašanje odziva strukture pri interakciji sa EM talasima na prvoj rezonanciji se može objasniti uz pomoć ECA. Najjače polje u oblasti procepa se javlja usled elektromotorne sile koja je indukovana u paralelnim ravnima rezonatora, a posledica je primenjenog magnetnog polja. Elektromotorna sila stvara struju u rezonatoru i dovodi do akumulacije naelektrisanja u zoni preklapanja (što se vidi i sa raspodele naelektrisanja u prvoj koloni slike 5.14) i jakog pojačanja električnog polja. Stoga, zona procepa se ponaša kao kondenzator sa periodičnim punjenjem i pražnjenjem sa rezonancijom koja zavisi od širine procepa. Da bi se proverilo kapacitivno ponašanje strukture, parametar  $d$  je variran od  $0.1 \mu\text{m}$  do  $1 \mu\text{m}$  i izračunati su odnosi rezonantnih frekvencija dobijenih na osnovu simulacija, i primenom ECA. Na slici 5.15 su dati rezultati koeficijenata apsorpcije dobijenih numeričkim simulacijama za različito  $d$ . Može se uočiti da se pozicija  $f_1$  pomerila od 4.4 do 8.25 THz sa porastom  $d$ .



Slika 5.15: Spektar apsorpcije upadnog TM talasa za različite vrednosti veličine procepa  $d$ .

Slično kao što je dato u potpoglavlju 5.2, primenom modela ekvivalentnog kola

na TCRR sa slike 5.16(a) pozicija prve rezonancije može biti određena formulom:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (5.8)$$

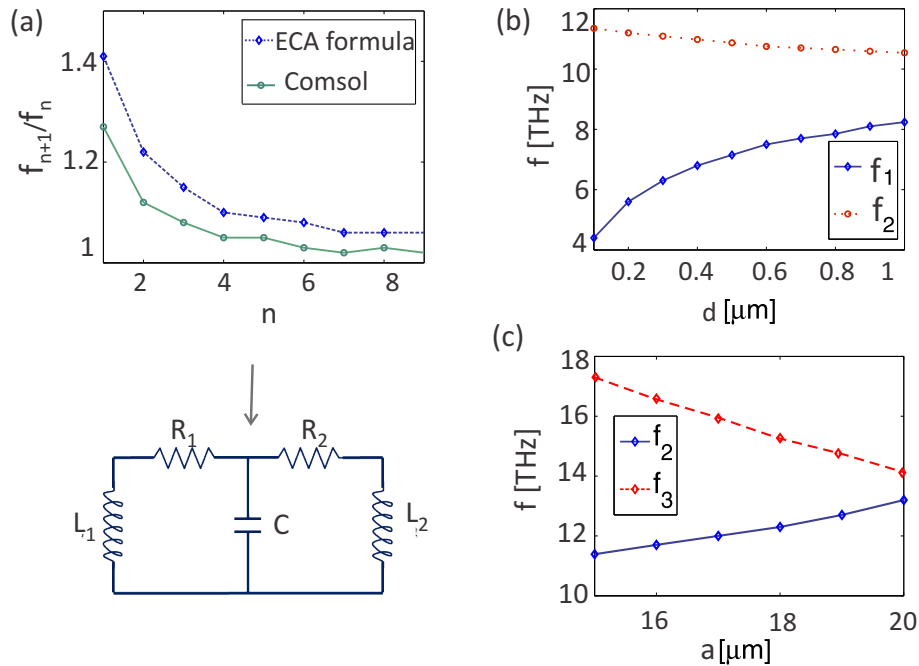
gde  $f_1$  predstavlja LC rezonanciju [85; 163] pri čemu važi da je kapacitivnost  $C \propto 1/d$ . Na osnovu izraza 5.8 i variranjem širine procepa u opsegu od 0.1 do 1  $\mu\text{m}$  u 9 tačaka ( $n = 0..9$ ), sledi da je:

$$\frac{f_{n+1}}{f_n} = \sqrt{\frac{L_{n+1}C_{n+1}}{L_nC_n}} \quad (5.9)$$

odakle se dobija zavisnost:

$$\frac{f_{n+1}}{f_n} \propto \sqrt{\frac{d_{n+1}}{d_n}}, \quad (5.10)$$

gde je  $f_n$  rezonantna frekvencija prvog pika za širinu procepa  $d_n$  pri čemu je  $d_n = 0.1 + n * 0.1 \mu\text{m}$ . Kao što se vidi sa slike 5.16(a), rezultati dobijeni sa ECA i oni dobijeni numeričkim simulacijama pokazuju istu zavisnost, što potvrđuje "kapacitivno" ponašanje prve rezonancije. Takođe, ovo svojstvo strukture može se videti i na slici 5.16(b), pošto se pozicija  $f_1$  pika pomera ka višim frekvencijama sa porastom  $d$ .

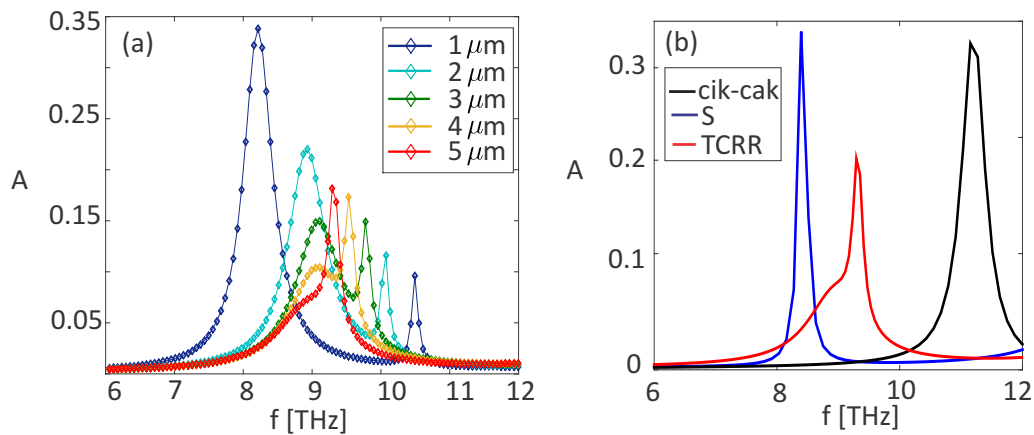


Slika 5.16: (a) Odnos prve rezonancije -  $f_{n+1}/f_n$  izračunate formulom 5.10 i isti odnos dobijen na osnovu rezultata numeričkih simulacija. Ispod je prikazana odgovarajuća RLC shema; (b) Zavisnost pozicije  $f_1$  i  $f_2$  od parametra  $d$ ; (c) Zavisnost pozicije  $f_2$  i  $f_3$  za različito  $a$  ( $d = 0.1 \mu\text{m}$ ) [183].

Sa druge strane, sa spektara na slici 5.16(b) i 5.15 se vidi da pozicija pika  $f_2$  prati



suprotan trend i da se pomera ka nižim frekvencijama sa povećanjem  $d$ . Rezultati pokazuju da je pozicija  $f_1$  pod većim uticajem promene  $d$  nego pozicija  $f_2$ . Takođe, kao što se može primetiti sa slike 5.14, smer površinskih struja u zoni preklapanja indukovanih na drugoj rezonanciji je suprotan. Ipak, pokazuje se da ovaj efekat nije posledica hibridizacije [162; 163; 165]. Na slici 5.17(a) je prikazano kako se rezonancije  $f_1$  i  $f_2$  približavaju jedna drugoj sa porastom širine procepa (u opsegu od 1 do 5  $\mu\text{m}$ ), što je karakteristična pojava za efekat hibridizacije. Do pojave hibridizacije dolazi kada gornji i donji elementi rezonatora imaju identičnu geometriju, pa kada su dovoljno odvojeni jedan od drugog, rezonancija koja se tada vidi u spektru je rezonancija jednog elementa. Na slici 5.17(b) su prikazani spektri apsorpcije svakog od elemenata koji čine TCRR ponaosob, kao i samog TCRR. Može se primetiti da se rezonancija koja se javlja u slučaju kada su elementi dovoljno odvojeni ( $d = 5 \mu\text{m}$ ) ne vidi u spektru apsorpcije pojedinačnih elemenata TCRR.



Slika 5.17: (a) Spektar apsorpcije strukture na bazi TCRR za različite visine procepa  $d$ ; (b) Spektri apsorpcije CMM na bazi TCRR, i njegovih konstitutivnih elemenata - S i cik-cak rezonatora.

Uticaj periodičnosti strukture na poziciju rezonancije  $f_3$  je potvrđen i proračunima spektara apsorpcije za različita rastojanja među TCRR rezonatorima (slika 5.16(c)). Dimenzija jedinične ćelije,  $a$ , zapravo predstavlja i rastojanje između dva TCRR i varirana je od 15  $\mu\text{m}$  do 20  $\mu\text{m}$  sa korakom 0.1  $\mu\text{m}$ . Takođe, promena  $a$  utiče i na položaj druge rezonancije, ali se ipak može videti znatno veći pomeraj  $f_3$  (za oko 3 THz) sa porastom  $a$  (što je dva puta veće od pomeraja  $f_2$ ). Pri variranju širine procepa  $d$ , promena položaja  $f_3$  je zanemarljiva.

#### 5.3.3.4 Cirkularni dihiroizam

Za proračun CD, u ovom ispitivanju su sprovedene numeričke simulacije sa upadnim cirkularno polarizovanim talasima. Ipak, koeficijenti rasejanja pri upadnim cirkularno polarizovanim talasima mogu se odrediti i analitički iz proračuna za slučaj

linearno polarizovanih talasa (dato u poglavlju 7.2) [113]. CD je u ovom delu teze definisan kao razlika koeficijenata apsorpcije RCP i LCP talasa, tj.  $CD = A_+ - A_-$ , gde su:

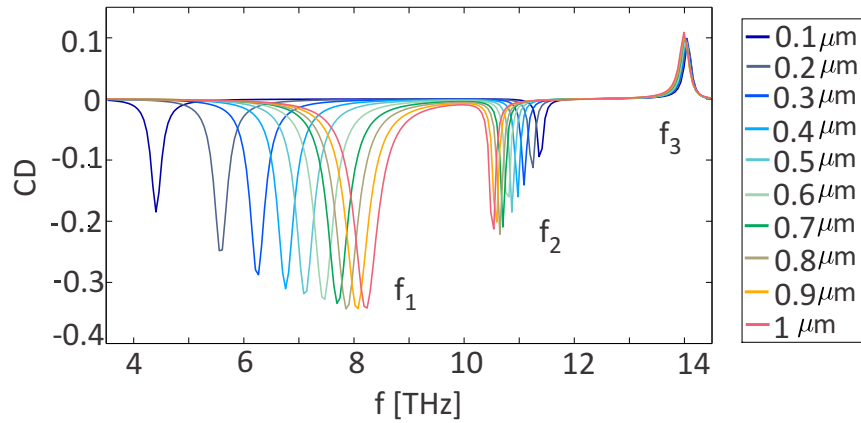
$$A_+ = 1 - |t_{++}|^2 - |t_{-+}|^2 - |r_{++}|^2 - |r_{-+}|^2, \quad (5.11)$$

$$A_- = 1 - |t_{--}|^2 - |t_{+-}|^2 - |r_{--}|^2 - |r_{+-}|^2, \quad (5.12)$$

koeficijenti apsorpcije RCP i LCP talasa, respektivno. Drugi znak u indeksu koeficijenata rasejanja predstavlja polarizaciju upadnog, a prvi znak predstavlja polarizaciju rasejanog talasa.

### Uticao promene geometrije TCRR na CD

Na slici 5.18 se može videti promena CD spektra za različite vrednosti  $d$ . CD raste sa porastom širine procepa što je i očekivano, pošto je CD osobina karakteristična za 3D strukture.



Slika 5.18: Spektar CD za različite veličine procepa  $d$  [183].

