

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Borislav Z. Vasić

**MODELOVANJE GRADIRANIH
FOTONSKIH I PLAZMONSKIH KRISTALA
KOJI RADE U REŽIMU
METAMATERIJALA**

Doktorska disertacija

Beograd, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Borislav Z. Vasić

**MODELLING OF GRADED PHOTONIC
AND PLASMONIC CRYSTALS IN
METAMATERIAL REGIME**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Mentor teze,
Član komisije:
Dr. Jelena Radovanović
Vanredni profesor
Elektrotehnički fakultet
Univerzitet u Beogradu

Mentor na Institutu za fiziku,
Član komisije:
Dr. Radoš Gajić
Naučni savetnik
Institut za fiziku
Univerzitet u Beogradu

Član komisije:
Dr. Vitomir Milanović
Redovni profesor u penziji
Elektrotehnički fakultet
Univerzitet u Beogradu

Član komisije:
Dr. Milan Tadić
Redovni profesor
Elektrotehnički fakultet
Univerzitet u Beogradu

Zahvalnost

Ova disertacija je urađena pod vođstvom Dr. Radoša Gajića. Veoma sam zahvalan Radošu na podršci u svim aspektima mog rada u Centru za fiziku čvrstog stanja i nove materijale, Instituta za fiziku u Beogradu. Posebno, želim da se zahvalim Radošu na tome što me usmerio ka veoma interesantnim istraživačkim oblastima kao što su transformaciona optika, metamaterijali i fotoniski kristali, plazmonika, skenirajuća mikroskopija, grafen, itd.

Zahvaljujem se Dr. Jeleni Radovanović, mom mentoru na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu, na njenoj podršci i velikoj pomoći.

Želim da se zahvalim Dr. Zoranu Popoviću koji mi je dao mogućnost da radim u Centru za fiziku čvrstog stanja i nove materijale, Instituta za fiziku u Beogradu.

Takođe, zahvaljujem se i Dr. Vitomiru Milanoviću sa Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu, na njegovoj pomoći tokom mojih doktorskih studija.

Dr. Kurt Hingerl, koji je direktor Centra za površine i nanoanalitiku na Johan Kepler Univerzitetu u Lincu je naš dugogodišnji saradnik, tako da mu zahvaljujem za pomoć i podršku.

Rad na transformacionoj optici i plazmonici grafena je urađen u saradnji sa mojim kolegom iz kancelarije, Dr. Goranom Isićem. Zahvaljujem se Goranu na mnogim diskusijama i brojnim stvarima koje sam naučio od njega. Takođe, želim da se zahvalim i MSc Milki Jakovljević koja mi je dala njene programe u programskom paketu RETICOLO kao i za zajedničke diskusije o metamaterijalima.

Značajan deo mog rada na Institutu za fiziku je bio posvećen radu na skenirajućoj mikroskopiji. Veći deo ovog rada je bio posvećen istraživanju grafena, tako da želim da se zahvalim MSc Aleksandru Matkoviću i MSc Urošu Raleviću za njihov izuzetan rad na pripremi uzoraka grafena i pravljenju metalnih kontakata. Takođe, se zahvaljujem i dr. Đorđu Jovanoviću za Raman merenja grafena.

Rad na litografiji grafena korišćenjem mikroskopa na bazi atomskih sila je urađen u saradnji sa grupom Dr. Kristijana Tajherta sa Instituta za fiziku, Montanj univerziteta u Leobenu. Veoma sam zahvalan Dr. Kristijanu Tajhertu, Dr. Markusu Kraceru, MSc Andreasu Nevosadu i MSc Kristijanu Ganseru od kojih sam naučio mnoge stvari o skenirajućoj mikroskopiji kao i za njihovo gostoprimstvo tokom mojih poseta Leobenu.

Želim da se zahvalim i svim kolegama iz Centra za fiziku čvrstog stanja i nove materijale na njihovoj pomoći tokom mojih doktorskih studija.

Zahvaljujem se na finansijskoj podršci projektima Ministarstva prosvete i nauke Republike Srbije OI171005, OI141047 i III45018 i FP7 projektima Evropske komisije "NIM_NIL: Materijali sa negativnim indeksom prelamanja korišćenjem nanoimprint litografije" i "NanoCharm: Karakterizacija Multifunkcionalnih Nanomaterijala - Elipsometrija i Polarimetrija".

Konačno, zahvaljujem se mojim roditeljima, Nevenki i Zdravku, i mojoj verenici Ivani za njihovu veliku podršku. Takođe, puno hvala i mojoj baki Bosiljki, tetki Radmili i bratu Milošu koji su bili moja porodica tokom mojih doktorskih studija u Beogradu.

Rezime

U ovoj tezi su istraženi elektromagnetski kompozitni materijali u cilju realizacije sredina sa elektromagnetskim osobinama koje ne postoje u prirodnim materijalima. Istraživani kompoziti su jednodimenzionalni i dvodimenzionalni fotonski i plazmonski kristali. Jednodimenzionalne strukture se sastoje od slojeva odgovarajućeg oblika, dok se dvodimenzionalne strukture sastoje od štapića u vazduhu ili cilindričnih rupa u dielektriku. Pored struktura sa periodičnim ponavljanjem jediničnih ćelija, razmatraju se i gradirane strukture dobijene prostornom promenom geometrije ili dielektrične permitivnosti jediničnih ćelija. Fotonski kristali se sastoje isključivo od dielektrika, dok su plazmonski kristali kombinacija dielektričnih i plazmonske materijala, metala ili poluprovodnika. Posebna klasa razmotrenih kompozitnih struktura su planarni plazmonski kristali koji se sastoje od paralelnih traka od plazmonske materijala na dielektričnom substratu.

Sve kompozitne strukture se razmatraju u režimu metamaterijala gde veličina jedinične ćelije nije zanemarljiva u odnosu na talasnu dužinu svetlosti, ali se efektivni parametri ipak mogu definisati. I jednodimenzionalne i dvodimenzionalne strukture su homogenizovane pomoću Maksvel Garnetove teorije. Planarni plazmonski kristali nisu opisani efektivnim parametrima, nego se razmatraju kao nizovi istih i podtalasnih rezonatora sa definisanim plazmonskim rezonancijama tako da rezonantne karakteristike plazmonske kristala predstavljaju kolektivni odziv svih rezonatora.

Posebna pažnja je posvećena izboru odgovarajućih materijala u kompozitima. Strukture namenjene vođenju elektromagnetskog polja treba da imaju što manje gubitke tako da u ovom slučaju strukture treba da budu isključivo dielektrične. Plazmonski materijali kao što su metali i poluprovodnici se moraju koristiti u sledećim slučajevima: u realizaciji visoke anizotropije dielektrične permitivnosti i u realizaciji rezonantnih struktura.

Prvi metod koji je istraživan za vođenje elektromagnetskog polja je transformaciona optika. U ovom metodu, prave linije polja u slobodnom prostoru se na odgovarajući način transformišu u linije polja sa željenim oblikom. Maksvelove jednačine su invarijantne prilikom koordinatnih transformacija dok se materijalni

parametri menjaju u skladu sa primenjenom transformacijom. Dobijeni materijalni parametri su opisani anizotropnom i prostorno nehomogenom dielektričnom permitivnošću i magnetskom permeabilnošću u opštem slučaju. Ovde je data procedura kojom se nalaze jednostavniji materijalni parametri pomoću koncepta redukovanih parametara pri čemu se zadržava ista disperzija ili pomoću koncepta transformacija sa jediničnim Jakobijanom. Kao rezultat primenjenih procedura, pokazuje se da je moguće realizovati uređaje na bazi transformacione optike pomoću anizotropne i prostorno nehomogene dielektrične permitivnosti. Anizotropija je onda realizovana slojevima ploča, dok se nehomogenost može realizovati odgovarajućom gradacijom debljine ili permitivnosti ploča.

Zbog velike anizotropije dielektrične permitivnosti, jedinične ćelije moraju da sadrže bar jedan plazmowski sloj. Zbog upotrebe plazmowskih materijala, uređaji mogu da rade u uskom frekvencijskom opsegu i to sa izraženim gubicima. Zbog toga je dalje razmotren metod transformacione optike pomoću konformnih preslikavanja i metod geometrijske optike u nehomogenim sredinama gde se vođenje elektromagnetskog polja realizuje nehomogenim i izotropnim indeksom prelamanja. Ovakve strukture se mogu realizovati dvodimenzionalnim gradiranim fotonskim kristalima gde se gradacija indeksa prelamanja postiže gradacijom poluprečnika štapića u vazduhu ili cilindričnih rupa u dielektriku. Zbog korišćenja samo dielektričnih materijala, ove strukture su bez gubitaka i rade u širokom frekvencijskom opsegu.

Dvodimenzionalni gradirani plazmowski kristali sa poluprovodničkim štapićima se razmatraju u cilju dinamičke kontrole putanje elektromagnetskog polja. Permitivnost štapića se može podešavati modulacijom njihove koncentracije nosilaca naelektrisanja. Na ovaj način je moguće podešavati efektivnu gradiranu permitivnost celog gradiranog plazmowskog kristala. Ovo omogućava dizajn struktura sa dinamičkim usmeravanjem i fokusiranjem elektromagnetskog polja.

Pored vođenja elektromagnetskog polja, istražene su i elektromagnetske kompozitne strukture koje kontrolišu polje u frekvencijskom domenu. One su zasnovane na plazmowskih fotonskim zonskim procepima u dvodimenzionalnim plazmowskih kristalima. Plazmowski procep nastaje zbog lokalizovanih površinskih plazmowskih rezonancija u štapićima kada je električno polje normalno na njih. Primene ovakvih plazmowskih kristala su i podržane razvojem novih plazmowskih materijala čija plazma frekvencija se može dobro kontrolisati u procesu fabrikacije. Na ovaj način, moguće je dizajnirati plazmowske kristale sa plazmowskih fotonskim procepom u vidljivom, blisko infracrvenom delu spektra pa sve do terahercnog po-

dručja. Razlog proučavanja plazmonskih fotonskih zonskih procepa je dvostruk: oni su veoma robustni na neuređenost i veoma su osetljivi pri modulaciji koncentracije naelektrisanja u poluprovodničkim štapićima. Prva osobina kandiduje plazmonske kristale za robustne sredine sa fotonskim zonskim procepom dobijene tzv. "odozgonaviše" metodama koje uvek daju neuređene strukture. Druga osobina plazmonskih kristala omogućava dizajn veoma osetljivih terahercnih modulatora i prekidača.