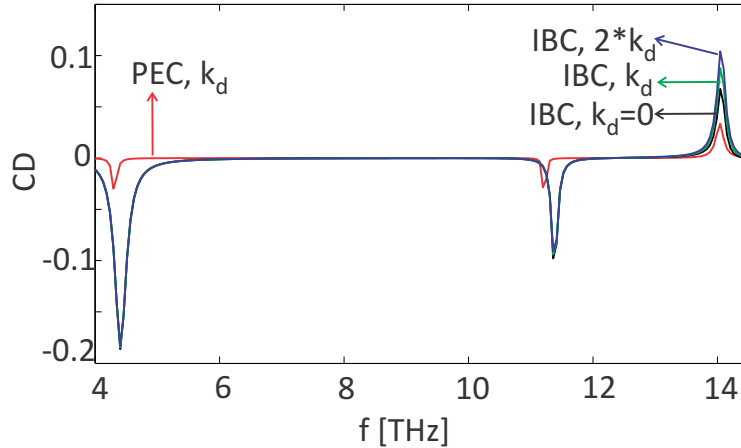
Sa druge strane, kada je  $d = 0 \mu\text{m}$ , tada nema ni CD na ovoj rezonanciji. Maksimalna vrednost  $CD^1$  dostiže vrednost  $-0.34$  na  $f_1$  za  $d = 1 \mu\text{m}$ . Može se primetiti da je znak CD na  $f_1$  i  $f_2$  negativan (što ukazuje na veću apsorpciju LCP talasa), dok je na trećoj rezonanciji njegova vrednost pozitivna (odakle sledi da je RCP talas više apsorbovan). Takođe, može se uočiti da je pomeranje rezonancija u CD spektru isto kao i u spektru apsorpcije (slika 5.15) tako da se položaj  $f_1$  pomera od  $4.4 \text{ THz}$  do  $8.25 \text{ THz}$ , a  $f_2$  od  $11.36 \text{ THz}$  do  $10.54 \text{ THz}$  (pri porastu  $d$ ).

### Uticao gubitaka na CD

U narednom koraku analize CD ispituje se uticaj parametara materijala, odnosno uticaj gubitaka u metalu i dielektriku od kojih se CMM sastoji. Gubici kod meta-

<sup>1</sup>Maksimalna vrednost CD u tekstu se odnosi na apsolutnu vrednost maksimuma koji CD dostiže za posmatranu rezonanciju.

materijala se uglavnom smatraju nepoželjnom pojavom jer umanjuju mogućnosti za njihovu primenu [37], pa je zato važno utvrditi njihov uticaj na prostiranje EM talasa kroz strukturu koja se ispituje. U infracrvenom opsegu frekvencija se pokazalo da CD najviše zavisi od neradijativnih gubitaka, što je i eksperimentalno potvrđeno [185]. Neradijativni gubici postoje i u metalu i u dielektriku pa je u ovom delu teze ispitivan njihov uticaj na CD.



Slika 5.19: CD spektar za slučajeve sa različitim stepenom gubitaka u metalu i dielektriku od kojih se sastoji CMM [183].

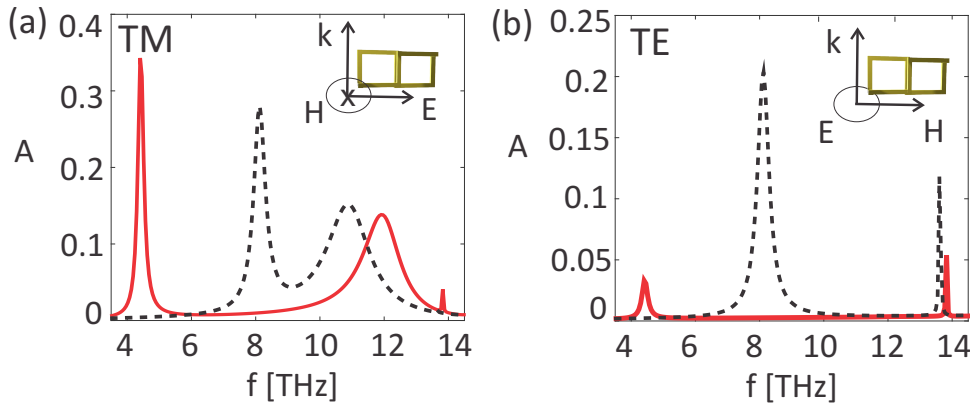
Da bi se ispitaio uticaj gubitaka na CD spektar, razmatrana su četiri različita slučaja (slika 5.19). U prva tri je uzeto da je TCRN napravljen od metala (sa gubicima) koji se nalazi u dielektriku sa različitim stepenom gubitaka: (1) bez gubitaka -  $k_d = 0$ , (2) sa gubicima pri čemu je  $k_d = Im(\sqrt{\epsilon_R})$ , i (3) sa duplo većim gubicima kada je  $k_d = 2 * Im(\sqrt{\epsilon_R})$ . Četvrti razmatrani slučaj pretpostavlja da je metalni element bez gubitaka smešten u dielektrik sa gubicima koji iznose  $k_d = Im(\sqrt{\epsilon_R})$ , pri čemu je  $k_d$  imaginarni deo dielektrične konstante. Kada se modeluje metal bez gubitaka, u numeričkim simulacijama se primenjuju PEC granični uslovi na metal-dielektrik granici (umesto IBC koji se koriste u slučaju metala sa gubicima). Maksimum CD ima niske vrednosti na  $f_1$  i  $f_2$  kada je metal bez gubitaka (crvena linija na slici 5.19). Sa druge strane, kada postoje gubici u metalu, javlja se veliki rast CD što ukazuje na njegovu zavisnost od gubitaka u metalu na  $f_1$  i  $f_2$ . Pri razmatranju uticaja gubitaka u dielektriku, pokazalo se da oni imaju većeg uticaja samo na maksimum CD na  $f_3$ . U tom slučaju, CD raste sa porastom gubitaka u dielektriku, ali i dalje najveći uticaj dolazi od gubitaka u metalu. Ovaj rezultat je u skladu sa prethodnom analizom, pošto  $f_3$  zavisi od periodičnosti strukture, a samim tim i od dielektrika u kome se nalaze rezonatori.

### 5.3.4 Prostiranje talasa kroz O2 TCRR CMM

Uticaoj različitih orijentacija rezonatora u odnosu na pravac upadnog električnog polja razmatran je u GHz opsegu pa je još tada uočena pojava različitih pikova kao i promena smeru protoka simetričnih i antisimetričnih struja na rezonatorima [182]. U ovom delu je ispitivana struktura sa drugačijom orijentacijom upadnog polja u odnosu na TCRR - O2 TCRR, koji je prikazan na slici 5.8(c).

#### 5.3.4.1 Spektar apsorpcije

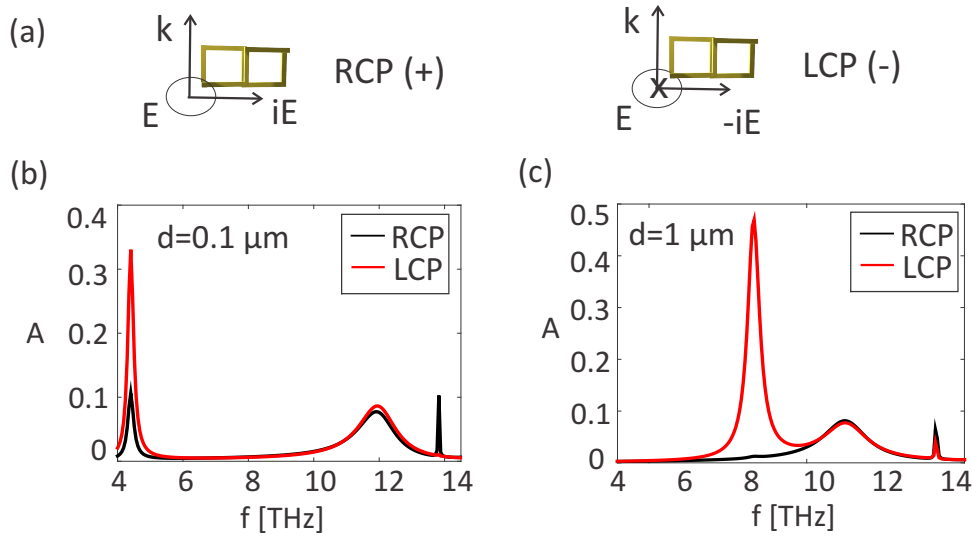
Prilikom analize interakcije EM talasa i CMM baziranog na O2 TCRR prvo su ispitivani spektri apsorpcije linearno polarizovanih talasa, kao i u slučaju O1 strukture (slika 5.20). Za ovako orijentisan TCRR u odnosu na upadno EM polje, iz spektara apsorpcije se može uočiti da je interakcija sa TM polarizovanim talasom jača nego sa TE. Pozicija  $f_1$  raste ka višim frekvencijama pri porastu  $d$  na isti način kao i kod O1 strukture, što ukazuje da pojava ove rezonancije nije zavisna od orijentacije rezonatora. Sa druge strane, pri poređenju sa spektrom apsorpcije strukture koja se sastoji od O1 TCRR, rezonancija  $f_2$  je pomerenka ka višim frekvencijama za oko 0.5 THz (slika 5.20(a)).



Slika 5.20: Spektri apsorpcije O2 strukture kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  (puna crvena linija) i  $d = 1 \mu\text{m}$  (crna isprekidana linija) za: (a) TM polarizaciju i (b) TE polarizaciju.

Dodatno, drugi pik (za TM polarizaciju) je značajno širi (oko 5 puta) u odnosu na širinu ove rezonancije kod O1 strukture, što znači da su gubici na  $f_2$  mnogo veći u slučaju ovako postavljenih TCRR. Što se tiče  $f_3$ , pozicija ovog pika se nalazi na 13.8 THz, što je malo niža frekvencija u odnosu na odgovarajuće spektre za O1. Takođe, kao i za O1, pozicija  $f_3$  zanemarljivo malo zavisi od širine procepa.

Interesantno je da za TE polarizaciju, nema druge rezonancije u spektru (slika 5.20(b)), a za detaljniju analizu ove pojave sprovedene su numeričke simulacije pri upadnim cirkularno polarizovanim talasima. Pravci komponenti polja upadnih RCP i LCP polarizovanih talasa su prikazani na slici 5.21(a), a ispod njih su dati odgo-



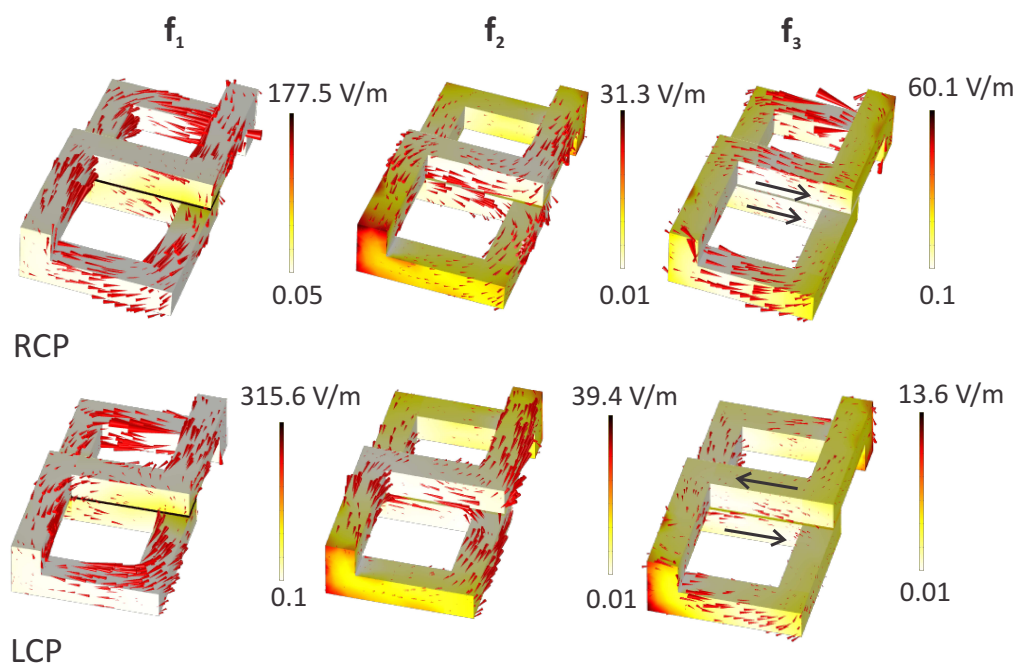
Slika 5.21: (a) Pravci upadnih polja za RCP i LCP talase i odgovarajući spektri apsorpcije za (b)  $d = 0.1 \mu\text{m}$  i (c)  $d = 1 \mu\text{m}$ .

varajući spektri apsorpcije za slučaj kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  (slika 5.21(b)) i  $d = 1 \mu\text{m}$  (slika 5.21(c)). Apсорpcija RCP talasa na  $f_1$  opada, dok apсорpcija LCP talasa raste sa povećanjem  $d$ . Na  $f_2$ , apсорpcija je jednaka za RCP i LCP upadne talase, što znači da ne dolazi do pojave CD na ovoj rezonanciji. Interesantan efekat se može uočiti na trećoj rezonanciji. Kada je  $d$  malo, apсорpcija LCP talasa zanemarljiva, dok su za  $d = 1 \mu\text{m}$  apсорpcije RCP i LCP talasa približno jednake.

### 5.3.4.2 Raspodela EM polja

Raspodele električnog polja dobijene kao rezultat interakcije CMM sa upadnim cirkularno polarizovanim talasima su date na slici 5.22. Može se primetiti da je polje značajno jače u slučaju pobudnog LCP talasa kada maksimum njegove amplitude iznosi  $315 \text{ V/m}$  (što je skoro duplo više nego pri upadnom RCP talasu). Na  $f_2$ , maksimumi polja su sličnih vrednosti dok je na  $f_3$ , polje nekoliko puta veće za upadni RCP talas. Ovo su očekivani odnosi amplituda polja RCP i LCP talasa koji su u saglasnosti sa vrednostima prethodno analiziranih apсорpcionih spektara.

Na slici 5.22 je prikazan i protok površinskih struja gde se ponovo na  $f_2$ , kao i u slučaju prve orijentacije TCRR, u zoni procepa mogu primetiti struje koje teku u suprotnim smerovima u gornjem i donjem elementu TCRR. Osim što su struje antisimetrične na  $f_2$  (i za RCP i za LCP), pokazuje se da imaju suprotan smer proticanja i na  $f_3$  (za LCP polarizaciju). Sa druge strane, pri upadnom RCP talasu, rezonancija  $f_3$  je simetrična. Pojava modova različite simetrije je i očekivani rezultat pri interakciji cirkularno polarizovanih talasa i elemenata koji dovode do hirlnih efekata, što je pokazano u radovima [169; 186]. Takođe, smerovi kretanja struja su suprotni u celom spektralnom opsegu u zavisnosti od smera cirkularne polarizacije



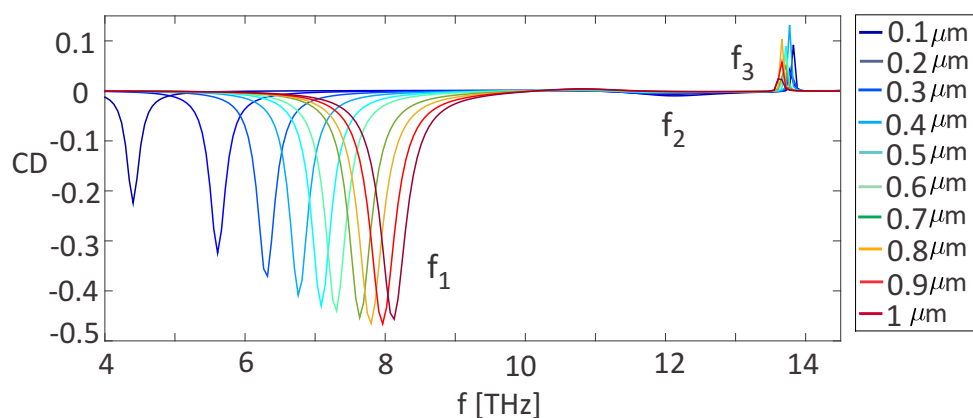
Slika 5.22: Raspodela  $|E|$  pri upadnim RCP i LCP talasima i protoci površinskih struja na TCRR za  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$  za  $d = 0.1 \mu\text{m}$ . Crvene i crne strelice označavaju pravce protoka struja.

upadnog talasa.

### 5.3.4.3 Cirkularni dihiroizam

#### Uticaj geometrije TCRR na CD

Na slici 5.23 je prikazan spektar CD na kome se vidi da se sa ovako orijentisanim TCRR mogu postići nešto veće maksimalne vrednosti CD nego sa strukturom prve orijentacije.



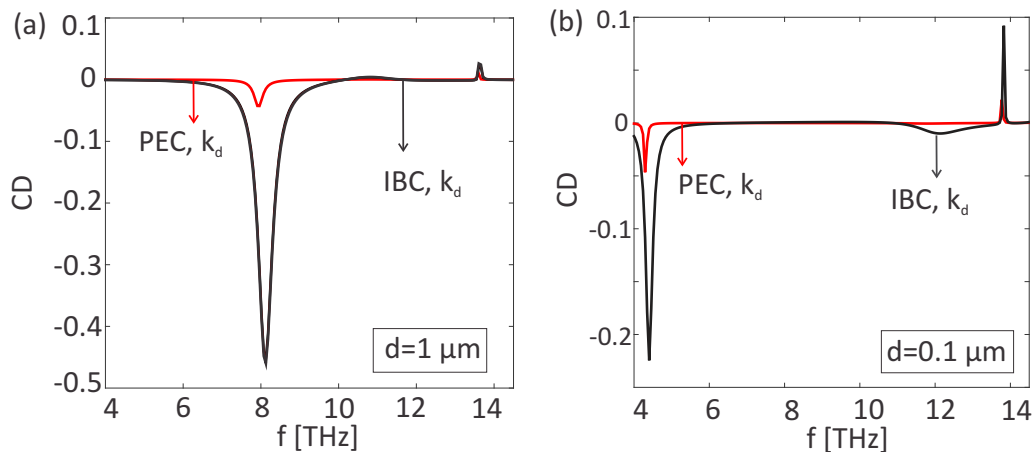
Slika 5.23: CD za različite vrednosti veličine procepa  $d$  u slučaju O2 strukture.

Na primer, kada je  $d = 0.9 \mu\text{m}$ ,  $CD = -0.47$  što je za oko 0.1 više od slučaja O1 TCRR strukture. Razlika u odnosu na prvobitno ispitivanu strukturu je i u tome

što na  $f_2$ , O2 struktura ne ispoljava CD što znači da je ova rezonancija "neosetljiva" na smer cirkularne polarizacije talasa. Ovaj efekat je posledica istih vrednosti koeficijenta apsorpcije dobijenih za obe upadne cirkularne polarizacije talasa (slika 5.21). Stoga, u opsegu frekvencija bliskih ovoj rezonanciji CMM može biti primenljiv za konstrukciju THz komponenti koje nisu osetljive na polarizaciju talasa [86]. Na trećoj rezonantnoj frekvenciji, vrednosti CD su niske (oko 0.1), slično kao i kod strukture prve orijentacije TCRR odakle sledi da CD na ovoj rezonantnoj frekvenciji nije osetljiv na promenu orijentacije rezonantnog elementa.

### Uticao gubitaka na CD

Uticao gubitaka na CD je ispitivan i za ovakvu strukturu. Na slici 5.24 su prikazani CD spektri dobijeni modelovanjem sa i bez gubitaka u metalu, kada je širina procepa  $d = 1 \mu\text{m}$  (slika 5.24(a)) i kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  (slika 5.24(b)). Za razliku od analize koja je prikazana u potpoglavlju 5.3.3.4, ovde nije dat uticao gubitaka u dielektriku na CD zbog toga što je pri proračunima dobijeno da je taj uticao na celom razmatranom spektralnom opsegu zanemarljiv.



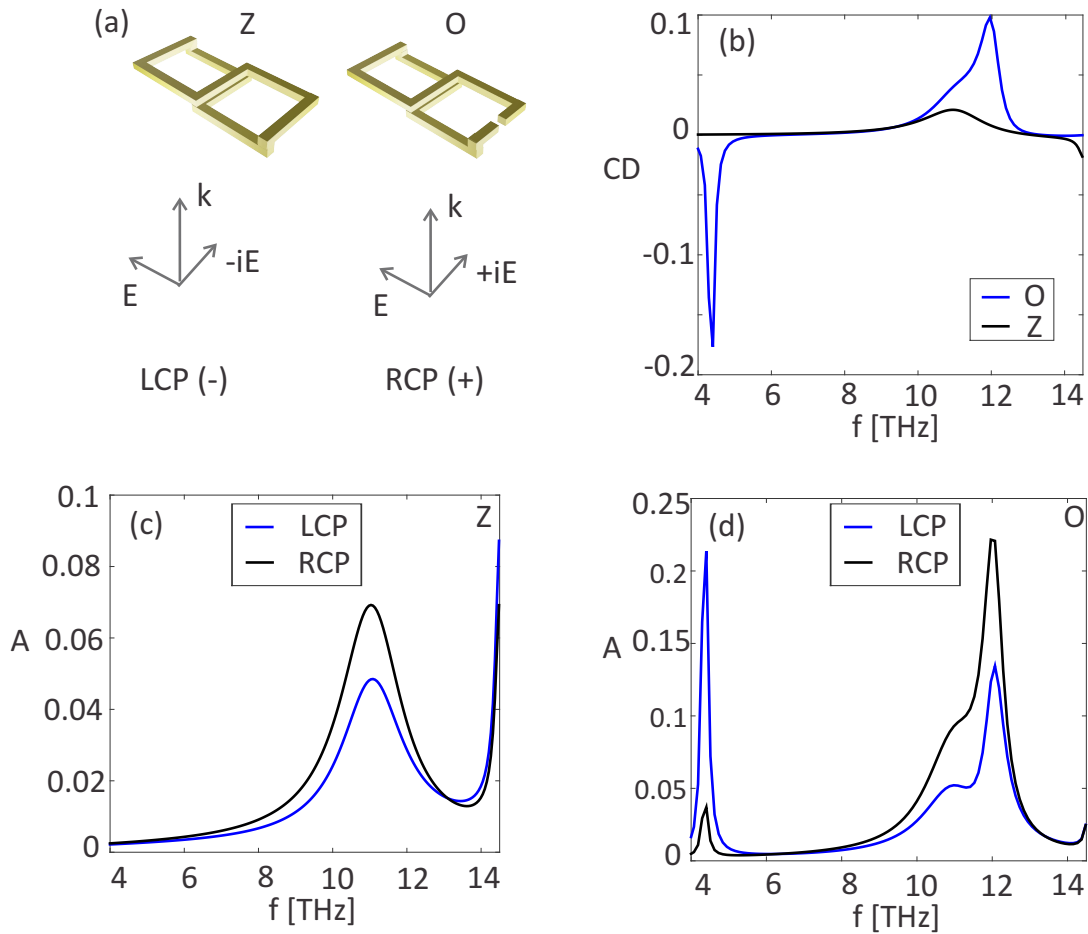
Slika 5.24: CD spektar za slučajeve sa različitim stepenom gubitaka u metalu i dielektriku od kojih se sastoji CMM za: (a)  $d = 1 \mu\text{m}$  i (b)  $d = 0.1 \mu\text{m}$ .

U oba slučaja (i kada je  $d = 0.1 \mu\text{m}$  i kada je  $d = 1 \mu\text{m}$ ) se vidi da je dominantan uticao gubitaka u metalu na  $f_1$ . Za treću rezonanciju se pokazuje da uticao gubitaka u metalu na jačinu CD igra značajniju ulogu kada je širina procepa  $d = 1 \mu\text{m}$ , nego što je to slučaj za male procepe ( $d = 0.1 \mu\text{m}$ ) kada je ovaj uticao praktično zanemariv.