Značaj primene novih plazmonskih materijala je pokazan na primeru planarnih jednodimenzionalnih plazmonskih kristala napravljenih od grafenskih traka. Površinski plazmon polaritoni se prostiru u grafenu u širokom opsegu u infracrvenom delu spektra gde upotreba plemenitih metala nije moguća za ovu svrhu. Strukturisanje grafena u trake omogućava efikasno sprezanje upadnog elektromagnetskog polja i lokalizovanih površinskih plazmon polaritona. Ovde je istražena moguća primena ovih rezonancija za plazmonske senzore dielektrične okoline na infracrvenim frekvencijama. Pokazano je da grafenski senzori omogućavaju detekciju duboko podtalasnih dielektričnih filmova kao i vibracionih modova u tankim molekularnim filmovima.

Kao potencijalni metod za strukturisanje grafena, korišćen je polukontaktorni mod skenirajuće mikroskopije na bazi atomskih sila, tj. litografija grebanjem u dinamičkom modu eksfoliranog grafena na silicijum-dioksidu kao substratu. Oblik grafena je određen kretanjem oscilatornog vrha mikroskopa na bazi atomskih sila. Postoje dve mogućnosti za litografiju u zavisnosti od primenjene sile. Pri srednje jakim silama, vrh samo deformiše grafen i generiše lokalno naprezanje reda 0.1%. Pri dovoljno jakim silama, vrh može da zahvati grafen i onda da ga povuče i tako ga seče u pravcu kretanja vrha. Električna karakterizacija pomoću mikroskopa na bazi električnih sila omogućava razlikovanje grafenskih ostrva koja su potpuno razdvojena i onih koja su i dalje povezana sa grafenskim uzorkom.

Ključne reči: fotonski i plazmonski kristali, elektromagnetski metamaterijali, novi plazmonski materijali - grafen

Naučna oblast: Elektrotehnika

UDK broj: 621.3

Abstract

In this thesis we investigate electromagnetic composite materials in order to realize media with the electromagnetic properties not achievable in the nature. The investigated composites are one dimensional and two dimensional photonic and plasmonic crystals. One dimensional structures consist of appropriately shaped slabs, whereas two dimensional structures consist of rods in air or cylindrical holes in a dielectric host. Beside the structures with the periodic arrangement of the unit cells, we consider graded structures obtained by a spatial variation of either cells' geometry or dielectric permittivity. Photonic crystals are all dielectric structures whereas the plasmonic crystals are combination of dielectric and plasmonic materials, metals or semiconductors. Special class of the composite structures are the planar plasmonic crystals which consist of parallel ribbons made from plasmonic material on a dielectric substrate.

All composites are considered in the metamaterial regime where unit cell size of the composites are not negligible in comparison to light wavelength, but the effective parameters can be still well defined. Homogenization of both one and two dimensional structures are done within the framework of Maxwell Garnett theory. Planar plasmonic crystals are not described by effective parameters, but they are considered as arrays of the same and subwavelength resonators with well defined plasmonic resonances so the resonant behaviour of the plasmonic crystals is the collective response of all resonators.

Special attention is devoted to the choice of appropriate materials in the composites. The structures aimed for guiding of electromagnetic field should have as low as possible losses so the structures built from dielectrics only are the most preferably in this case. The plasmonic materials such as metals or semiconductors have to be used in the following cases: in the realization of extreme anisotropy in the dielectric permittivity and in the realization of resonant structures.

The first method investigated for guiding of electromagnetic field is transformation optics. In this method, straight field trajectories in free space are appropriately transformed into the desired field trajectories. Maxwell equations are invariant un-

der the applied coordinate transformations while the material parameters are scaled accordingly. The obtained material parameters are described with anisotropic and spatially inhomogeneous dielectric permittivity and magnetic permeability in a general case. Here we show the procedures for simplifying this material parameters by considering the concept of reduced parameters by retaining the same dispersion relation or the concept of the transformations with unit Jacobian matrix. As a result of the applied procedures, we show that it is possible to realize transformation optical devices by anisotropic and spatially inhomogeneous dielectric permittivity. The anisotropy can be then realized by layered slabs, while the inhomogeneity can be realized by proper gradation of slab thicknesses and permittivities.

Due to large anisotropy in dielectric permittivity, unit cells have to contain at least one plasmonic slab. The utilization of the plasmonic materials introduces losses and makes the bandwidth narrow. For this reason, we consider the methods of transformation optics with conformal transformation and gradient refractive index optics where guiding of electromagnetic field is realized by inhomogeneous and isotropic refractive index. These structures can be then realized by two dimensional graded photonic crystals where gradation of refractive index is implemented by gradation of rod or hole radii. Due to utilization of dielectrics only, these structures are lossless and work in a broad bandwidth.

In order to dynamically control trajectories of electromagnetic fields, we consider two dimensional graded plasmonic crystals with semiconductor rods. Permittivity of semiconductor rods can be tuned by modulating their charge carrier concentration. In this way it is possible to tune effective graded permittivity of whole graded plasmonic crystals. This enables a design of structures with dynamical beam steering and focusing.

Beside guiding of electromagnetic fields, we investigate electromagnetic composite structures which control the field in the frequency domain. They are based on plasmonic photonic band gaps in two dimensional plasmonic crystals. The plasmonic gaps arise due to localized surface plasmon resonances in the rods when electric field is normal to them. Broad applications of these plasmonic crystals are supported by current development of new plasmonic materials whose plasma frequency can be well controlled by fabrication processes. In this way, it is possible to design plasmonic crystals with the plasmonic photonic band gaps from visible to near-infrared and even terahertz frequency range. The reason why we investigate the plasmonic photonic band gaps is twofold: they are both very robust to disorder and they are very

sensitive to the modulation of charge carrier concentration in the semiconductor rods. The first property candidates plasmonic crystals as robust photonic band gap media fabricated by the bottom-up technologies which always result in disordered structures. The second property of the plasmonic crystals enables design of very sensitive terahertz modulators and switches.

The importance of the new plasmonic materials is shown in the example of planar one dimensional plasmonic crystals made from graphene ribbons. Graphene supports surface plasmon polaritons in wide range of infrared part of the spectrum where utilization of noble metals is not possible for this purpose. Patterning of graphene into ribbons enables efficient coupling of incident electromagnetic field into localized surface plasmon polaritons. We investigate the possibility to utilize these resonances for plasmonic sensors of dielectric environment at infrared frequencies. It is shown that graphene based sensors enable sensing of deep-subwavelength dielectric films as well as sensing of vibration modes in thin molecular films.

As a possible method for graphene patterning, we use tapping mode atomic force microscopy, that is, dynamic plowing lithography of exfoliated graphene on silicon-dioxide substrates. The shape of the graphene sheet is determined by the movement of the vibrating probe of an atomic force microscope. There are two possibilities for lithography depending on the applied force. At moderate forces, the tip only deforms graphene and generates local strain in the order of 0.1%. For sufficiently large forces, the tip can hook graphene and then pull it, thus cutting the graphene along the direction of the tip motion. Electrical characterization by electric force microscopy allows to distinguish between the truly separated islands from those still connected to the surrounding graphene.

Keywords: photonic and plasmonic crystals, electromagnetic metamaterials, new plasmonic materials - graphene

Field of Science: Electrical engineering

UDC number: 621.3

Sadržaj

Sadržaj	x
1 Uvod	1
1.1 Predgovor	1
1.2 Fotonski i plazmonski kristali, režim metamaterijala - osnovne definicije	3
1.3 Optičke osobine materijala	5
1.3.1 Metali	5
1.3.2 Poluprovodnici	7
1.3.3 Dielektrici	9
1.3.4 Grafen	9
1.4 Fotonski i plazmonski kristali u režimu metamaterijala	11
1.4.1 Teorija efektivne sredine za fotonske i plazmonske kristale	11
1.4.2 Planarni plazmonski kristali kao nizovi podtalasnih rezonatora	14
1.5 Vođenje elektromagnetskog polja	15
1.5.1 Optika sredina sa gradiranim indeksom prelamanja	15
1.5.2 Transformaciona optika	18
1.5.3 Transformaciona optika korišćenjem konformnih transformacija	22
1.6 Bragov i plazmonski fotonski zonski procep	24
1.7 Podesive kompozitne fotonske strukture	25
1.8 Pregled ove disertacije	27
2 Transformaciona optika korišćenjem 1D gradiranih plazmonskih kristala	28
2.1 Uvod	28
2.2 Nemagnetska krivina sa redukovanim parametrima	28
2.3 Nemagnetska krivina sa idealnim parametrima	33

2.4	Zaključak	35
3	Optika sredina nehomogenog indeksa prelamanja korišćenjem 2D gradiranih fotonskih kristala	37
3.1	Uvod	37
3.2	Gradirani fotonski kristali u režimu metamaterijala	38
3.3	Numerički rezultati i diskusija	42
3.3.1	2D Luneburgovo sočivo	42
3.3.2	Elektromagnetska krivina	46
3.3.3	Samofokusirajuće sočivo	49
3.4	Zaključak	51
4	Podesiva GRIN optika na bazi gradiranih plazmonske kristala sa poluprovodničkim štapićima	53
4.1	Uvod	53
4.2	Način podešavanja	54
4.3	Numerički rezultati i diskusija	57
4.3.1	Podesivo sočivo	58
4.3.2	Antena sa podesivim uglom skretanja	60
4.3.3	Diskusija	62
4.4	Zaključak	64
5	Terahercni modulatori korišćenjem plazmonske kristala sa poluprovodničkim štapićima	65
5.1	Uvod	65
5.2	Podesivi fotonski zonski procepi u plazmonske kristalima	65
5.3	Numerički rezultati i diskusija	68
5.3.1	Širokopolasni THz modulator	68
5.3.2	THz prekidač	72
5.4	Zaključak	76
6	Uticao neuređenosti na fotonske zonske procepe u 2D plazmonske kristalima	77
6.1	Uvod	77
6.2	Fotonski zonski procepi u plazmonske kristalima	77
6.3	Numerički rezultati i diskusija	81

6.3.1	Neuređenost pozicije štapića	82
6.3.2	Neuređenost poluprečnika štapića	84
6.3.3	Neuređenost poprečnog preseka štapića	86
6.3.4	Neuređenost zbog izostavljenih štapića	88
6.4	Zaključak	89
7	Osetljivost plazmonske rezonancije u grafenskim trakama na dielektrično okruženje u srednje- i daleko-infracrvenom delu spektra	90
7.1	Uvod	90
7.2	Plazmoni u grafenskim trakama	91
7.3	Osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine	93
7.4	Osetljivost na tanke filmove	97
7.5	Površinom uvećana infracrvena apsorpcija	100
7.6	Zaključak	104
8	Manipulacija grafenom mikroskopom na bazi atomskih sila korišćenjem litografije u dinamičkom modu i električna karakterizacija mikroskopom na bazi električnih sila	105
8.1	Uvod	105
8.2	Eksperiment	106
8.2.1	Priprema uzoraka	106
8.2.2	AFM: skeniranje i kalibracija vrhova	106
8.2.3	AFM litografija u dinamičkom modu	106
8.2.4	AFM električna karakterizacija	107
8.3	Rezultati i diskusija	107
8.4	Zaključak	113
9	Zaključak	114
	Spisak radova	117
	Reference	119
	CURRICULUM VITAE - Borislav Vasić	140

Poglavlje 1 Uvod

1.1 Predgovor

Zajednička osobina fotonskih kristala (engl. photonic crystal - PhC), plazmotskih kristala (engl. plasmonic crystal - PIC) i metamaterijala je da su to kompozitni elektromagnetski materijali. Kompozitni materijali se mogu jednostavno definisati kao mešavine dva ili više različitih materijala. Oni se koriste i istražuju još od Starog veka. Njihova važnost je u tome da se odgovarajućim mešanjem materijala-konstituenata mogu postići osobine koje su kombinacija osobina konstituenata ili je moguće postići materijal sa potpuno novim osobinama koje ne postoje u konstituentima [1].