### 5.3.5 Prostiranje talasa kroz O3 TCRR CMM - modifikacija strukture

Pored ispitivanja odziva EM talasa pri interakciji sa različitim orijentacijama rezonatora, razmatran je i slučaj strukture na bazi modifikovanog rezonatora. Modifikacija ovde podrazumeva pravljenje otvora na S elementu, kao što je prikazano na

slici 5.25(a). Pri otvaranju procepa, dolazi do pojave nove rezonancije u spektru, a ovaj efekat je do sada ispitivan u više radova [171; 187]. U radu [187], jedan rezonator se sastoji od dva elementa sa otvorenim prstenom, a drugi od dva koncentrično postavljena elementa sa zatvorenim prstenom. Uporednom analizom spektara transmisije je zaključeno da rezonancija koja potiče od električnog polja jeste ona koja postoji u slučaju obe konfiguracije, a ostale rezonancije koje potiču od magnetnog polja se javljaju samo u slučaju strukture koja se sastoji od elementa sa otvorom tj. otvorenog prstena.



Slika 5.25: Shematski prikaz (a) zatvorenog (Z) i otvorenog (O) rezonatora u odnosu na upadna RCP i LCP polja. (b) Spektri CD u slučaju struktura sa otvorenim i zatvorenim O3 TCRR. Spektri apsorpcije (c) zatvorenog i (d) otvorenog TCRR. U svim proračunima je uzeto da je  $d = 1 \mu\text{m}$ .

U ovom delu poglavlja, analizira se O3 TCRR sa i bez otvora (slika 5.25(a)). CMM koji se sastoji od O3 TCRR bi trebalo da je lakše realizovati u praksi u odnosu na preostale orijentacije, pošto je u ovom slučaju vertikalna dimenzija strukture najkraća. Konfiguracija rezonatora sa otvorom se razmatra zbog potencijalnih primena jer je na krajeve otvora moguće priključiti generator napona i na taj način funkcionalizovati strukturu za senzorske primene od interesa.

Razmatran je slučaj kada je širina procepa  $d = 1 \mu\text{m}$  jer se, na osnovu prethodno



prikazanih rezultata i onih viđenih u literaturi, tada očekuje najveća vrednost CD. Kao što se može videti, zatvorena O3 TCRR struktura ima samo jednu rezonanciju u apsorptivnom spektru (na 11 THz) i veoma male vrednosti CD (slika 5.25(b) i (c)). Kada se uporede spektri CD otvorenog i zatvorenog rezonatora sa slike 5.25(b), vidi se da CD ima značajno veće vrednosti kod strukture sa otvorom. Takođe, javlja se i nova rezonancija na 4.2 THz, a na toj frekvenciji je i maksimalna vrednost CD. Poreklo CD pikova utvrđeno je sa spektara apsorpcije zatvorenog i otvorenog TCRR na slikama 5.25(c) i (d), respektivno. Veoma mala razlika apsorpcije LCP i RCP talasa zatvorenog rezonatora dovodi do niske vrednosti CD u ovom slučaju, što ukazuje na slaba hiralna svojstva strukture pri ovakvoj orijentaciji rezonatora. Sa druge strane, za otvoreni rezonator na prvoj rezonanciji, koja nastaje upravo usled postojanja otvora, dominantna je apsorpcija LCP talasa. Takođe, može se primetiti da rezonancija na 11 THz kod otvorenog prstena gubi Lorentz-ov oblik i poprima oblik asimetrične Fano rezonancije [188].

### 5.3.6 Primena CMM baziranog na TCRR

Hiralni efekti u THz opsegu su izučavani i kod drugih CMM sa rezonatorima sličnih geometrija kao što je TCRR [56; 179; 189]. Na primer, CMM koji se sastoji od rezonatora u obliku slova S [189] i rezonatora sa prekinutim ukrštenim prstenovima [56] ispoljava značajne vrednosti asimetrične transmisije što je karakteristika planarnih struktura. Ipak, u ovim strukturama CD ima male vrednosti. CMM baziran na TCRR, kao 3D struktura, ispoljava veće vrednosti CD koje se mogu dodatno povećati promenom rastojanja između gornjeg i donjeg elementa TCRR.

Sa druge strane, vrednosti CD koje su uporedive sa onima dobijenim u ovoj studiji mogu se videti i kod CMM baziranog na Tai-Chi rezonatoru, ali za pravac prostiranja talasa koji je normalan na paralelne elemente rezonatora [190]. Ipak, kod ovakve strukture, efektivna površina koja je pokrivena metalnim slojem je mnogo veća od one kod TCRR strukture što za posledicu ima mnogo veće gubitke. Takođe, rezonantne frekvencije Tai-Chi strukture imaju ograničenu podesivost, od otprilike 1 THz i to sa promenom ugla rotacije između metalnih slojeva. Sa druge strane, CMM baziran na TCRR ima tri odvojene rezonancije, dok je položaj prve rezonantne frekvencije veoma podesiv jer sa promenom širine procepa pomeraj rezonance može da iznosi čak 4 THz. Ove osobine TCRR CMM ukazuju na činjenicu da je ovom strukturom povećana fleksibilnost za dizajn različitih THz optičkih komponenti.

Dodatno, porast CD sa povećanjem širine procepa omogućava primene TCRR CMM za prekidače CD. Ova primena je omogućena zbog činjenice da je  $CD = 0$  na  $f_1$ , kada je  $d = 0 \mu\text{m}$ . Prekidač CD [104] se može napraviti kontrolisanom primenom napona na strukturu sa otvorom koji bi služio kao mesto na koje bi se

priključio generator napona. Takođe, kontrolisanjem širine procepa sa menjanjem jačine napona, struktura može biti primenjiva za izradu senzora za detekciju, na primer, gasova ili tečnosti.

## Poglavlje 6 Zaključak

Za primene THz zračenja neophodne su optičke komponente čija je fabrikacija omogućena razvojem novih tehnologija i materijala. Metamaterijali, kao veštački napravljene strukture, predstavljaju odlične kandidate za konstrukciju potrebnih komponenti, a njihova podvrsta, CMM imaju malo specifičnije primene, od kojih su najznačajnije enantiomerski senzori i komponente potrebne za manipulaciju cirkularno polarizovanih talasa. U ovoj tezi su prikazana analitička i numerička istraživanja vezana za prostiranje linearno i cirkularno polarizovanih EM talasa kroz CMM u THz frekventnom opsegu.

U prvom koraku ispitivanja, razmatrani su hiralni metamaterijali koji su posmatrani kao homogena sredina. U ovom delu su date konstitutivne relacije i izvedena je talasna jednačina za slučaj homogene hiralne sredine. Korišćenjem metode transfer matrica, dobijeni su koeficijenti refleksije i transmisije na graničnim površinama kao i prostiranje električnih i magnetnih polja u strukturi i izvan nje. Na ovaj način je pokazano postojanje razlike u prostiranju LCP i RCP talasa kroz CMM. Međutim, najveći doprinos ovog poglavlja jeste detaljan prikaz analitičke metode pri čemu validnost ovako dobijenih rezultata nije potvrđena nekim drugim metodama.

Zato je u narednom koraku, pri ispitivanju CMM koji se sastoje od rezonantnih  $\Omega$  elemenata, istraživanje rađeno na dva načina, analitički, kao u prvom koraku, ali i numeričkim simulacijama pomoću Comsol Multiphysics programskog paketa. Glavni rezultati dobijeni na ova dva načina su vezani za vremena kašnjenja - grupno kašnjenje i vreme zadržavanja. Analitički proračun je podrazumevao određivanje efektivnih parametara NRW metodom, a potrebni izrazi za grupno kašnjenje su izvedeni metodom stacionarne faze. Izrazi za vremena zadržavanja dobijeni su pomoću formula za gustinu energije na osnovu elektrodinamičkog pristupa. NRW metoda obuhvata izvođenje izraza za efektivne parametre,  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $\kappa$  dobijenih na osnovu koeficijenata refleksije i transmisije izračunatih numeričkim simulacijama. Dobijeni rezultati parametara se fituju na izraze dobijene na osnovu Lorentz-ovog modela pa se u ovom obliku dalje koriste. Upoređivanjem rezultata dobijenih na ova dva načina, utvrđeno je da se grupno kašnjenje može odrediti ovakvim analitičkim postupkom, dok se za vremena zadržavanja tačni rezultati ne mogu dobiti predstavljenom procedurom. Naime, numeričkim simulacijama je pokazano da vreme zadržavanja RCP talasa ima veću vrednost nego LCP. Ovakav rezultat je posledica

većih amplituda električnih i magentnih polja i gustine energije talasa desne polarizacije, a isti rezultat je dobijen i za apsorpciju RCP talasa. Sa druge strane, pri analitičkim izvođenjima, dobijene su veće vrednosti vremena zadržavanja LCP talasa što nije u skladu sa ostalim rezultatima. Osim toga, doprinos ovog dela istraživanja jeste predstavljanje celokupne analize vremena kašnjenja cirkularno polarizovanih talasa kroz CMM, što do sada nije viđeno u literaturi.

Dalja analiza strukture koja se sastoji od četiri zarotirana  $\Omega$  rezonatora je nastavljena proračunima grupnog kašnjenja, CD i OA numeričkim simulacijama. Grupno kašnjenje je u određenim oblastima frekvencija imalo negativne vrednosti što je značajno za određene primene ovakve strukture u cilju kompenzacije pozitivnog grupnog kašnjenja talasa. Maksimalne vrednosti OA su bile oko  $25^\circ$ , a čiste OA (vrednost dobijena kada nema CD) oko  $10^\circ$ . Sa druge strane CD ima maksimalnu vrednost od oko  $35^\circ$ , što je uporedivo sa rezultatima iz literature. Takođe, ispitivana je zavisnost hiralnih efekata i grupnog kašnjenja od geometrijskih parametara. Promenom poluprečnika prstena, pokazano je značajno pomeranje rezonancije, pa je na taj način pogodno ispitivati primene struktura koje se odnose na podesive polarizatore i modulatore svetlosti. Povećanjem debljine žice, dobile su se maksimalne vrednosti hiralnih efekata dok se promenom dužine žice omogućava značajna podesivost položaja rezonancije, ali i promena jačine hiralnih efekata, doduše u manjoj meri nego u pomenuta dva slučaja.

Istraživanje CMM je nastavljeno numeričkim simulacijama strukture koja se sastoji od rezonatora sa uvrnutim prstenom. Optičke karakteristike, kao i sam dizajn ovakvog rezonatora koji se sastoji od dva povezana S i cik-cak elementa nisu do sada viđene u literaturi. Analiza je obuhvatala ispitivanje koeficijenata refleksije i transmisije, raspodele EM polja i protoka površinskih struja. U zavisnosti od orijentacije elementa u odnosu na upadno električno i magnetno polje, dobijaju se drugačiji odzivi strukture koji su praćeni analizom sledećih parametara: broj rezonantnih frekvencija, vrednosti apsorpcije, raspodele EM polja i CD. Najveći deo celokupne analize je baziran na strukturi koja ispoljava tri rezonancije u spektru apsorpcije, a one su ispitivane na više načina. Na osnovu ECA je utvrđeno da prva rezonancija predstavlja LC rezonanciju, dok su druge dve opisane dipolnim interakcijama kojima je utvrđeno da su one posledica pobuđivanja antisimetričnog i simetričnog moda, respektivno. U nastavku su, za svaku orijentaciju rezonatora, dati spektri CD i uticaj promene geometrijskih parametara na njegovu vrednost i spektralnu poziciju maksimuma. Pokazano je da je CD veći kada je veće rastojanje između dva elementa rezonatora što je i očekivan rezultat jer je CD osobina 3D struktura. Razmatran je i uticaj gubitaka u metalu i dielektriku na CD i mogućnosti za postizanje njegove što veće vrednosti. Rezultati su pokazali da na vrednost CD koji se javlja na prvoj i drugoj rezonanciji utiču samo gubici u metalu, dok u slučaju CD na trećoj rezo-

nanciji, uticaj imaju i gubici u dielektriku. Ipak, maksimalni dihiroizam se dobija u slučaju druge orijentacije rezonatora, kada je električno polje normalno na paralelne elemente rezonatora. Na kraju je data analiza strukture rezonatora sa otvorom gde se pokazalo da je na ovaj način moguće pobuditi još jednu rezonanciju, a istovremeno i povećati vrednost dihiroizma. Takođe, otvor na rezonatoru predstavlja mesto na koje je moguće priključiti napon i deformisati strukturu u zavisnosti od željenih primena.