Formiranje kompozitnih materijala je zasnovano na principu pozajmljenom iz prirode: kao što su prirodni materijali izgrađeni periodičnim ponavljanjem jediničnih ćelija - atoma, tako je i čovek kompozitne materijale izgradio ponavljanjem veštačkih jediničnih ćelija. Brz razvoj kompozitnih materijala ovih godina je rezultat dva faktora: 1. veliki napredak u numeričkim simulacijama koje omogućavaju proučavanje kompozita bez potrebe njegove fabrikacije što veoma pojednostavljuje i ubrzava dizajn, i 2. razvoj sofisticiranih metoda za proizvodnju koje omogućavaju realizaciju kompozita nano-dimenzija.

Dva su ključna sastojka svakog kompozitnog materijala: jedinična ćelija i homogenizacija. Efektivne osobine celog kompozita su određene odgovarajućim inženjeringom geometrije i materijala jedinične ćelije. Ipak, ovo je moguće samo ako se kompozit može homogenizovati. To znači da dužina nehomogenosti u kompozitu (tipično jednaka veličini jedinične ćelije) mora da bude dosta manja od neke makroskopske skale, kao što je talasna dužina, na kojoj su efektivni parametri validni [1].

U ovoj disertaciji, fokus će biti na elektromagnetskim kompozitnim materijalima. Prvi dobro poznati elektromagnetski kompoziti potiču još iz Starog veka i oni su se sastojali od metalnih nanočestica u staklu u cilju bojenja stakla u mozaicima i po-

sudama. Ipak, objašnjenje promene boje je dao Gustav Mie (engl. Gustav Mie) tek početkom dvadesetog veka, koji je rešavao problem elektromagnetskog rasejavanja na sfernim metalnim česticama [2]. U isto vreme, James Clerk Maxwell Garnett je izveo formulu za efektivnu dielektričnu permitivnost kompozitnog materijala koji se sastoji od metalnih čestica zadatog faktora ispunjenosti i slučajne raspodele u pozadinskoj sredini [3]. Na ovaj način, Maxwell Garnett je dao prvi recept kako napraviti veštački elektromagnetski materijal sa željenom dielektričnom konstantom pogodnim izborom konstituenata - njihove dielektrične permitivnosti i faktora ispunjenosti.

Realne primene elektromagnetskih kompozita nisu bile moguće u to vreme zbog nemogućnosti njihove proizvodnje. Dalji razvoj je bio vezan za napredak u mikrotalasnoj tehnici nakon drugog svetskog rata. Rad Vinstona Koka (engl. Winston Kock) [4, 5], Sejmur Kona (engl. Seymour Cohn) [6], Džona Brauna (engl. John Brown) [7] i Valtera Rotmana (engl. Walter Rotman) [8] je bio fokusiran na oblikovanje antenskog zračenja na osnovu tzv. veštačkih dielektrika. Oni su se sastojali od metalnih pločica, štapića, sfera i diskova u homogenom dielektriku. Na talasnim dužinama dovoljno većim od veličine ovih umetaka, kompoziti su se mogli posmatrati kao sredine sa efektivnim indeksom prelamanja. Pored postizanja efektivnog indeksa prelamanja iznad jedan, bilo je moguće realizovati i veštačke plazmonske materijale na mikrotalasnim učestanostima - kompozite sa efektivnim indeksom prelamanja između nula i jedan. Nakon realizacije veštačkih dielektrika, dalji razvoj elektromagnetskih kompozita je bio vezan za pojavu veštačkih magnetskih materijala. Oni su se sastojali od prstenastih rezonatora sa procepom - prekinutih metalnih prstenova koji generišu magnetski dipolni momenat na sopstvenoj rezonantnoj učestanosti [9].

Razvoj metoda za fabrikaciju kao što su epitaksija molekularnim zrakom i evaporacija, omogućio je depoziciju tankih filmova kontrolisane debljine. Na ovaj način, bilo je moguće napraviti slojevitou strukturu koja se sastoji od puno slojeva. Njihova prva primena je bila u realizaciji gradiranog indeksa prelamanja u antirefleksionim omotačima [10] i kao birefringentni materijali [11, 12].

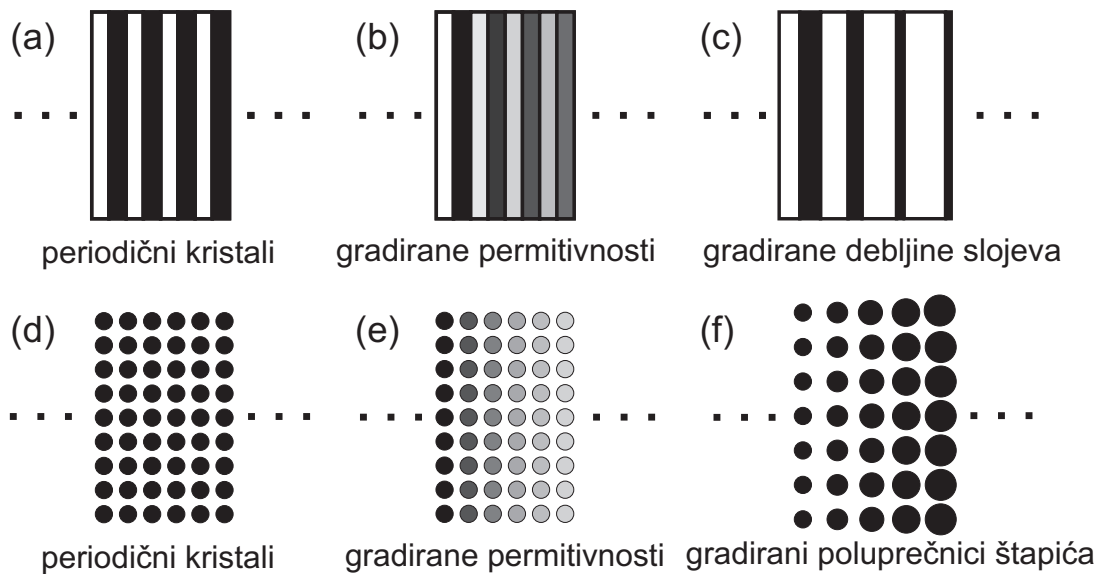
I konačno, na kraju dvadesetog veka, brz razvoj elektromagnetskih kompozitnih materijala je podstaknut radom profesora Pendrija (engl. John Pendry) na veštačkoj plazmi na mikrotalasnim frekvencijama korišćenjem niza metalnih štapića [13] i radom na veštačkom magnetizmu u nizu prekinutih prstenastih rezonatora [14]. Ovi radovi su otvorili put ka postizanju negativnog indeksa prelamanja kombi-

nacijom veštačke plazme koja daje negativnu efektivnu dielektričnu permitivnost i prekinutim prstenastim rezonatorima koji daju negativnu efektivnu magnetsku permeabilnost [15, 16]. Na ovaj način je bilo moguće postići indeks prelamanja koji nije prisutan u prirodi. Zbog toga se ovi veštački elektromagnetski kompozitni materijali nazivaju metamaterijali, tj. to su materijali posle konvencionalnih, prirodnih materijala. Ipak, današnji elektromagnetski metamaterijali su definisani u nešto širem smislu. Oni uključuju sve veštačke i kompozitne elektromagnetske strukture koje se sastoje iz jediničnih ćelija čija je veličina a daleko manja od talasne dužine λ , tako da se mogu posmatrati kao sredine sa efektivnim parametrima - efektivnom dielektričnom permitivnošću i efektivnom magnetskom permeabilnošću.

1.2 Fotonski i plazmوني kristali, režim metamaterijala - osnovne definicije

U ovoj disertaciji se razmatra rad PhC-ova i PIC-ova u režimu metamaterijala. PhC-ovi su veštački elektromagnetski kompoziti sa periodičnom promenom dielektrične permitivnosti. Ovde su PhC-ovi definisani kao čisto dielektrične strukture bez gubitaka. PIC-ovi su veštačke kompozitne elektromagnetske strukture sa periodičnom promenom dielektrične permitivnosti pri čemu bar jedan konsituent ima Drudeovu disperziju dielektrične permitivnosti. Znači da se PIC-ovi dobijaju periodičnim ponavljanjem metalnih i dielektričnih ili poluprovodničkih i dielektričnih konstituenata. PhC-ovi i PIC-ovi mogu biti jednodimenzionalni (1D), dvodimenzionalni (2D) i trodimenzionalni (3D) u zavisnosti od broja osa duž kojih se permitivnost menja. Ovde se razmatraju 1D i 2D PhC-ovi i PIC-ovi. 1D PhC-ovi i PIC-ovi se sastoje od niza paralelnih ploča (shematski prikazani na sl. 1.1(a)), dok se 2D PhC-ovi i PIC-ovi sastoje iz niza paralelnih štapića (shematski prikazani na sl. 1.1(d)).

Primene PhC-ova i PIC-ova se mogu dalje proširiti prostornim promenama dimenzija ili materijalnih parametara njihovih jediničnih ćelija. PhC-ovi i PIC-ovi definisani na ovaj način se nazivaju gradirani PhC-ovi (GPhC-ovi) i gradirani PIC-ovi (GPIC-ovi), respektivno. Sheme 1D gradiranih PhC-ova ili PIC-ova su prikazane na sl. 1.1(b) za gradaciju permitivnosti slojeva i na sl. 1.1(c) za gradaciju debljina slojeva. Na sličan način su dobijeni i 2D gradirani PhC-ovi i PIC-ovi koji su shematski prikazani na sl. 1.1(e) za gradaciju permitivnosti štapića i na sl. 1.1(f) za gradaciju poluprečnika štapića.



Slika 1.1: Shema PhC-ova (PIC-ova): (a) 1D PhC (PIC), (b) 1D GPhC (GPIC) sa promenom permitivnosti slojeva, (c) 1D GPhC (GPIC) sa promenom debljine slojeva, (d) 2D PhC (PIC), (e) 2D GPhC (GPIC) sa promenom permitivnosti štapića, (f) 2D GPhC (GPIC) sa promenom poluprečnika štapića. Promena boje od bele do crne odgovara promenama u dielektričnoj permitivnosti slojeva i štapića.

Iako su na sl. 1.1(a), 1.1(b) i 1.1(c) prikazani 1D PhC-ovi i PIC-ovi sa ravnim slojevima, u cilju realizacije željene nehomogenosti materijalnih parametara, ovde se razmatraju i PhC-ovi i PIC-ovi sa specijalno oblikovanim slojevima (npr. sloj poprečnog preseka u obliku isečka kružnog prstena).

Specijalna klasa PIC-ova su planarni PIC-ovi koji se sastoje od tankih i podtalasnih metalnih struktura koje leže na dielektričnom supstratu. Metalne strukture sa 1D periodičnošću formiraju 1D planarne PIC-ove, tj. nizove paralelnih metalnih traka. 2D planarni PIC-ovi se sastoje od planarnih metalnih struktura sa 2D periodičnošću, kao što su kvadrati, pravougaonici, diskovi, ili još komplikovaniji oblici poput prekinutih prstenastih rezonatora.

Rad PhC-ova i PIC-ova (kao i njihovih gradiranih verzija) u tzv. režimu metamaterijala znači da se oni ponašaju kao efektivne sredine. Ipak, neophodno je jasno razdvojiti pojmove efektivne sredine i režima metamaterijala. Zbog ograničenja u procesu fabrikacije, u većini dosadašnjih realizacija metamaterijala odnos $\Omega = a/\lambda$ nije zanemarljiv kao u slučaju efektivne sredine koja je definisana u dugotalasnom režimu $\Omega \rightarrow 0$. Ipak, efektivni parametri metamaterijala se i dalje mogu definisati. Dakle, ovaj prelazni režim između dugotalasne granice gde Ω teži nuli i režima

fotonskih kristala gde je Ω oko jedan, se označava kao režim metamaterijala [17].

1.3 Optičke osobine materijala

Efektivni parametri elektromagnetskih kompozitnih struktura zavise od geometrije i materijalnih osobina jediničnih ćelija. U ovom poglavlju je dat pregled dielektričnih funkcija metala, poluprovodnika i dielektrika kao osnovnih gradivnih materijala u metamaterijalima. Takođe, ukratko će biti date i osobine grafena kao mogućeg novog materijala u fotonskim metamaterijalima.

1.3.1 Metali

Dielektrična funkcija metala se može dobiti iz Lorencovog oscilatornog modela stavljanjem da je povratna sila koja deluje na elektrone jednaka nuli [18, 19]. Ovaj model za metale se naziva Drudeov. Kretanje slobodnih elektrona u metalima je onda opisano sledećom jednačinom

$$m_0 \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} + m_0 \gamma_c \frac{d\mathbf{x}}{dt} = -e\mathbf{E}(t) = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (1.1)$$

gde je m_0 masa elektrona i e fundamentalno naelektrisanje. Prvi član sa leve strane je ubrzanje elektrona, drugi član predstavlja usporavanje elektrona kroz sudare frekvencije γ_c , dok član na desnoj strani predstavlja vremenski zavisnu silu koja potiče od električnog polja upadnog zračenja. Pomeraj elektrona ima istu vremensku zavisnost kao i primenjena sila, odnosno $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_0 e^{-i\omega t}$. Zamenom ovog izraza u jednačinu (1.1), za pomeraj se dobija

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e\mathbf{E}(t)}{m_0(\omega^2 + i\gamma_c\omega)}. \quad (1.2)$$

Indukovani dipolni momenat je $\mathbf{p} = -e\mathbf{x}$, tako da je makroskopska polarizacija $\mathbf{P} = -Nex$, gde je N koncentracija elektrona. Definicija dielektričnog pomeraja je sledeća

$$\mathbf{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.3)$$

gde je ε_0 permitivnost vakuumu a ε_r je relativna permitivnost. Zamenom izraza za makroskopsku polarizaciju \mathbf{P} u izraz (1.3), dielektrični pomeraž postaje

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} - \frac{Ne^2 \mathbf{E}}{m_0(\omega^2 + i\gamma_c \omega)}. \quad (1.4)$$

Poređenjem izraza (1.3) i (1.4), relativna permitivnost se može izraziti u sledećem obliku:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_0} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma_c \omega}. \quad (1.5)$$

Prethodni izraz se uobičajeno piše u sažetijem obliku, tzv. Drudeovoj disperziji za permitivnost metala,

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma_c)}, \quad (1.6)$$

gde je plazma frekvencija definisana sa $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m_0)}$. Ako se zanemare gubici ($\gamma_c = 0$), Drudeova disperzija postaje

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (1.7)$$

Za frekvencije manje od plazma frekvencije, realni deo permitivnosti metala je negativan. Kao rezultat toga dolazi do izraženih refleksija na metalima za frekvencije manje od plazma frekvencije. Tipične vrednosti plazma frekvencija za plemenite metale, zlato i srebro su 9.1 eV i 9.2 eV, respektivno, i one se nalaze u ultraljubičastom delu elektromagnetskog spektra [20].

Još važnije je to da negativni deo realnog dela permitivnosti metala omogućava pobuđivanje površinskih plazmon polaritona (engl. surface plasmon polariton - SPP) na ravnim metalnim površinama kao i lokalizovanih površinskih plazmonske rezonancije (engl. localized surface plasmon resonances - LSPR) u metalnim nanostrukturama. Ova osobina omogućava široku primenu metala kao gradivnih elemenata za metamaterijale i plazmonske strukture kao što su supersočiva za postizanje poddifrakcione (podtalasne) rezolucije u formiranju slike [21, 22], metamaterijali za postizanje negativnog prelamanja [23, 24], i supstrati za površinom uvećano Ramanovo rasejanje [25] i vibracionu spektroskopiju [26].

Do sada, u izvođenju je uzeta u obzir samo koncentracija slobodnih elektrona dok su zanemareni međuzonski prelazi. Ovi prelazi su tipični za više frekvencije, u ultraljubičastom i vidljivom delu spektra. Oni se mogu opisati Lorencovim oscila-

tornim modelom. Ipak, na većim talasnim dužinama, doprinos međuzonskih prelaza se može veoma dobro opisati konstantnim pomerajem ε_∞^i (tipične vrednosti za srebro i zlato su oko 5 i 9) [20]. Tada konačni oblik modela Drudeove disperzije za metale glasi:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty^i - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma_c)}. \quad (1.8)$$

1.3.2 Poluprovodnici

Dielektrična funkcija poluprovodnika se može predstaviti Drudeovim modelom takođe:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty^i - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma_c)}. \quad (1.9)$$

U ovom slučaju, sa ε_∞^i je uračunata i polarizabilnost vezanih elektrona, dok je masa slobodnih elektrona m_0 zamenjena efektivnom masom elektrona m^* da bi se uračunao periodični potencijal provodne zone. Plazma frekvencija je u ovom slučaju data sa $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m^*)}$. Zbog znatno manje koncentracije naelektrisanja, plazma frekvencija poluprovodnika se nalazi tipično u daleko- i srednje-infracrvenom delu spektra.

Poluprovodnici su veoma interesantni za primene u podesivim PhC-ovima, PIC-ovima i metamaterijalima pošto se plazma frekvencija poluprovodnika može podešavati promenom koncentracije naelektrisanja. Za ovu svrhu, u ovoj disertaciji se razmatra InSb. Ispod fononske rezonancije na 5.54 THz za sobnu temperaturu [27], permisivnost InSb je data Drudeovom disperzijom u izrazu (1.9) sa sledećim parametrima: $\varepsilon_\infty^i = 15.7$, $m^* = 0.014m_0$, i $\gamma_c = e/(\mu m^*)$ pri čemu je pokretljivost elektrona $\mu = 7.7 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ [28]. Temperaturna zavisnost koncentracije slobodnih naelektrisanja u InSb je određena sledećim izrazom [27]

$$N = 5.76 \times 10^{14} T^{3/2} e^{-0.13/(k_B T)}, \quad (1.10)$$

gde je T temperatura u K, k_B je Bolcmanova konstanta, $k_B T$ je u eV, i N je u cm^{-3} .

Izbor odgovarajućeg poluprovodnika u modulatorima je veoma važan u cilju postizanja prostiranja polja pri najmanjim mogućim gubicima i modulacije sa malom potrošnjom snage. Stoga, InSb je veoma dobar kandidat iz sledećih razloga: 1. velika pokretljivost elektrona što znači da je frekvencija sudara γ_c mala, pa su onda mali i gubici, i 2. uzak energetski zonski procep što smanjuje snagu i promenu tem-

perature koje su neophodne za modulaciju, odnosno, za prelaze elektrona iz valentne u provodnu zonu. Ipak, problem sa uskozonskim poluprovodnicima kao što je InSb je neparaboličnost disperzije provodne zone [29]. Kao posledica neparaboličnosti dolazi do povećanja efektivne mase elektrona sa povećanjem koncentracije elektrona što dovodi do smanjenja plazma frekvencije. Za InSb, povećanje koncentracije elektrona od $N = 3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ do $N = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dovodi do povećanja efektivne mase elektrona od $m^* = 0.023m_0$ do $m^* = 0.041m_0$ [30]. Glavni rezultat na modulaciju će biti sledeći: povećanjem koncentracije elektrona, plazma frekvencija treba da bude uvećana, ali s druge strane, povećanje efektivne mase elektrona pri višim koncentracijama zbog neparaboličnosti dovodi do smanjenja plazma frekvencije. Pošto su ovo dva suprotna efekta, konačan rezultat je taj da neparaboličnost dovodi do smanjene efikasnosti modulacije. Ipak, u referenci [28], autori su pokazali da se merenja refleksije na InSb sa koncentracijama u opsegu do $N = 12 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ mogu veoma dobro fitovati Drudeovim modelom sa konstantnom efektivnom masom $m^* = 0.014m_0$. U ovoj disertaciji se razmatraju modulatori sa koncentracijom elektrona do $N = 60 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Dakle, može se prihvatiti validnom aproksimacija konstantne efektivne mase u ovde korišćenim numeričkim simulacijama. Takođe, ovaj problem se uvek može izbeći smanjivanjem radne frekvencije, a samim tim i koncentracije elektrona.

InSb je modelovan Drudeovom disperzijom u izrazu (1.9) što je validno sve dok PIC-ovi na bazi ovog poluprovodnika rade na frekvencijama nižim od fononske rezonancije na 5.54 THz. Zbog toga, sve numeričke simulacije su za frekvencije do 4.5 THz. U cilju postizanja rada modulatora na višim frekvencijama i u cilju izbegavanja značajne apsorpcije i sprežanja sa fononskim modom, neophodno je koristiti polarne poluprovodnike sa višom frekvencijom fononskog moda kao što su GaAs, GaP, ili InP, ili koristiti nepolarne poluprovodnike kao što su Si ili Ge.