Sumirano, značaj ovog istraživanja jeste u analizi vremena kašnjenja već prikazane strukture koja se sastoji od  $\Omega$  elemenata i poređenja rezultata dobijenih numeričkom i analitičkom metodom. Sa druge strane, doprinos drugog dela teze jeste predstavljanje CMM nove i kompaktne geometrije sa kojom je moguće podešavati rezonantne karakteristike i vrednosti CD. Ovo je posledica fleksibilnosti dizajna rezonatora, pa se promenom parametara materijala i geometrije kao i različitim orijentacijama i modifikacijama rezonatora postiže širok opseg različitih efekata. Dalji rad, vezan za ispitivanje CMM mogao bi uključiti ispitivanje uticaja nelinearnih efekata na hiralnu strukturu koja se sastoji od rezonatora sa uvrnutim prstenom. Ovo, sa jedne strane, uključuje istraživanje generacije drugog harmonika kod CMM, dok bi drugi pravac istraživanja mogao biti ispitivanje uticaja Kerr-ove nelinearnosti na odziv CMM. Fabrikacija predloženih metamaterijala i eksperimentalno ispitivanje bi bili najbolja potvrda sprovedene teorijske analize, pa će se u budućnosti nastojati da se rad nastavi i u ovom pravcu. Da bi se olakšao i ubrzao eksperiment, potrebno je nastaviti i numeričko ispitivanje uticaja promene različitih parametara na CD. Takođe, još detaljnija procena uticaja gubitaka na CD koji se javlja kod hiralnih struktura moguća je pomoću teorije spregnutih modova, pa bi dalji rad mogao ići i u ovom smeru.

## Dodatak 7 Dodatak

### 7.1 Određivanje izraza za talasni vektor kod CMM

Talasni vektor kod CMM se dobija na osnovu talasne jednačine oblika 2.19. Ako se pretpostavi da je pravac vektora  $\mathbf{k}$  paralelan  $z$  osi, onda se vektor  $\mathbf{E}$  nalazi u  $xy$  ravni i dat je sa  $\mathbf{E} = E_x \mathbf{x} + E_y \mathbf{y}$ . Tada se iz jednačine 2.19 dobija da je:

$$\mathbf{x} : -\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial x} + 2\frac{\omega}{c}\kappa \left( -\frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} (\mu\varepsilon - \kappa^2) E_x = 0, \quad (7.1)$$

$$\mathbf{y} : -\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y \partial x} + 2\frac{\omega}{c}\kappa \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} (\mu\varepsilon - \kappa^2) E_y = 0, \quad (7.2)$$

$$\mathbf{z} : \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} + 2\frac{\omega}{c}\kappa \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = 0. \quad (7.3)$$

Sa druge strane, ako se uzme da je  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$  odakle sledi da je  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , dobijaju se izrazi:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y \partial x} = 0, \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} = 0. \quad (7.5)$$

Zamenom 7.4 i 7.5 u jednačinu 7.3 se dobija da je:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} = -\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad \text{i} \quad \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2}, \quad (7.6)$$

a primenom izraza 7.6 u 7.1 i 7.2 sledi da je:

$$\mathbf{x} : -\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + 2\frac{\omega}{c}\kappa \left( -\frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \alpha E_x = 0, \quad (7.7)$$

$$\mathbf{y} : -\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + 2\frac{\omega}{c}\kappa \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \alpha E_y = 0, \quad (7.8)$$

gde je  $\alpha = \omega^2/c^2(\mu\varepsilon - \kappa^2)$ . Pošto je  $E_x = E_{x0}e^{ikz}$  i  $E_y = E_{y0}e^{ikz}$ , izrazi 7.7 i 7.8 postaju:

$$(-k^2 + \alpha) E_{x0} + 2i\frac{\omega}{c}\kappa E_{y0} = 0, \quad (7.9)$$

$$(-k^2 + \alpha) E_{y0} - 2i\frac{\omega}{c}\kappa E_{x0} = 0. \quad (7.10)$$

Da bi  $E_{x0}$  i  $E_{y0}$  predstavljali netrivialna rešenja, mora biti ispunjeno:

$$\begin{vmatrix} (-k^2 + \alpha) & 2ik\frac{\omega}{c}\kappa \\ -2ik\frac{\omega}{c}\kappa & (-k^2 + \alpha) \end{vmatrix} = 0, \quad (7.11)$$

odakle se dobija karakteristična jednačina oblika:

$$k^4 - 2k^2\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon\mu - \kappa^2) + \frac{\omega^4}{c^4}(\varepsilon\mu - \kappa^2)^2 - 4k^2\frac{\omega^2}{c^2}\kappa^2 = 0, \quad (7.12)$$

a rešavanjem ove jednačine se izvodi izraz za talasne vektore 2.20:

$$k_{\pm} = \pm\frac{\omega}{c}(\sqrt{\varepsilon\mu} \pm \kappa), \quad (7.13)$$

gde znak unutar zagrade zavisi od polarizacije upadnog talasa, (+) je za RCP, a znak (-) za LCP talase. Znak  $\pm$  ispred zagrade označava smer prostiranja talasa, tj. (+) za pozitivni, a (-) za negativni smer  $z$  ose.

## 7.2 Veza između koeficijenata refleksije i transmisije linearno i cirkularno polarizovanih talasa

Za koeficijente transmisije važi:

$$\begin{pmatrix} t_{++} & t_{+-} \\ t_{-+} & t_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (t_{pp} + t_{ss}) + i(t_{ps} - t_{sp}) & (t_{pp} - t_{ss}) - i(t_{ps} + t_{sp}) \\ (t_{pp} - t_{ss}) + i(t_{ps} + t_{sp}) & (t_{pp} + t_{ss}) - i(t_{ps} - t_{sp}) \end{pmatrix}, \quad (7.14)$$

a za koeficijente refleksije:

$$\begin{pmatrix} r_{++} & r_{+-} \\ r_{-+} & r_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (r_{ss} - r_{pp}) - i(r_{ps} + r_{sp}) & (r_{pp} + r_{ss}) + i(r_{ps} - r_{sp}) \\ (r_{pp} + r_{ss}) - i(r_{ps} - r_{sp}) & (r_{ss} - r_{pp}) + i(r_{ps} + r_{sp}) \end{pmatrix}, \quad (7.15)$$

gde su sa slovima  $s$  i  $p$  označeni koeficijenti linearno, a sa  $\pm$  koeficijenti cirkularno polarizovanih talasa.

## Reference

- [1] F. Monticone and A. Alù. Metamaterial, plasmonic and nanophotonic devices. *Rep. Prog. Phys.*, 80(3):036401, 2017. 1
- [2] D. B. Stojanović, J. Radovanović, V. Milanović, and Z. Rakočević. Ellipsometry data analysis and ellipsometric spectra of complex materials. *Tehnika*, 69(2):185–189, 2014. 1
- [3] D. B. Stojanović, A. Chiappini, G. Korićanac, M. Nenadović, M. Ferrari, and Z. Rakočević. Assessment of structural and optical properties of self-assembled photonic structures. In *Book of Abstracts, V International School and Conference on Photonics*, page 189, 2015. 1
- [4] L. Solymar and E. Shamonina. *Waves in Metamaterials*. Oxford University Press, 2009. 1, 2
- [5] [https://en.wikipedia.org/wiki/photonic\\_crystal](https://en.wikipedia.org/wiki/photonic_crystal). 1
- [6] <https://ssec.si.edu/stemvisions-blog/butterfly-wing-optics>. 1
- [7] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*, volume 8. Wiley New York, 1996. 2
- [8] K. Busch, G. von Freymann, S. Linden, S. F. Mingaleev, L. Tkeshelashvili, and M. Wegener. Periodic nanostructures for photonics. *Phys. Rep.*, 444(3-6):101–202, 2007. 2
- [9] P. N. Prasad. *Nanophotonics*. John Wiley & Sons, 2004. 2
- [10] D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire. Metamaterials and negative refractive index. *Science*, 305(5685):788–792, 2004. 2, 15
- [11] S. A. Ramakrishna and T. M. Grzegorzcyk. *Physics and applications of negative refractive index materials*. CRC press, 2008. 3, 4, 45
- [12] S. A. Tretyakov. A personal view on the origins and developments of the metamaterial concept. *J. Opt.*, 19(1):013002, 2016. 3



- [13] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroschnichenko, Y. H. Fu, J. B. Zhang, and B. Lukyanchuk. Magnetic light. *Sci. Rep.*, 2:492, 2012. 3
- [14] W. Cai and V. Shalaev. *Optical metamaterials: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2010. 4, 37, 38
- [15] V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ . *Phys. Usp.*, 10(4):509, 1968. 4
- [16] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 76(25):4773, 1996. 5
- [17] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, 47(11):2075–2084, 1999. 5
- [18] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial. *Appl. Phys. Lett.*, 78(4):489–491, 2001. 5, 7
- [19] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84(18):4184, 2000. 5
- [20] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, 308(5721):534–537, 2005. 5, 6
- [21] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck. Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 95(13):137404, 2005. 6
- [22] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar. Hyperbolic metamaterials. *Nat. Photonics*, 7(12):948–957, 2013. 6
- [23] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith. Controlling electromagnetic fields. *Science*, 312(5781):1780–1782, 2006. 6
- [24] J. K. Gansel, M. Thiel, M. S. Rill, M. Decker, K. Bade, V. Saile, G. Von Freymann, S. Linden, and M. Wegener. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer. *Science*, 325(5947):1513–1515, 2009. 6, 13
- [25] N. Liu, H. Liu, S. Zhu, and H. Giessen. Stereometamaterials. *Nat. Photonics*, 3(3):157–162, 2009. 6, 13

- [26] E. Verhagen, R. De Waele, L. Kuipers, and A. Polman. Three-dimensional negative index of refraction at optical frequencies by coupling plasmonic waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 105(22):223901, 2010. 6
- [27] J. C. Ginn, I. Brener, D. W. Peters, J. R. Wendt, J. O. Stevens, P. F. Hines, L. I. Basilio, L. K. Warne, J. F. Ihlefeld, P. G. Clem, and M. B. Sinclair. Realizing optical magnetism from dielectric metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 108(9):097402, 2012. 6
- [28] N. Yu, F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, Z. Gaburro, and F. Capasso. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces. *Nano Lett.*, 12(12):6328–6333, 2012. 6, 7
- [29] U. Leonhardt. Optical conformal mapping. *Science*, 312(5781):1777–1780, 2006. 6
- [30] C. M. Soukoulis and M. Wegener. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials. *Nat. Photonics*, 5(9):523–530, 2011. 7
- [31] S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski. Metasurfaces: From microwaves to visible. *Phys. Rep.*, 634:1–72, 2016. 7
- [32] K. Li, S. J. McLean, R. B. Greigor, C. G. Parazzoli, and M. H. Tanielian. Free-space focused-beam characterization of left-handed materials. *Appl. Phys. Lett.*, 82(15):2535–2537, 2003. 7
- [33] A. J. Hoffman, L. Alekseyev, S. S. Howard, K. J. Franz, D. Wasserman, V. A. Podolskiy, E. E. Narimanov, D. L. Sivco, and C. Gmachl. Negative refraction in semiconductor metamaterials. *Nat. Mater.*, 6(12):946–950, 2007. 7
- [34] S. O’Brien and J. B. Pendry. Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites. *J. Phys. Condens. Matter.*, 14(15):4035, 2002. 7
- [35] T. Q. Li, H. Liu, T. Li, S. M. Wang, J. X. Cao, Z. H. Zhu, Z. G. Dong, S. N. Zhu, and X. Zhang. Suppression of radiation loss by hybridization effect in two coupled split-ring resonators. *Phys. Rev. B*, 80(11):115113, 2009. 8
- [36] Y. Yuan, B.-I. Popa, and S. A. Cummer. Zero loss magnetic metamaterials using powered active unit cells. *Opt. Express*, 17(18):16135–16143, 2009. 8
- [37] J. B. Khurgin. How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials. *Nat. Nanotechnol.*, 10(1):2–6, 2015. 8, 87