Pored mogućnosti za podešavanje, poluprovodnici su značajni i kao novi plazmonski materijali. Plazmonika zasnovana na plemenitim metalima je ograničena iz sledećih razloga: 1. veliki gubici u metalima koji su dodatno uvećani međuzonskim prelazima, 2. problemi u integraciji sa današnjom poluprovodničkom tehnologijom, i 3. plazma frekvencija u ultraljubičastom delu spektra za zlato i srebro koje dovodi do velikih negativnih realnih delova dielektrične permitivnosti u blisko-infracrvenoj oblasti i za telekomunikacionu talasnu dužinu što je problem za plazmonske i uređaje na bazi transformacione optike koji zahtevaju permitivnosti uporedive sa permitivnošću okolne sredine, i 4. konstantna plazma frekvencija u ultraljubičastom

delu spektra dovodi do toga da se LSPR-ovi metalnih nanočestica javljaju samo u ultraljubičastom i vidljivom delu spektra što onemogućava njihove primene u infracrvenom delu. Skorašnji napredak u proizvodnji poluprovodnika za plazmoniku bi mogao da reši prethodno pomenute probleme. Aluminijum-cink-oksidi (enlg. aluminum-zinc-oxide - AZO), galijum-cink-oksidi (engl. gallium-zinc-oxide - GZO), nitridi (TiN, ZrN), i indijum-tin-oksidi (engl. indium-tin-oxide - ITO, koji se sastoji od indijum-oksida In_2O_3 i tin-oksida SnO_2), imaju podesivu plazma frekvenciju u blisko-infracrvenoj oblasti sa gubicima koji se mogu učiniti manjim nego kod plemenitih metala [31, 32, 33, 34]. Na osnovu ovoga, može se reći da bi novi poluprovodnički materijali mogli biti zamena za sadašnju plazmoniku na bazi metala.

1.3.3 Dielektrici

Između fononske frekvencije u infracrvenom delu spektra i međuzonskih prelaza u ultraljubičastom delu spektra, dielektrici se mogu posmatrati kao transparentni materijali bez disperzije i gubitaka. Njihovo međusobno dejstvo sa upadnim elektromagnetskim poljem ne daje tako interesantne pojave kao i metali. Ipak, njihova glavna primena u oblasti metamaterijala je u realizaciji veštačkih dielektrika. To su kompozitne elektromagnetske strukture koje se sastoje od dielektričnih podtalasnih jediničnih ćelija pri čemu se smatra da su dielektrici bez gubitaka. Veštački dielektrici se primenjuju u realizaciji elektromagnetskih uređaja za vođenje i usmeravanje polja gde bi gubici onemogućavali prostiranje talasa.

1.3.4 Grafen

Grafen je monoatomski sloj karbonskih atoma u rešetci saća [35]. Ako se zanemari optički fonon grafena na 0.2 eV, površinska provodnost grafena je jednaka zbiru unutarzonske σ_{intra} i međuzonske provodnosti σ_{inter} [36, 37]

$$\sigma = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}. \quad (1.11)$$

Unutarzonska provodnost je data izrazom

$$\sigma_{\text{intra}} = -i \frac{e^2}{\pi \hbar^2 (\omega + i\Gamma)} \int_0^\infty \epsilon \left(\frac{\partial f_{\text{FD}}(\epsilon)}{d\epsilon} - \frac{\partial f_{\text{FD}}(-\epsilon)}{d\epsilon} \right) d\epsilon, \quad (1.12)$$

gde je e elementarno naelektrisanje, $\hbar = h/2\pi$ je redukovana Plankova konstanta, Γ je brzina rasejanja nosilaca i $f_{\text{FD}}(\epsilon)$ je Fermi-Dirakova raspodela

$$f_{\text{FD}}(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\epsilon - E_{\text{F}}}{k_{\text{B}}T}}}, \quad (1.13)$$

gde je T temperatura u K, k_{B} je Bolcmanova konstanta i E_{F} je Fermijeva energija u grafenu. Integracijom izraza (1.12), izraz za unutarzonsku provodnost grafena postaje

$$\sigma_{\text{intra}} = i \frac{e^2 k_{\text{B}} T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\Gamma)} \left(\frac{E_{\text{F}}}{k_{\text{B}} T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{E_{\text{F}}}{k_{\text{B}} T}} + 1 \right) \right). \quad (1.14)$$

U jako dopiranom grafenu, važi sledeća aproksimacija $E_{\text{F}} \gg k_{\text{B}} T$, tako da se unutarzonska provodnost iz izraza (1.14) može izraziti u obliku Drudeovog modela

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\Gamma}. \quad (1.15)$$

Međuzonska provodnost u izrazu (1.11) glasi

$$\sigma_{\text{inter}} = i \frac{e^2 (\omega + i\Gamma)}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{f_{\text{FD}}(-\epsilon) - f_{\text{FD}}(\epsilon)}{(\omega + i\Gamma)^2 - (2\epsilon/\hbar)^2} d\epsilon. \quad (1.16)$$

Za $k_{\text{B}} T \ll |\hbar\omega - 2E_{\text{F}}|$, ovaj član se može aproksimirati sa

$$\sigma_{\text{inter}} = i \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left(\frac{2E_{\text{F}} - (\omega + i\Gamma)\hbar}{2E_{\text{F}} + (\omega + i\Gamma)\hbar} \right), \quad (1.17)$$

dok za $\hbar\omega \gg E_{\text{F}}$, međuzonska provodnost teži univerzalnoj optičkoj provodnosti grafena

$$\sigma_{\text{inter}} \rightarrow \sigma_0 = \frac{e^2}{4\hbar}, \quad (1.18)$$

tako da je grafen na optičkim frekvencijama transparentan provodan list koji apsorbuje 2.3% upadnog polja [38].

Fermijeva energija u grafenu je određena gustinom nosilaca naelektrisanja koja je data sledećim izrazom

$$n = \frac{2}{\pi \hbar^2 v_{\text{F}}^2} \int_0^\infty \epsilon (f_{\text{FD}}(\epsilon) - f_{\text{FD}}(\epsilon + 2E_{\text{F}})) d\epsilon, \quad (1.19)$$

gde je $v_{\text{F}} = 9.5 \cdot 10^{15}$ m/s Fermijeva brzina. Značaj grafena je u tome da je on sam

po sebi podesiv materijal. Naime, koncentracija nosilaca naelektrisanja se može podešavati efektom električnog polja [35]. Za eksfolirani grafen na Si – SiO₂ substratu, podešavanje koncentracije naelektrisanja se može postići primenom napona na pozadinskom silicijumu koji služi kao gejt elektroda [35]. Na ovaj način je moguće podesiti poziciju Fermijevog nivoa i provodnost grafena [39].

Druga važna osobina grafena je ta da on podržava prostiranje SPP-ova za frekvencije $\hbar\omega < 2E_F$ gde su unutarzonski prelazi onemogućeni, tako da su gubici mali, a provodnost grafena se računa uzimajući u obzir samo unutarzonske prelaze, izraz (1.15) (u isto vreme, frekvencija SPP-a mora biti niža od frekvencije optičkog fonona koji doprinosi ukupnim gubicima [40]). SPP-ovi u grafenu su prvo teoretski predviđeni [37, 40, 41], a zatim i eksperimentalno dokazani korišćenjem skenirajuće mikroskopije bez otvora u bliskom polju u srednje-infracrvenom delu spektra [42, 43] i korišćenjem infracrvene spektroskopije u daleko-infracrvenom delu spektra [44]. Dakle, pored prethodno pomenutih poluprovodnika, i grafen se pojavljuje kao novi plazmonski materijal.

1.4 Fotonski i plazmonski kristali u režimu metamaterijala

Znajući dielektrične funkcije sastavnih elemenata elektromagnetskih kompozitnih struktura iz prethodnog poglavlja, sledeći korak u izvođenju efektivnih parametara je homogenizacija kompozita.

1.4.1 Teorija efektivne sredine za fotonske i plazmonske kristale

Homogenizacija PhC-ova i PIC-ova će biti data u okviru Maksvel Garnet teorije (engl. Maxwell Garnett theory - MGT) [45]. Razmotrimo sredinu koja se sastoji od umetaka dielektrične permitivnosti ε_i i faktora ispunjenosti f smeštenih u homogenu sredinu domaćina permitivnosti ε_h i faktora ispunjenosti $1 - f$. Efektivna permitivnost ε_{eff} se može definisati kao odnos srednjeg vektora dielektričnog pomeraja $\langle \mathbf{D} \rangle$ i srednjeg vektora električnog polja $\langle \mathbf{E} \rangle$.

$$\langle \mathbf{D} \rangle = \varepsilon_{\text{eff}} \langle \mathbf{E} \rangle. \quad (1.20)$$

Srednji vektor dielektričnog pomeraja se može izraziti kao zbir srednjeg dielektričnog pomeraja u sredini-domaćinu i srednje polarizacije u celom kompozitu

$$\langle \mathbf{D} \rangle = \varepsilon_h \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{P} \rangle. \quad (1.21)$$

Srednja polarizacija $\langle \mathbf{P} \rangle$ je definisana kao

$$\langle \mathbf{P} \rangle = n_i \mathbf{p}_i, \quad (1.22)$$

gde je \mathbf{p}_i polarizacija jednog umetka, a $n_i = f/V$ je koncentracija umetaka pri čemu je V zapremina kompozita. Polarizacija umetka je

$$\mathbf{p}_i = \alpha \mathbf{E}_L, \quad (1.23)$$

gde je α polarizabilnost umetka, a \mathbf{E}_L je lokalno električno polje unutar umetka. Lokalno električno polje je definisano sa

$$\mathbf{E}_L = \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{\varepsilon_h} L \langle \mathbf{P} \rangle, \quad (1.24)$$

dok je polarizabilnost definisana kao

$$\alpha = V(\varepsilon_i - \varepsilon_h) \frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_h + L(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}, \quad (1.25)$$

pri čemu je L depolarizacioni faktor umetka. Korišćenjem izraza (1.22), (1.23) i (1.24), lokalno električno polje se može izraziti kao funkcija srednjeg električnog polja

$$\mathbf{E}_L = \frac{\langle \mathbf{E} \rangle}{1 - \frac{nL\alpha}{\varepsilon_h}}. \quad (1.26)$$

Na sličan način, srednja polarizacija se može izraziti kao funkcija srednjeg električnog polja u sledećem obliku

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \frac{n\alpha \langle \mathbf{E} \rangle}{1 - \frac{nL\alpha}{\varepsilon_h}}. \quad (1.27)$$