- [38] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson, and C. H. Papas. On electromagnetic waves in chiral media. *Appl. Phys.*, 18(2):211–216, 1979. 8, 50
- [39] W. Kelvin and Thomson B. *Baltimore lectures on molecular dynamics and the wave theory of light*. CJ Clay and Sons, 1904. 8
- [40] [https://en.wikipedia.org/wiki/gastropod\\_shell](https://en.wikipedia.org/wiki/gastropod_shell). 9
- [41] Y. Liu and X. Zhang. Metamaterials: a new frontier of science and technology. *Chem. Soc. Rev.*, 40(5):2494–2507, 2011. 9
- [42] E. Plum, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev. Planar metamaterial with transmission and reflection that depend on the direction of incidence. *Appl. Phys. Lett.*, 94(13):131901, 2009. 9
- [43] V. Sharma, M. Crne, J. O. Park, and M. Srinivasarao. Structural origin of circularly polarized iridescence in jeweled beetles. *Science*, 325(5939):449–451, 2009. 8, 9
- [44] V. Saranathan, C. O. Osuji, S. GJ. Mochrie, H. Noh, S. Narayanan, A. Sandy, E. R. Dufresne, and R. O. Prum. Structure, function, and self-assembly of single network gyroid (I4132) photonic crystals in butterfly wing scales. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 107(26):11676–11681, 2010. 8
- [45] I. Čorić and B. List. Asymmetric spiroacetalization catalysed by confined Bronsted acids. *Nature*, 483(7389):315–319, 2012. 8
- [46] D. L. Lewis, A. W. Garrison, K. E. Wommack, A. Whittemore, P. Steudler, and J. Melillo. Influence of environmental changes on degradation of chiral pollutants in soils. *Nature*, 401(6756):898–901, 1999. 8
- [47] M. E. Franks, G. R. Macpherson, and W. D. Figg. Thalidomide. *The Lancet*, 363(9423):1802–1811, 2004. 9
- [48] J. T. Collins, C. Kuppe, D. C. Hooper, C. Sibilina, M. Centini, and V. K. Valev. Chirality and Chiroptical Effects in Metal Nanostructures: Fundamentals and Current Trends. *Adv. Opt. Mater.*, 6, 2017. 9, 12
- [49] E. Hecht. *Optics, 4th*, volume 3. 2002. 10, 22, 23, 24
- [50] H. Fujiwara. *Spectroscopic ellipsometry: principles and applications*. John Wiley & Sons, 2007. 10, 21, 22, 25, 28, 29
- [51] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Viitanen. *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. Artech House, 1994. 11, 26, 29

- [52] L. D. Barron. *Molecular light scattering and optical activity*. Cambridge University Press, 2004. 11, 62
- [53] K. F. Lindman. Uber eine durch ein isotropes system von spiralförmigen resonatoren erzeugte rotationspolarisation der elektromagnetischen wellen. *Ann. Phys.*, 368(23):621–644, 1920. 11
- [54] Z. Fan and A. O. Govorov. Plasmonic circular dichroism of chiral metal nanoparticle assemblies. *Nano Lett.*, 10(7):2580–2587, 2010. 13
- [55] V. A. Fedotov, P. L. Mladyonov, S. L. Prosvirnin, A. V. Rogacheva, Y. Chen, and N. I. Zheludev. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure. *Phys. Rev. Lett.*, 97(16):167401, 2006. 13
- [56] R. Singh, E. Plum, C. Menzel, C. Rockstuhl, A. K. Azad, R. A. Cheville, F. Lederer, W. Zhang, and N. I. Zheludev. Terahertz metamaterial with asymmetric transmission. *Phys. Rev. B*, 80(15):153104, 2009. 13, 93
- [57] E. Plum, X.-X. Liu, V. A. Fedotov, Y. Chen, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev. Metamaterials: optical activity without chirality. *Phys. Rev. Lett.*, 102(11):113902, 2009. 13, 14
- [58] M. Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y. Ino, M. Kauranen, K. Jefimovs, T. Vallius, J. Turunen, and Y. Svirko. Giant optical activity in quasi-two-dimensional planar nanostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 95(22):227401, 2005. 13
- [59] V. K. Valev, B. D. Clercq, X. Zheng, D. Denkova, E. J. Osley, S. Vandendriessche, A. V. Silhanek, V. Volskiy, P. A. Warburton, G. A. E. Vandenbosch, M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest. The role of chiral local field enhancements below the resolution limit of Second Harmonic Generation microscopy. *Opt. Express*, 20(1):256–264, 2012. 13
- [60] V. K. Valev, N. Smisdom, A. V. Silhanek, B. De Clercq, W. Gillijns, M. Ameloot, V. V. Moshchalkov, and T. Verbiest. Plasmonic ratchet wheels: switching circular dichroism by arranging chiral nanostructures. *Nano Lett.*, 9(11):3945–3948, 2009. 13, 14
- [61] M. Decker, M. Ruther, C. E. Kriegler, J. Zhou, C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener. Strong optical activity from twisted-cross photonic metamaterials. *Opt. Lett.*, 34(16):2501–2503, 2009. 13
- [62] M. J. Huttunen, G. Bautista, M. Decker, S. Linden, M. Wegener, and M. Kauranen. Nonlinear chiral imaging of subwavelength-sized twisted-cross gold nanodimers. *Opt. Mater. Express*, 1(1):46–56, 2011. 13

- [63] V. K. Valev, J. J. Baumberg, C. Sibilia, and T. Verbiest. Chirality and chiroptical effects in plasmonic nanostructures: fundamentals, recent progress, and outlook. *Adv. Mater.*, 25(18):2517–2534, 2013. 14
- [64] M. Decker, R. Zhao, C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener. Twisted split-ring-resonator photonic metamaterial with huge optical activity. *Opt. Lett.*, 35(10):1593–1595, 2010. 14
- [65] T. Verbiest, M. Kauranen, Y. Van Rompaey, and A. Persoons. Optical activity of anisotropic achiral surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 77(8):1456, 1996. 14
- [66] A. Belardini, M. C. Larciprete, M. Centini, E. Fazio, C. Sibilia, D. Chiappe, C. Martella, A. Toma, M. Giordano, and F. B. De Mongeot. Circular dichroism in the optical second-harmonic emission of curved gold metal nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 107(25):257401, 2011. 14
- [67] C. Noguez and I. L. Garzón. Optically active metal nanoparticles. *Chem. Soc. Rev.*, 38(3):757–771, 2009. 14
- [68] A. Kuzyk, R. Schreiber, Z. Fan, G. Pardatscher, E.-M. Roller, A. Högele, F. C. Simmel, A. O. Govorov, and T. Liedl. DNA-based self-assembly of chiral plasmonic nanostructures with tailored optical response. *Nature*, 483(7389):311–314, 2012. 14
- [69] B. Ferguson and X.-C. Zhang. Materials for terahertz science and technology. *Nat. Mater.*, 1(1):26, 2002. 14, 15
- [70] M. Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nat. Photonics*, 1(2):97–105, 2007. 14
- [71] K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen. Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in  $\text{LiNbO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 19(9):320–323, 1971. 15
- [72] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885):156–159, 2002. 15
- [73] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media. *Phys. Rev. Lett.*, 53(16):1555, 1984. 15
- [74] M. Nagel, P. Haring Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff, and R. Büttner. Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics. *Appl. Phys. Lett.*, 80(1):154–156, 2002. 15

- [75] A. Redo-Sanchez, N. Laman, B. Schulkin, and T. Tongue. Review of terahertz technology readiness assessment and applications. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, 34(9):500–518, 2013. 15
- [76] W. Withayachumnankul and D. Abbott. Metamaterials in the terahertz regime. *IEEE Photon. J.*, 1(2):99–118, 2009. 15
- [77] T. Koschny, C. M. Soukoulis, and M. Wegener. Metamaterials in microwaves, optics, mechanics, thermodynamics, and transport. *J. Opt.*, 19(8):084005, 2017. 15
- [78] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt. Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119):597–600, 2006. 16, 17
- [79] D. Stojanović, N. Woehrl, and V. Buck. Synthesis and characterization of graphene films by hot filament chemical vapor deposition. *Phys. Scr.*, 2012(T149):014068, 2012. 16
- [80] D. Stojanović, A. Matković, S. Aškračić, A. Beltaos, U. Ralević, Dj. Jovanović, D. Bajuk-Bogdanović, I. Holclajtner-Antunović, and R. Gajić. Raman spectroscopy of graphene: doping and mapping. *Phys. Scr.*, 2013(T157):014010, 2013. 16
- [81] D. Correas-Serrano, J. S. Gomez-Diaz, J. Perruisseau-Carrier, and A. Alvarez-Melcon. Graphene-based plasmonic tunable low-pass filters in the terahertz band. *IEEE Trans. Nanotechnol.*, 13(6):1145–1153, 2014. 16, 17
- [82] D. Wu, N. Fang, C. Sun, X. Zhang, W. J. Padilla, D. N. Basov, D. R. Smith, and S. Schultz. Terahertz plasmonic high pass filter. *Appl. Phys. Lett.*, 83(1):201–203, 2003. 16
- [83] H. Tao, N. I. Landy, C. M. Bingham, X. Zhang, R. D. Averitt, and W. J. Padilla. A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization. *Opt. Express*, 16(10):7181–7188, 2008. 16, 17
- [84] Q.-Y. Wen, H.-W. Zhang, Y.-S. Xie, Q.-H. Yang, and Y.-L. Liu. Dual band terahertz metamaterial absorber: design, fabrication, and characterization. *Appl. Phys. Lett.*, 95(24):241111, 2009. 16
- [85] Y. Wang, X. Wen, Y. Qu, T. Fu, and Z. Zhang. Direct and indirect coupling mechanisms in a chiral plasmonic system. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 49(40):405104, 2016. 16, 65, 84

- [86] F. Hu, L. Wang, B. Quan, X. Xu, Z. Li, Z. Wu, and X. Pan. Design of a polarization insensitive multiband terahertz metamaterial absorber. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46(19):195103, 2013. 16, 91
- [87] A. C. Strikwerda, K. Fan, H. Tao, D. V. Pilon, X. Zhang, and R. D. Averitt. Comparison of birefringent electric split-ring resonator and meanderline structures as quarter-wave plates at terahertz frequencies. *Opt. Express*, 17(1):136–149, 2009. 16
- [88] S. J. Park, J. T. Hong, S. J. Choi, H. S. Kim, W. K. Park, S. T. Han, J. Y. Park, S. Lee, D. S. Kim, and Y. H. Ahn. Detection of microorganisms using terahertz metamaterials. *Sci. Rep.*, 4, 2014. 16, 17
- [89] D.-K. Lee, J.-H. Kang, J.-S. Lee, H.-S. Kim, C. Kim, J. H. Kim, T. Lee, J.-H. Son, Q.-H. Park, and M. Seo. Highly sensitive and selective sugar detection by terahertz nano-antennas. *Sci. Rep.*, 5:15459, 2015. 16, 17
- [90] W. Xu, L. Xie, and Y. Ying. Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review. *Nanoscale*, 9(37):13864–13878, 2017. 16
- [91] I. Al-Naib, C. Jansen, and M. Koch. Thin-film sensing with planar asymmetric metamaterial resonators. *Appl. Phys. Lett.*, 93(8):083507, 2008. 16
- [92] C. Debus and P. H. Bolivar. Frequency selective surfaces for high sensitivity terahertz sensing. *Appl. Phys. Lett.*, 91(18):184102, 2007. 16
- [93] T. Driscoll, G. O. Andreev, D. N. Basov, S. Palit, S. Y. Cho, N. M. Jokerst, and D. R. Smith. Tuned permeability in terahertz split-ring resonators for devices and sensors. *Appl. Phys. Lett.*, 91(6):062511, 2007. 16
- [94] R. Sowade, I. Breunig, I. C. Mayorga, J. Kiessling, C. Tulea, V. Dierolf, and K. Buse. Continuous-wave optical parametric terahertz source. *Opt. Express*, 17(25):22303–22310, 2009. 16
- [95] H. Tao, W. J. Padilla, X. Zhang, and R. D. Averitt. Recent progress in electromagnetic metamaterial devices for terahertz applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 17(1):92–101, 2011. 16
- [96] D. B. Burckel, J. R. Wendt, G. A. Ten Eyck, A. R. Ellis, I. Brener, and M. B. Sinclair. Fabrication of 3D Metamaterial Resonators Using Self-Aligned Membrane Projection Lithography. *Adv. Mater.*, 22(29):3171–3175, 2010. 17
- [97] J. S. Randhawa, S. S. Gurbani, M. D. Keung, D. P. Demers, M. R. Leahy-Hoppa, and D. H. Gracias. Three-dimensional surface current loops in terahertz responsive microarrays. *App. Phys. Lett.*, 96(19):191108, 2010. 17