Efektivna permitivnost kompozita se izvodi izjednačavanjem izraza (1.20) i (1.21), i znajući zavisnost $\langle \mathbf{P} \rangle$ od $\langle \mathbf{E} \rangle$ datu izrazom (1.27). Konačan izraz je sledeći:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_h + f\varepsilon_h \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_h}{\varepsilon_h + (1-f)L(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}. \quad (1.28)$$

Ako se posmatra umetak u obliku elipsoida sa poluosama a_x , a_y , and a_z , depolarizacioni faktor umetka je definisan kao

$$L_i = \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + a_i^2) \sqrt{(s + a_x^2)(s + a_y^2)(s + a_z^2)}}, \quad i \in (x, y, z). \quad (1.29)$$

U slučaju 1D i 2D PhC-ova i PIC-ova, umetci su paralelni slojevi i paralelni štapići, respektivno. Prema izrazu (1.29), kada je električno polje paralelno slojevima ili štapićima, depolarizacioni faktor je

$$L_{\parallel}^{1D,2D} = 0, \quad (1.30)$$

kada je električno polje normalno na sloj, depolarizacioni faktor je

$$L_{\perp}^{1D} = 1, \quad (1.31)$$

a kada je električno polje normalno na štapić, depolarizacioni faktor je

$$L_{\perp}^{2D} = \frac{1}{2}. \quad (1.32)$$

Uvodeći ove depolarizacione faktore u izraz (1.28), dobija se efektivna permitivnost za 1D i 2D geometrije. Efektivna permitivnost za 1D i 2D PhC-ove i PIC-ove kada je električno polje paralelno pločama i štapićima, respektivno, je dato sledećim izrazom

$$\varepsilon_{\text{eff},\parallel}^{1D,2D} = f\varepsilon_i + (1 - f)\varepsilon_h. \quad (1.33)$$

Efektivna permitivnost za 1D PhC-ove i PIC-ove kada je električno polje normalno na slojeve je

$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{eff},\perp}^{1D}} = \frac{1 - f}{\varepsilon_h} + \frac{f}{\varepsilon_i}. \quad (1.34)$$

Efektivna permitivnost za 2D PhC-ove i PIC-ove kada je električno polje normalno na štapiće glasi

$$\varepsilon_{\text{eff},\perp}^{2D} = \varepsilon_h + f\varepsilon_h \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_h}{\varepsilon_h + \frac{1}{2}(1 - f)(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}. \quad (1.35)$$

1.4.2 Planarni plazmonski kristali kao nizovi podtalasnih rezonatora

Planarni PIC-ovi podražavaju različite modove, a ovde će fokus biti na SPP-ovima pobuđenim u metalnim strukturama električnim poljem upadnog zračenja. Pošto su metalne strukture konačnih dimenzija, SPP-ovi bivaju konfinirani formirajući LSPR-ove. U slučaju PIC-ova koji se sastoje od metalnih traka, LSPR-ovi se mogu objasniti Fabri-Peroovim rezonancijama SPP-ova koji formiraju stojeći talas. Spektralna pozicija ovih stojećih talasa se može proceniti korišćenjem teorije antena pri čemu je dužina antene u pravcu električnog polja upadnog zračenja pri normalnoj incidenciji jednaka neparnom broju polovina talasnih dužina [46, 47]

$$W = m \frac{\lambda_0/n_{\text{eff}}}{2}, \quad (1.36)$$

gde je W dužina metalne strukture u pravcu električnog polja upadnog zračenja pri normalnoj incidenciji, λ_0 je talasna dužina u slobodnom prostoru, m je neparni ceo broj i $n_{\text{eff}} = k_{\text{SPP}}(\omega)/k_0$ je efektivni indeks gde je $k_{\text{SPP}}(\omega)$ frekvencijski zavis-tan talasni vektor SPP-ova na ravnoj metalnoj površini, dok je k_0 talasni vektor u slobodnom prostoru.

Planarni PIC-ovi su opisani izrazom (1.36) kojim se definišu spektralne pozicije LSPR-ova. Iako ovi kompoziti nisu opisani efektivnim parametrima, oni rade u režimu metamaterijala takođe. Naime, oni se sastoje od niza podtalasnih rezonatora, tako da u principu, efektivni parametri bi mogli biti deifnisani. Ipak, primene PIC-ova su zasnovane na njihovoj rezonantnoj karakteristici koja je rezultat kolektivnog odziva svih jediničnih ćelija. Zbog toga je opis PIC-ova na bazi njihovih plazmons-kih rezonancija dovoljan.

LSPR-ovi su spregnute oscilacije upadnog elektromagnetskog polja i naelek-trisanja u blizini metalne površine. Ovi plazmoni su konfinirani u podtalasnim za-preminama što dovodi do velikih vrednosti bliskog polja u blizini metalnih površina. Ove dve osobine su osnova za široku primenu LSPR-ova. Jako konfiniranje LSPR-ova bi moglo da omogući dizajn veoma kompaktnih nano-optičkih uređaja daljim smanjivanjem njihovih dimenzija. Sa druge strane, lokalno uvećano polje na površini plazmons-kih struktura dovodi do rezonancijom povećane apsorpcije i rasejanja. Ove pojave se mogu primeniti u površinom poboljšanoj spektroskopiji [26, 48], za senzore [48, 49, 50] i za efikasne optoelektronske uređaje [51, 52].

1.5 Vođenje elektromagnetskog polja

Nakon definicije PhC-ova i PIC-ova, kratkog pregleda dielektričnih funkcija metala, poluprovodnika, dielektrika i grafena kao sastavnih materijala, i homogenizacije PhC-ova i PIC-ova, u narednim poglavljima se diskutuju primene ovih elektromagnetskih kompozitnih struktura. Jedna od prvih i najviše istraženih primena metamaterijala je realizacija različitih sredina sa gradiranim indeksom prelamanja (engl. gradient refractive index - GRIN) koje su namenjene usmeravanju i vođenju elektromagnetskog polja. U tu svrhu, metamaterijali su prostorno gradirani i sastoje se od prostorno promenljivih jediničnih ćelija [53]. Ovde se razmatraju tri metode za dizajn uređaja namenjenih vođenju elektromagnetskog polja nehomogenim profilom indeksa prelamanja:

1. GRIN optika,
2. Transformaciona optika (engl. transformation optics - TO),
3. TO korišćenjem konformnih transformacija.

1.5.1 Optika sredina sa gradiranim indeksom prelamanja

U GRIN optici, svetlost je vođena nehomogenom raspodelom indeksa prelamanja [54]. Maksvelove jednačine u dielektriku sa prostornom promenom dielektrične permitivnosti $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z)$ i magnetskom permeabilnošću $\mu = \mu_0$ su

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.37)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.38)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0, \quad (1.39)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (1.40)$$

Korišćenjem izraza (1.37), magnetsko polje se elimiše iz izraza (1.38)

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = -\varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1.41)$$

Na osnovu sledeće veze

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}, \quad (1.42)$$

izraz (1.41) se može izraziti na sledeći način

$$\Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0. \quad (1.43)$$

Iz izraza (1.39), sledi

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) - \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (1.44)$$

odnosno,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E}. \quad (1.45)$$

Tada se izraz (1.43) može izraziti kao

$$\Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} \right) = 0. \quad (1.46)$$

Kada je $\varepsilon(x, y, z)$ sporo promenljiva funkcija, $\nabla \varepsilon$ je malo, tako da se poslednji član u izrazu (1.46) može zanemariti tako da ovaj izraz postaje

$$\Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.47)$$

Jednačina (1.47) ima isti oblik kao i talasna jednačina u homogenom dielektriku, osim toga što dielektrična funkcija sada zavisi od prostornih koordinata. Na sličan način, oslobađanjem od članova \mathbf{E} iz Maksvelovih jednačina, moguće je izvesti talasnu jednačinu za magnetsko polje u istom obliku. Dakle, sve komponente električnog i magnetskog polja (označene sa Ψ) zadovoljavaju sledeću skalarnu talasnu jednačinu

$$\Delta \Psi - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0. \quad (1.48)$$

Periodično rešenje jednačine (1.48) se može naći u obliku

$$\Psi = \underline{U}(x, y, z) e^{-i\omega t}. \quad (1.49)$$

Uklanjanjem vremenske zavisnosti iz jednačine (1.48), ona glasi

$$\Delta \underline{U} - \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \underline{U} = 0. \quad (1.50)$$

Moguće rešenje jednačine (1.50) je sledeća eksponencijalna funkcija

$$\underline{U} = A(x, y, z) e^{ik_0 S(x, y, z)}. \quad (1.51)$$

Ovo je rešenje i Maksvelovih jednačina u homogenoj sredini, ali sada je S prostorno zavisna funkcija, dok je $k_0 = \omega/c$. Korišćenjem ove funkcije kao rešenja, jednačina (1.50) se transformiše u sledeću

$$\frac{\Delta A}{k_0^2 A} + \frac{2i}{k_0} \frac{\nabla A \cdot \nabla S}{A} + \frac{i}{k_0} \Delta S - (\nabla S)^2 + n^2 = 0. \quad (1.52)$$

Za veoma veliko k_0 i za konačno $\Delta A/A$, prva tri člana u (1.52) se mogu zanemariti, tako da ova jednačina glasi

$$|\nabla S| = n, \quad (1.53)$$

odnosno

$$|\nabla S| = \sqrt{\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2} = n. \quad (1.54)$$

Funkcija S se zove ajkonal (enlg. eikonala) i jednačina (1.54) se zove jednačinom ajkonala. Sa porastom $k_0 = \omega/c$, jednačina ajkonala je bolja aproksimacija jednačine (1.52). U limitu kada $k_0 \rightarrow \infty$, jednačina ajkonala zamenjuje talasnu jednačinu i predstavlja osnovu geometrijske optike. Rešenja jednačine (1.54)

$$S(x, y, z) = \text{const}. \quad (1.55)$$

su geometrijski talasni frontovi, sa normalnim vektorima u svakoj tački

$$\nabla S = n\mathbf{s}. \quad (1.56)$$

Dakle, u GRIN optici, pravac prostiranja svetlosti je određen normalom na ajkonala S .

Kao primer, u cilju dizajna uređaja za skretanje upadnog elektromagnetskog zraka, ajkonala se bira kao skup ravnih linija koje polaze iz koordinatnog početka

[55]. U ovom slučaju, zraci treba da se prostire duž linija normalnih na izabrani ajkonal, što su koncentrične kružnice. Indeks prelamanja za ovakvu krivinu elektromagnetskog zraka se dobija korišćenjem izraza (1.53) i eksperimentalno se može realizovati bušenjem rupa promenljivih poluprečnika u dielektričnoj ploči [56].

1.5.2 Transformaciona optika

TO [57] je zasnovana na invarijantnosti Maksvelovih jednačina pri koordinatnim transformacijama [58] pri čemu se uspostavlja ekvivalencija između metričkih transformacija i promene materijalnih parametara [59]. Sredina sa materijalnim parametrima izabranim tako da realizuju željeni koordinatni sistem se naziva transformaciona sredina [57], [60]. U referenci [57], Pendry i saradnici su predložili realizaciju transformacionih sredina korišćenjem metamaterijala čime je dat podstrek upotrebi TO u dizajnu optičkih uređaja.

Slika 1.2(a) prikazuje domen D i odgovarajući pravac prostiranja polja u početnim Dekartovim koordinatama x^i . Maksvelove jednačine u ovim koordinatama glase

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\omega\bar{\bar{\mu}}\mathbf{H} = 0, \quad (1.57)$$

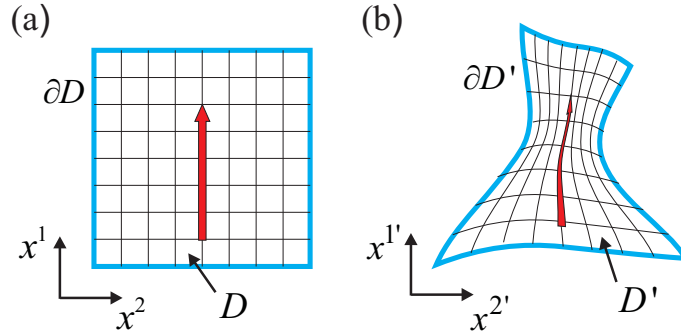
$$\nabla \times \mathbf{H} - i\omega\bar{\bar{\epsilon}}\mathbf{E} = 0, \quad (1.58)$$

gde su \mathbf{E} i \mathbf{H} vektori električnog i magnetskog polja, respektivno, dok su $\bar{\bar{\epsilon}}$ i $\bar{\bar{\mu}}$ tenzori dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti, respektivno.

Početni domen D je transformisan u domen D' u krivolinijskim koordinatama $x^{i'}$ kao što je prikazano na sl. 1.2(b) korišćenjem sledeće transformacije

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x}'(\mathbf{x}), \quad (1.59)$$

gde su \mathbf{x} i \mathbf{x}' radijus vektori u početnim i transformisanim koordinatama, respektivno. Granice domena su obeležene sa ∂D i $\partial D'$ i njima odgovaraju granični uslovi savršenog provodnika ili nultog polja (oba granična uslova su invarijantna na koordinatne transformacije). Električna permitivnost i magnetska permeabilnost u sredini domena D' su označene sa $\epsilon^{i'j'}$ i $\mu^{i'j'}$, respektivno. Maksvelove jednačine u



Slika 1.2: (a) Domen D u Dekartovim koordinatama x^i i (b) njegova slika, domen D' u krivolinijskim koordinatama $x^{i'}$. Plave linije označavaju ∂D i $\partial D'$. Transformaciona sredina parametara datih izrazom (1.62) oponaša krivolinijske koordinate $x^{i'}$. Crvene linije pokazuju pravac prostiranja elektromagnetskog talasa.

transformisanom domenu D' glase

$$\nabla' \times \mathbf{E}' + i\omega \overline{\overline{\mu'}} \mathbf{H}' = 0, \quad (1.60)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}' - i\omega \overline{\overline{\epsilon'}} \mathbf{E}' = 0, \quad (1.61)$$

pri čemu su tenzori dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti transformisani na sledeći način

$$\overline{\overline{\epsilon'}}(\mathbf{x}') = \frac{J \cdot \overline{\overline{\epsilon}}(\mathbf{x}) \cdot J^T}{\det J} \quad \overline{\overline{\mu'}}(\mathbf{x}') = \frac{J \cdot \overline{\overline{\mu}}(\mathbf{x}) \cdot J^T}{\det J}, \quad (1.62)$$

a električno i magnetsko polje se transformišu na sledeći način

$$\mathbf{E}'(\mathbf{x}') = (J^T)^{-1} \mathbf{E}(\mathbf{x}) \quad \mathbf{H}'(\mathbf{x}') = (J^T)^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{x}), \quad (1.63)$$

pri čemu je Jakobijanova transformaciona matrica definisana sa

$$J_{ki} = \frac{\partial x'_k}{\partial x_i} \quad [J^{-1}]_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial x'_j}. \quad (1.64)$$

Kao što se može videti iz izraza (1.57), (1.58) i (1.60), (1.61), Maksvelove jednačine su invarijantne pri koordinatnim transformacijama ako se saglasno tome i materijalni parametri promene i skaliraju. Tada je pravac prostiranja u transformisanom domenu označen crvenom linijom na sl. 1.2(b). Dakle, realizacijom

odgovarajućih materijalnih parametara u transformisanom domenu, moguće je kontrolisati pravac propagacije po želji. Korišćenjem ovog pristupa, sledeći uređaji su dizajnirani: plašt nevidljivosti [57], rotatori [61] i koncentratori polja [62], pomerači [63] i delioci zraka [63], elektromagnetske krivine [64, 65], omotači za preoblikovanje rasejivača [66], antene [67] i talasovodni adapteri [68].

Osobine TO uređaja su ograničene fizičkim osobinama metamaterijala kojima se realizuje transformaciona sredina. Polje unutar transformacione sredine se kreće duž krivolinijskih putanja koje su duže nego odgovarajuća rastojanja u slobodnom prostoru. Zbog toga su fazne brzine veće od brzine svetlosti u vakuumu i indeks prelamanja je manji od jedan. Pošto grupna brzina ne može biti veća od brzine svetlosti u vakuumu, metamaterijal kojim se realizuje transformaciona sredina mora biti disperzivan. Disperzija podrazumeva ispravan rad TO uređaja samo na jednoj frekvenciji [57] i rad koji je praćen gubicima. Dodatno ograničenje je zbog procesa fabrikacije pošto transformacione sredine zahtevaju realizaciju i anizotropnih i prostorno promenljivih osobina u opštem slučaju.

Ipak, možda i najveće ograničenje pogotovo na optičkim frekvencijama je problem magnetskog odziva. Zbog toga je od suštinske važnosti razmotriti kako se zadati materijalni parametri transformacione sredine mogu pojednostaviti [69]. Stoga se ovde proučavaju $2D$ strukture tako da je samo transverzalna električna (engl. *transverse electric* - TE) i transverzalna magnetska (engl. *transverse magnetic* - TM) polarizacija dozvoljena. Ovo smanjuje broj relevantnih materijalnih parametara i olakšava fabrikaciju. U cilju otklanjanja magnetizma iz transformacione sredine, razmatra se TE polarizacija (magnetsko polje je polarizovano u pravcu z -ose, dok je električno polje u xy -ravni). Tada je metamaterijal kojim se realizuje transformaciona sredina u opštem slučaju opisan dielektričnom permitivnošću i magnetskom permeabilnošću:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} \end{bmatrix}, \quad \mu = \mu_{zz}. \quad (1.65)$$

Pošto je u TE modu samo jedna komponenta magnetske permeabilnosti od interesa, moguće je u potpunosti ukloniti magnetizam iz transformacione sredine [70]. Novi skup parametara se naziva redukovani [69]. Talasna jednačina u TE modu je

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\frac{\partial H_{zz}}{\partial y} + \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{xy}} \frac{\partial H_{zz}}{\partial x}}{i\omega \left(\epsilon_{xy} + \frac{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xy}} \right)} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\frac{\partial H_{zz}}{\partial x} + \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xy}} \frac{\partial H_{zz}}{\partial y}}{i\omega \left(\epsilon_{xy} + \frac{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xy}} \right)} \right) = i\omega\mu_{zz}H_{zz}. \quad (1.66)$$

U cilju izvođenja redukovanog skupa parametara, usvaja se aproksimacija da je metamaterijal lokalno homogen. To znači da se promene parametara metamaterijala u okviru jedne talasne dužine mogu zanemariti, odnosno,

$$\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} \approx \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} \approx \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial x} \approx \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial y} \approx \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \approx \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial y} \approx 0 \quad (1.67)$$

Ovo omogućava da se jednačina (1.66) napiše u sledećem obliku:

$$\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{xy}^2 - \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}} \frac{\partial^2 H_{zz}}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{xy}^2 - \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}} \frac{\partial^2 H_{zz}}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xy}^2 - \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}} \frac{\partial^2 H_{zz}}{\partial x \partial y} - \omega^2 \mu_{zz} H_{zz} = 0 \quad (1.68)$$

Glavna primena transformacione optike je za kontrolu putanje talasa. Ona je određena disperzionom relacijom koja na osnovu jednačine (1.68) glasi

$$-\frac{k_x^2}{\left(\frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}} - \varepsilon_{yy}\right) \mu_{zz}} - \frac{k_y^2}{\left(\frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{yy}} - \varepsilon_{xx}\right) \mu_{zz}} - \frac{k_x k_y}{\left(\frac{\varepsilon_{xy}}{2} - \frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}}{2\varepsilon_{xy}}\right) \mu_{zz}} - \omega^2 = 0 \quad (1.69)$$

Disperziona relacija ima isto rešenje sve dok imenilac u jednačini (1.69) ostaje isti:

$$\left(\frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}} - \varepsilon_{yy}\right) \mu_{zz} = \text{const.}, \quad \left(\frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{yy}} - \varepsilon_{xx}\right) \mu_{zz} = \text{const.}, \quad \left(\frac{\varepsilon_{xy}}{2} - \frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}}{2\varepsilon_{xy}}\right) \mu_{zz} = \text{const.} \quad (1.70)$$

Ovo omogućava izvestan stepen slobode u biranju parametara metamaterijala. Pošto je želja da se magnetizam elimiše iz metamaterijala kojim se realizuje transformaciona sredina, bira se sledeći skup redukovanih parametara:

$$\mu_{zz}^{\text{red}} = 1, \quad \varepsilon_{xx}^{\text{red}} = \mu_{zz} \varepsilon_{xx}, \quad \varepsilon_{xy}^{\text{red}} = \mu_{zz} \varepsilon_{xy}, \quad \varepsilon_{yy}^{\text{red}} = \mu_{zz} \varepsilon_{yy}. \quad (1.71)$$

Ovaj skup redukovanih parametara daje isto rešenje disperzione relacije (1.69) kao i idealni parametri dati izrazom (1.65). Dakle, putanja talasa u metamaterijalu sa redukovanim skupom parametara ostaje ista dok je njegova fabrikacija jednostavnija pošto se anizotropna permitivnost u (1.71) može realizovati metalo-dielektričnim slojevima [71, 72, 73, 74, 75]. Nedostatak ovakve transformacione sredine sa redukovanim parametrima je neusaglašenost impedansi sa okolnom sredinom što dovodi do određene refleksije [76].