- [98] S. Katletz, M. Pfeleger, H. Pühringer, M. Mikulics, N. Vieweg, O. Peters, B. Scherger, M. Scheller, M. Koch, and K. Wiesauer. Polarization sensitive terahertz imaging: detection of birefringence and optical axis. *Opt. Express*, 20(21):23025–23035, 2012. 17
- [99] M. R. Hashemi, S. Cakmakyapan, and M. Jarrahi. Reconfigurable metamaterials for terahertz wave manipulation. *Rep. Prog. Phys.*, 80(9):094501, 2017. 17
- [100] N. Kanda, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami. Terahertz wave polarization rotation with double layered metal grating of complimentary chiral patterns. *Opt. Express*, 15(18):11117–11125, 2007. 18
- [101] S. Zhang, Y.-S. Park, J. Li, X. Lu, W. Zhang, and X. Zhang. Negative refractive index in chiral metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 102(2):023901, 2009. 18
- [102] J. Zhou, D. R. Chowdhury, R. Zhao, A. K. Azad, H.-T. Chen, C. M. Soukoulis, A. J. Taylor, and J. F. O’Hara. Terahertz chiral metamaterials with giant and dynamically tunable optical activity. *Phys. Rev. B*, 86:035448, 2012. 18
- [103] S. Zhang, J. Zhou, Y.-S. Park, J. Rho, R. Singh, S. Nam, A. K. Azad, H.-T. Chen, X. Yin, A. J. Taylor, and X. Zhang. Photoinduced handedness switching in terahertz chiral metamolecules. *Nat. Commun.*, 3:942, 2012. 18
- [104] T. Kan, A. Isozaki, N. Kanda, N. Nemoto, K. Konishi, H. Takahashi, M. Kuwata-Gonokami, K. Matsumoto, and I. Shimoyama. Enantiomeric switching of chiral metamaterial for terahertz polarization modulation employing vertically deformable MEMS spirals. *Nat. Commun.*, 6:8422, 2015. 18, 62, 93
- [105] J. Wu, B. Ng, H. Liang, M. B. H. Breese, M. Hong, S. A. Maier, H. O. Moser, and O. Hess. Chiral metafoils for terahertz broadband high-contrast flexible circular polarizers. *Phys. Rev. Appl.*, 2(1):014005, 2014. 18, 19, 78
- [106] D. J. Griffiths. *Introduction to electrodynamics*. Prentice Hall, 1962. 22, 23
- [107] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Electrodynamics of continuous media*, volume 8. Pergamon Press, 1984. 22, 53
- [108] <https://em.geosci.xyz/index.html>. 23, 24
- [109] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1999. 24, 46



- [110] B. E. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley New York, 2007. 24
- [111] I. V. Shadrivov, M. Lapine, and Y. S. Kivshar. *Nonlinear, tunable and active metamaterials*, volume 1. Springer, 2015. 25
- [112] B. Z. Katselenbaum, E. N. Korshunova, A. N. Sivov, and A. D. Shatrov. Chiral electromagnetic objects. *Phys. Usp.*, 40(11):1149, 1997. 26
- [113] J. Lekner. Optical properties of isotropic chiral media. *J. Opt. A: Pure Appl. Optics*, 5(4):417, 1996. 26, 86
- [114] J. B. Pendry and A. MacKinnon. Calculation of photon dispersion relations. *Phys. Rev. Lett.*, 69(19):2772, 1992. 27
- [115] P. Markoř and C. M. Soukoulis. Numerical studies of left-handed materials and arrays of split ring resonators. *Phys. Rev. E*, 65(3):036622, 2002. 27
- [116] J. Hao and L. Zhou. Electromagnetic wave scatterings by anisotropic metamaterials: Generalized  $4 \times 4$  transfer-matrix method. *Phys. Rev. B*, 77(9):094201, 2008. 27
- [117] D. L. Jaggard and X. Sun. Theory of chiral multilayers. *J. Opt. Soc. Am. A*, 9(5):804–813, 1992. 27, 29
- [118] N. Engheta and R. W. Ziolkowski. *Metamaterials: physics and engineering explorations*. John Wiley & Sons, 2006. 27
- [119] M. P. Silverman. Reflection and refraction at the surface of a chiral medium: comparison of gyrotropic constitutive relations invariant or noninvariant under a duality transformation. *J. Opt. Soc. Am. A*, 3(6):830–837, 1986. 29
- [120] E. Georgieva. Reflection and refraction at the surface of an isotropic chiral medium: eigenvalue–eigenvector solution using a  $4 \times 4$  matrix method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(10):2203–2211, 1995. 29
- [121] R. Zhao, T. Koschny, and C.M. Soukoulis. Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate. *Opt. Express*, 18(14):14553–14567, Jul 2010. 34, 48, 49, 50, 51, 52, 57
- [122] Y.-S. Lee. *Principles of terahertz science and technology*, volume 170. Springer Science & Business Media, 2009. 37
- [123] S. A. Maier. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007. 38

- [124] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Query. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W. *Appl. Opt.*, 24(24):4493–4499, 1985. 38
- [125] J. B. Khurgin and A. Boltasseva. Reflecting upon the losses in plasmonics and metamaterials. *MRS bulletin*, 37(8):768–779, 2012. 38
- [126] J.-M. Jin. *The finite element method in electromagnetics*. John Wiley & Sons, 2015. 39
- [127] COMSOL. <https://www.comsol.com/multiphysics/finite-element-method>. 39
- [128] [http://hplgit.github.io/inf5620/doc/pub/sphinx-fem/.\\_main\\_fem000.html](http://hplgit.github.io/inf5620/doc/pub/sphinx-fem/._main_fem000.html). 39
- [129] RF COMSOL. Module Users Guide, 2012. 41
- [130] H. G. Winful. Tunneling time, the Hartman effect, and superluminality: A proposed resolution of an old paradox. *Phys. Rep.*, 436(1-2):1–69, 2006. 45, 46
- [131] H. G. Winful. The meaning of group delay in barrier tunnelling: a re-examination of superluminal group velocities. *New J. Phys.*, 8(6):101, 2006. 45
- [132] S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, and M. Belmonte. Superluminal optical pulse propagation at 1.5  $\mu\text{m}$  in periodic fiber Bragg gratings. *Phys. Rev. E*, 64(5):055602, 2001. 45
- [133] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial. *Science*, 312(5775):892–894, 2006. 45
- [134] J. F. Woodley and M. Mojahedi. Negative group velocity and group delay in left-handed media. *Phys. Rev. E*, 70:046603, 2004. 45, 63
- [135] F. Miyamaru, H. Morita, Y. Nishiyama, T. Nishida, T. Nakanishi, M. Kitano, and W. Mitsuo. Ultrafast optical control of group delay of narrow-band terahertz waves. *Sci. Rep.*, 4:43461–5, 2014. 45, 63
- [136] H. G. Winful. Delay time and the Hartman effect in quantum tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 91:260401, 2003. 46
- [137] I. Ilić, P. P. Beličev, V. Milanović, and J. Radovanović. Analysis of tunneling times in absorptive and dispersive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(11):1800–1804, Nov 2008. 46, 54

- [138] P. P. Beličev, I. Ilić, V. Milanović, J. Radovanović, and Lj. Hadžievski. Tunneling times in metamaterials with saturable nonlinearity. *Phys. Rev. A*, 80(2):023821, 2009. 46
- [139] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Phys. Rev. B*, 65(19):195104, 2002. 48
- [140] D. R. Smith and J. B. Pendry. Homogenization of metamaterials by field averaging. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(3):391–403, 2006. 48, 50
- [141] A. Andryieuski, C. Menzel, C. Rockstuhl, R. Malureanu, F. Lederer, and A. Lavrinenko. Homogenization of resonant chiral metamaterials. *Phys. Rev. B*, 82:235107, 2010. 48
- [142] R. Zhao, J. Zhou, T. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Repulsive Casimir force in chiral metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 103(10):103602, 2009. 50
- [143] I. Sakellari, X. Yin, M. L. Nesterov, K. Terzaki, A. Xomalis, and M. Farsari. 3D Chiral Plasmonic Metamaterials Fabricated by Direct Laser Writing: The Twisted Omega Particle. *Adv. Opt. Mater.*, 5(16), 2017. 50
- [144] D. B. Stojanović, J. Radovanović, and V. Milanović. Delay times in a terahertz chiral metamaterial slab. *Phys. Rev. A*, 94(2):023848, 2016. 52, 53, 59, 60, 61, 63, 65
- [145] W.-C. Wang. *Electromagnetic wave theory*. Wiley, New York, 1986. 53
- [146] P.-G. Luan. Power loss and electromagnetic energy density in a dispersive metamaterial medium. *Phys. Rev. E*, 80(4):046601, 2009. 54, 55
- [147] P.G. Luan, Y.-T. Wang, S. Zhang, and X. Zhang. Electromagnetic energy density in a single-resonance chiral metamaterial. *Opt. Lett.*, 36(5):675–677, 2011. 54
- [148] Y. Luo, C. Chi, M. Jiang, R. Li, S. Zu, Y. Li, and Z. Fang. Plasmonic Chiral Nanostructures: Chiroptical Effects and Applications. *Adv. Opt. Mater.*, 5:1700040, 2017. 58, 59
- [149] M. I. Stockman. Nanoplasmonics: The physics behind the applications. *Phys. Today*, 64(2):39–44, 2011. 58

- [150] Z. Wang, F. Cheng, T. Winsor, and Y. Liu. Optical chiral metamaterials: a review of the fundamentals, fabrication methods and applications. *Nanotechnology*, 27(41):412001, 2016. 60
- [151] M. Li, L. Guo, J. Dong, and H. Yang. An ultra-thin chiral metamaterial absorber with high selectivity for LCP and RCP waves. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 47(18):185102, 2014. 61
- [152] D. B. Stojanović, J. Radovanović, and V. Milanović. Influence of the geometry of terahertz chiral metamaterial on transmission group delays. *Opt. Quant. Electron.*, 48(4):272, 2016. 61, 66
- [153] G. Kenanakis, R. Zhao, A. Stavrinidis, G. Konstantinidis, N. Katsarakis, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. N. Economou. Flexible chiral metamaterials in the terahertz regime: a comparative study of various designs. *Opt. Mater. Express*, 2(12):1702–1712, 2012. 62
- [154] Y. Cui, L. Kang, S. Lan, S. Rodrigues, and W. Cai. Giant chiral optical response from a twisted-arc metamaterial. *Nano Lett.*, 14(2):1021–1025, 2014. 62
- [155] H. S. Park, T.-T. Kim, H.-D. Kim, K. Kim, and B. Min. Nondispersive optical activity of meshed helical metamaterials. *Nat. Commun.*, 5:5435, 2014. 62
- [156] D. Solli, R. Y Chiao, and J. M Hickmann. Superluminal effects and negative group delays in electronics, and their applications. *Phys. Rev. E*, 66(5):056601, 2002. 63
- [157] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, J. Radovanović, V. Milanović, and Lj. Hadžievski. Influence of a resonance on delay times in terahertz chiral metamaterial slab. In *Book of abstracts, VI International School and Conference on Photonics*, page 188, 2017. 65
- [158] J. K. Gansel, M. Wegener, S. Burger, and S. Linden. Gold helix photonic metamaterials: A numerical parameter study. *Opt. Express*, 18(2):1059–1069, 2010. 65, 68
- [159] Y.-R. Li, R.-M. Ho, and Y.-C. Hung. Plasmon hybridization and dipolar interaction on the resonances of helix metamaterials. *IEEE Photon. J.*, 5(2):2700510, 2013. 65, 72
- [160] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, J. F. Zhou, C. M. Soukoulis, and S. Linden. Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials. *Opt. Lett.*, 30(23):3198–3200, 2005. 65

- [161] D. B. Stojanović, J. Radovanović, and V. Milanović. Influence of the chirality magnitude on the reflection and transmission group delays in terahertz chiral metamaterials. In *Book of Abstracts, V International School and Conference on Photonics*, page 210, 2015. 66
- [162] N. Liu and H. Giessen. Coupling effects in optical metamaterials. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 49(51):9838–9852, 2010. 71, 72, 73, 85
- [163] Y. Yuan, C. Bingham, T. Tyler, S. Palit, T. H. Hand, W. J. Padilla, N. M. Jokerst, and S. A. Cummer. A dual-resonant terahertz metamaterial based on single-particle electric-field-coupled resonators. *Appl. Phys. Lett.*, 93(19):191110, 2008. 72, 84, 85
- [164] N. Liu, S. Kaiser, and H. Giessen. Magnetoinductive and electroinductive coupling in plasmonic metamaterial molecules. *Adv. Mat.*, 20(23):4521–4525, 2008. 72
- [165] T. Li, H. Liu, T. Li, S. M. Wang, F. M. Wang, R. X. Wu, P. Chen, S. N. Zhu, and X. Zhang. Magnetic resonance hybridization and optical activity of microwaves in a chiral metamaterial. *Appl. Phys. Lett.*, 92(13):131111, 2008. 72, 85
- [166] H. Liu, D. Genov, D. Wu, Y. M. Liu, J. M. Steele, C. Sun, S. N. Zhu, and X. Zhang. Magnetic plasmon propagation along a chain of connected sub-wavelength resonators at infrared frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 97(24):243902, 2006. 73
- [167] A. Chipouline and F. Küppers. Analytical qualitative modeling of passive and active metamaterials [invited]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 34(8):1597–1623, 2017. 74
- [168] V. Savinov, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev. Toroidal dipolar excitation and macroscopic electromagnetic properties of metamaterials. *Phys. Rev. B*, 89(20):205112, 2014. 74
- [169] T. Oates, T. Shaykhtudinov, T. Wagner, A. Furchner, and K. Hinrichs. Gyrotropy in achiral materials: The coupled oscillator model. *Adv. Mater.*, 26(42):7197–7201, 2014. 74, 75, 89
- [170] R. Singh, I. A. Al-Naib, M. Koch, and W. Zhang. Asymmetric planar terahertz metamaterials. *Opt. Express*, 18(12):13044–13050, Jun 2010. 74, 79
- [171] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis. Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz. *Science*, 306(5700):1351–1353, 2004. 75, 92

- [172] A. Baev, P. N. Prasad, H. Ågren, M. Samoć, and M. Wegener. Metaphotonics: An emerging field with opportunities and challenges. *Phys. Rep.*, 594:1–60, 2015. 75, 76
- [173] R. Marqués, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials. *Phys. Rev. B*, 65(14):144440, 2002. 75
- [174] X. Cheng, H. Chen, L. Ran, B.-I. Wu, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong. Negative refraction and cross polarization effects in metamaterial realized with bianisotropic S-ring resonator. *Phys. Rev. B*, 76(2):024402, 2007. 76, 77
- [175] Y. Pang, H. Cheng, Y. Zhou, and J. Wang. Analysis and design of wire-based metamaterial absorbers using equivalent circuit approach. *J. Appl. Phys.*, 113(11):114902, 2013. 76
- [176] J. Deng and Z. Huang. Radiative loss-determined circular dichroism of plasmonic nanospirals with bendable stability of chiroptical activity. *RSC Advances*, 6(87):84348–84353, 2016. 76
- [177] H. Guo, N. Liu, L. Fu, H. Schweizer, S. Kaiser, and H. Giessen. Thickness dependence of the optical properties of split-ring resonator metamaterials. *Phys. Status Solidi B*, 244(4):1256–1261, 2007. 76
- [178] V. S. Asadchy, Y. Radi, J. Vehmas, and S. A. Tretyakov. Functional metamirrors using bianisotropic elements. *Phys. Rev. Lett.*, 114(9):095503, 2015. 77
- [179] G. Kenanakis, E. N. Economou, C. M. Soukoulis, and M. Kafesaki. Controlling THz and far-IR waves with chiral and bianisotropic metamaterials. *EPJ Appl. Metamater.*, 2:15, 2015. 78, 93
- [180] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, J. Radovanović, V. Milanović, and Lj. Hadžievski. Electromagnetic wave propagation through terahertz chiral metamaterials. In *Book of abstracts, 10th Photonics Workshop*, page 9, 2017. 78, 79
- [181] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, and Lj. Hadžievski. Electromagnetic wave propagation through chiral metamaterials composed of twisted closed ring resonators. In *Book of abstracts, VI International School and Conference on Photonics*, page 190, 2017. 79
- [182] M. Kafesaki, T. Koschny, R. S. Penciu, T. F. Gundogdu, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Left-handed metamaterials: detailed numerical studies

- of the transmission properties. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 7(2):S12, 2005. 79, 88
- [183] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, and Lj. Hadžievski. Terahertz chiral metamaterial based on twisted closed ring resonators. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 51(4):045106, 2018. 80, 81, 84, 86, 87
- [184] D. J. Cho, F. Wang, X. Zhang, and Y. R. Shen. Contribution of the electric quadrupole resonance in optical metamaterials. *Phys. Rev. B*, 78(12):121101, 2008. 82
- [185] A. Khanikaev, N. Arju, Z. Fan, D. Purtseladze, F. Lu, J. Lee, P. Sarriugarte, M. Schnell, R. Hillenbrand, M. A. Belkin, and G. Shvets. Experimental demonstration of the microscopic origin of circular dichroism in two-dimensional metamaterials. *Nat. Commun.*, 7, 2016. 87
- [186] X. Yin, M. Schaferling, B. Metzger, and H. Giessen. Interpreting chiral nanophotonic spectra: the plasmonic Born–Kuhn model. *Nano Lett.*, 13(12):6238–6243, 2013. 89
- [187] E. Ozbay, K. Guven, and K. Aydin. Metamaterials with negative permeability and negative refractive index: experiments and simulations. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 9(9):S301, 2007. 92
- [188] B. Luk’yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, Harald G., and C. T. Chong. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nat. Mater.*, 9(9):707–715, 2010. 93
- [189] Y. Huang, Z. Yao, F. Hu, C. Liu, L. Yu, Y. Jin, and X. Xu. Tunable circular polarization conversion and asymmetric transmission of planar chiral graphene-metamaterial in terahertz region. *Carbon*, 119:305–313, 2017. 93
- [190] Y. Huang, Z. Yao, Q. Wang, F. Hu, and X. Xu. Coupling Tai Chi chiral metamaterials with strong optical activity in terahertz region. *Plasmonics*, 10(4):1005–1011, 2015. 93

# Spisak objavljenih radova

## Radovi objavljeni u međunarodnim časopisima

- [1] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, Lj. Hadžievski, "Terahertz chiral metamaterial based on twisted closed ring resonators", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 51(4), 045106 (7 pp) (2018).
- [2] D. B. Stojanović, J. Radovanović, V. Milanović, "Time delay in a terahertz chiral metamaterial slab", *Phys. Rev. A* 94(2), 023848 (7 pp) (2016).
- [3] D. Stojanović, A. Matković, S. Aškračić, A. Beltaos, U. Ralević, Dj. Jovanović, D. Bajuk-Bogdanović, I. Holclajtner-Antunović, R. Gajić, "Raman spectroscopy of graphene: doping and mapping", *Phys. Scripta* T157, 014010 (4 pp)(2013).
- [4] D. Stojanović, N. Woehrl, V. Buck, "Synthesis and characterization of graphene films by Hot Filament CVD", *Phys. Scripta* T149, 014068 (3 pp) (2012).
- [5] D. B. Stojanović, J. Radovanović, V. Milanović, "Influence of geometry of terahertz chiral metamaterial on transmission group delay", *Opt. Quant. Electron.* 48(4), 272 (6 pp) (2016).

## Radovi objavljeni u domaćim časopisima nacionalnog značaja

- [6] D. Stojanović, J. Radovanović, V. Milanović, Z. Rakočević, "Ellipsometric data analysis and calculation of ellipsometric parameters of complex materials", *Tehnika* 69(2), pp. 185-189 (2014).

## Radovi saopšteni na međunarodnim skupovima štampani u izvodu

- [7] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, Lj. Hadžievski, "Electromagnetic wave propagation through chiral metamaterials composed of twisted closed ring resonators", VI International School and Conference on Photonics, Book of abstracts, pp. 190 (Beograd, 2017).
- [8] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, J. Radovanović, V. Milanović, Lj. Hadžievski, "Influence of a resonance on delay times in terahertz chiral metamaterial slab", VI International School and Conference on Photonics, Book of abstracts, pp. 188 (Beograd, 2017).
- [9] D. B. Stojanović, J. Radovanović, V. Milanović, "Influence of the chirality magnitude on the reflection and transmission group delays in terahertz chiral metama-



terials”, Photonica 2015 - Book of abstracts, pp. 210 (Beograd, 2015).

[10] D. B. Stojanović, A. Chiappini, G. Korićanac, M. Nenadović, M. Ferrari, Z. Rakočević, ”Assessment of structural and optical properties of self-assembled photonic structures”, Photonica 2015 - Book of abstracts, pp. 189 (Beograd, 2015).

#### **Radovi saopšteni na skupovima nacionalnog značaja štampani u izvodu**

[11] D. B. Stojanović, P. P. Beličev, G. Gligorić, J. Radovanović, V. Milanović, Lj. Hadžievski, ”Electromagnetic wave propagation through terahertz chiral metamaterials”, 10th Photonics Workshop, Book of abstracts, pp. 9 (Kopaonik, 2017).

## Biografija

Danka Stojanović je rođena 22. oktobra 1987. godine u Beogradu, gde je pohađala osnovnu i srednju školu. Nakon završetka Pete Beogradske gimnazije 2006. godine, upisala je Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, smer Nanoelektronika, optoelektronika i laserska tehnika. Diplomirala je maja 2011. godine sa prosečnom ocenom 8,35 odbranom diplomskog rada na temu "Sinteza i karakterizacija grafenskih filmova". Eksperimente vezane za diplomski rad je radila na Fizičkom fakultetu Univerziteta Duizburg-Esen u okviru IAESTE prakse. Iste godine je upisala i master studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu, a završila ih je jula 2012. godine sa prosečnom ocenom 9,83 odbranom master rada na temu "Analiza Ramanovih spektara grafena". Eksperimente koje je prikazala u master radu je radila u Centru za fiziku čvrstog stanja i nove materijale, Instituta za fiziku u Beogradu. Doktorske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu, smer Nanoelektronika i fotonika, je upisala novembra 2012. godine. Od decembra iste godine je zaposlena kao istraživač pripravnik u Institutu za nuklearne nauke "Vinča", u Laboratoriji za atomsku fiziku, a 2013. godine je unapređena u zvanje istraživač saradnik. Tokom svoje naučne karijere je kao prvi autor objavila dva rada u vrhunskim međunarodnim časopisima [M21], dva u istaknutim međunarodnim časopisima [M22], po jedan u međunarodnom časopisu [M23] i u domaćem časopisu nacionalnog značaja [M51], kao i četiri rada u zbornicima apstrakata sa međunarodnih konferencija [M34].

## Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Данка Стојановић

Број индекса 2012/5023

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Простирање електромагнетних таласа кроз хиралне метаматеријале у терахерцном фреквентном опсегу

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

Потпис аутора

У Београду, 03.04.2018. год.



## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Данка Стојановић  
Број индекса 2012/5023  
Студијски програм Наноелектроника и фотоника  
Наслов рада Простирање електромагнетних таласа кроз хиралне  
метаматеријале у терахерцном фреквентном опсегу  
Ментор др Љупчо Хаџиевски

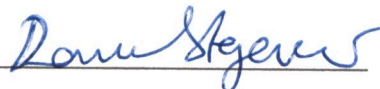
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис аутора

У Београду, 03.04.2018. год.



## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Простирање електромагнетних таласа кроз хиралне метаматеријале у терахерцном фреквентном опсегу

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)
3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)
6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.  
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

У Београду, 03.04.2018. год.

Потпис аутора



1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.