Predložena procedura važi u kratkotalasnom limitu. s druge strane, elektromagnetski metamaterijali su definisani kao efektivno homogene strukture sa jediničnim

ćelijama daleko manjim od talasne dužine vođenog polja, drugim rečima, rade u dugotalasnom režimu. Pošto su dva prethodna zahteva suprotstavljena, očigledno je da dizajn realnih struktura treba da bude rezultat određenog kompromisa pošto jednostavnija fabrikacija ograničava ostvarene karakteristike.

1.5.3 Transformaciona optika korišćenjem konformnih transformacija

Metamaterijali kojima se realizuju transformacione sredine sa redukovanim skupom parametara su i dalje anizotropni. Stepem anizotropije može da bude veoma velik tako da je naredni korak u pojednostavljenju zahtevanih parametara transformacione sredine eliminacija anizotropije. To se može postići u specijalnom slučaju kada je primenjena koordinatna transformacija konformna [77]. Zbog jednostavnosti, razmotrimo 2D konformnu transformaciju koja zadovoljava Koši-Rimanove (engl. Cauchy-Riemann) uslove

$$\frac{\partial x'(x, y)}{\partial x} = \frac{\partial y'(x, y)}{\partial y} \quad \frac{\partial x'(x, y)}{\partial y} = -\frac{\partial y'(x, y)}{\partial x}. \quad (1.72)$$

Ako je početni prostor vakuum, materijalni parametri transformacione sredine su sledeći

$$\overline{\varepsilon}'(\mathbf{x}') = \overline{\mu}'(\mathbf{x}') = \frac{JJ^T}{\det J}, \quad (1.73)$$

gde je Jakobijanovna transformaciona matrica data sa

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial x'}{\partial x} & \frac{\partial x'}{\partial y} & 0 \\ \frac{\partial y'}{\partial x} & \frac{\partial y'}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.74)$$

Korišćenjem izraza (1.74), proizvod Jakobijanove matrice i njene transponovane matrice je

$$JJ^T = \begin{bmatrix} \frac{\partial x'}{\partial x} \frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial x'}{\partial y} \frac{\partial x'}{\partial y} & \frac{\partial x'}{\partial x} \frac{\partial y'}{\partial x} + \frac{\partial x'}{\partial y} \frac{\partial y'}{\partial y} & 0 \\ \frac{\partial y'}{\partial x} \frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial y'}{\partial y} \frac{\partial x'}{\partial y} & \frac{\partial y'}{\partial x} \frac{\partial y'}{\partial x} + \frac{\partial y'}{\partial y} \frac{\partial y'}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.75)$$

Korišćenjem Koši-Rimanovih sulova u izrazu (1.72), materijalni parametri trans-

formacione sredine su seldeći

$$\overline{\varepsilon'}(\mathbf{x}') = \overline{\mu'}(\mathbf{x}') = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\det J} \end{bmatrix}. \quad (1.76)$$

Dakle, konformne transformacije značajno pojednostavljaju materijalne parametre transformacione sredine: za TM (TE) mod, samo je element ε_z (μ_z) različit od parametara vakuuma. Ono što je još značajnije je to da je za realizaciju transformacione sredine za TM mod dovoljno koristiti samo izotropan dielektrik permitivnosti $\frac{1}{\det J}$.

U cilju pojednostavljenja bez obzira na polarizaciju, razmotrimo kako se Helmholtzova talasna jednačina (1.50) menja pri konformnim transformacijama. U početnim Dekartovim koordinatama, Helmholtzova jednačina glasi

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \right) U = 0. \quad (1.77)$$

Transformacijom Laplasijana iz prethodne jednačine, Helmholtzova jednačina u transformisanim koordinatama postaje

$$\left(\left(\left(\frac{\partial x'}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial y} \right)^2 \right) \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \right) U = 0. \quad (1.78)$$

Upoređivanjem izraza (1.77) i (1.78), sledi da je Helmholtzova jednačina invarijantna pri konformnim koordinatnim transformacijama ako se indeks prelamanja skalira u skladu sa sledećim izrazom [59]:

$$n = \sqrt{\left(\frac{\partial x'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial y} \right)^2} n'. \quad (1.79)$$

Relacija data u (1.79) se može izraziti u kompaktnijem obliku ako se primenjena konformna transformacija predstavi kao preslikavanje iz početne kompleksne ravni $z = x + iy$ u transformisanu kompleksnu ravan $w = x' + iy'$. Promena indeksa prelamanja se tada može izraziti u sledećem obliku [77]

$$n = \left| \frac{dw}{dz} \right| n'. \quad (1.80)$$

Korišćenjem metoda TO sa konformnim transformacijama, moguće je dizajnirati različite optičke elemente za usmeravanje i vođenje zraka [78, 79, 80, 81].

Druga mogućnost za eliminaciju anizotropije iz TO uređaja je korišćenje kvazikonformnih transformacija [82]. Plašt nevidljivosti u obliku prekrivača iz reference [82] je dizajniran upravo ovim metodom i eksperimentalno je realizovan u mikrotalasnom području [83] i blisko-infracrvenom delu spektra [84, 85, 86].

1.6 Bragov i plazmonski fotonski zonski procep

U prethodnom poglavlju je razmotreno vođenje elektromagnetskog polja u prostoru. Druga mogućnost za kontrolu elektromagnetskog polja je u frekvencijskom domenu. U tu svrhu, ključno je dizajnirati strukture koje dozvoljavaju i onemogućavaju vođenje elektromagnetskog polja u precizno definisanim frekvencijskim opsezima. Fotonski zonski procepi (engl. photonic band-gap - PBG) u PhC-ovima su definisani kao frekvencijske oblasti gde je prostiranje svetlosti zabranjeno [87]. Oni nastaju kao rezultat Bragovih refleksija i određeni su Bragovim uslovom, $\lambda_{\text{Bragg}} = 2a$, gde je a veličina jedinične ćelije u PhC-u. Sprečavanje prostiranja svetlosti u određenom frekvencijskom opsegu omogućava kontrolu svetlosti u frekvencijskom domenu u optičkim talasovodima, filterima i prekidačima [87].

Primene Bragovih PBG-ova su i dalje ograničene pošto je proizvodnja trodimenzionalnih PhC-ova i metamaterijala na optičkim frekvencijama veoma težak zadatak. Skupe i prilično komplikovane tzv. "odozgo-naniže" metode su ograničene na proizvodnju uglavnom planarnih struktura. Moguće rešenje za proizvodnju pravih trodimenzionalnih PhC-ova i metamaterijala je korišćenje tzv. "odozdo-naviše" metoda [88, 89, 90, 91, 92]. Ove metode su relativno jednostavne i jeftine, ali dovode do neuređenog niza jediničnih ćelija. Bragov PBG je rezultat destruktivne interferencije višestruko reflektovanih talasa reflektovanih unazad od svih jediničnih ćelija. Ovo je koherentan proces tako da neuređenost u inicijalno periodičnoj strukturi narušava njen Bragov PBG [93].

Sa druge strane, PBG-ovi koji potiču od Mievih rezonancija u izolovanim rasejavačima bi trebalo da budu robustni na neuređenost [93]. Iako se ova vrsta PBG-a može dobiti i dielektričnim rasejavačima, korišćenje metalnih umetaka je bolje zbog daleko većeg poprečnog preseka slabljenja. Na ovaj način, moguće je dobiti PBG-ove u blizini LSPR-ova u metalnim [94, 95, 96, 97, 98, 99] ili poluprovodničkim [100, 101, 102, 103] česticama u PIC-ovima. Pozicija plazmanskog PBG-a se može

odrediti izjednačavanjem imenioca u izrazu (1.28) sa nulom, odnosno,

$$\varepsilon_h + (1 - f)(\varepsilon_i(\omega) - \varepsilon_h)L = 0. \quad (1.81)$$

Korišćenjem izraza za permitivnost metala bez gubitaka (1.7) u jednačini (1.81), za rezonantnu rekvenciju se dobija

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{(1 - f)L}{\varepsilon_h + (1 - f)L(\varepsilon_\infty - \varepsilon_h)}} \omega_p. \quad (1.82)$$

U blizini rezonancije, slabljenje upadnog elektromagnetskog polja će biti veliko kao posledica pre svega velike apsorpcije. PIC koji se sastoji od niza plazmotskih čestica će u potpunosti onemogućiti transmisiju upadnog polja čime će biti formiran plazmotski PBG. Ovaj PBG se zasniva na rezonanciji u izolovanoj čestici i nije vezan za periodičnost. Dakle, on bi mogao da posluži kao osnova PBG-ova robustnih na neuređenost što bi omogućilo široku primenu tzv. "odozdo-naviše" metoda za proizvodnju PBG struktura. Dodatno, razvoj novih plazmotskih materijala sa podešivom plazma frekvencijom u infra-crvenom delu spektra bi omogućio dalje primene sredina sa plazmotskim PBG-om što je i prodiskutovano u odeljku 1.3.2.

Nasuprot Bragovom PBG-u, plazmotski PBG je dobijen pri radu PIC-a u režimu metamaterijala pošto plazmotski PBG potiče od rezonancija u efektivnoj permitivnosti PIC-a. Zbog podtalasne prirode plazmotskih čestica, na ovaj način je moguće postići kompaktnije sredine sa PBG-om u poređenju sa PBG sredinama koje u osnovi imaju Bragov PBG gde je veličina jedinične ćelije uporediva sa talasnom dužinom upadnog polja.

1.7 Podesive kompozitne fotonske strukture

Podesivi optički uređaji omogućavaju dinamičku kontrolu optičkih talasa korišćenjem spoljašnje pobude koja služi kao kontrolni signal. Klasični podesivi optički uređaji su zasnovani na homogenom materijalu sa podesivim materijalnim ili geometrijskim osobinama. U zavisnosti od vrste spoljašnje pobude, modulacija može biti električna, magnetska, akustička, termička, optička ili mehanička [104, 105]. Većina podesivih optičkih uređaja uključuje optičke modulatore, prekidače i podesive filtre. [105]. Oni su zasnovani na tzv. "uključiti-isključiti" kontroli koja se karakteriše sa dva stabilna stanja sa niskom i visokom transmisijom. Druga grupa podesivih

optičkih uređaja je karakteristična po kontinualnom podešavanju prostiranja svetlosti. Primer takvog uređaja je podesivo sočivo sa promenljivom fokalnom dužinom [106].

Podesivi PhC-ovi [27, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117] i podesivi metamaterijali [118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 44] dalje proširuju mogućnosti za podešavanje. Ovo su kompozitne strukture gde je jedna vrsta konstituenata ima podesive materijalne i/ili geometrijske osobine, ali podešavanje ovih konstituenata utiče na osobine cele kompozitne strukture. Podesive plazmonske strukture [133, 134, 135, 136, 137, 138, 139] su bazirane na modulaciji prostiranja SPP-ova u cilju postizanja plazmanskog prekidača. Do sada su korišćeni sledeći podesivi materijali: 1. poluprovodnici kod kojih se promenom temperature [27, 107, 132], optičkim pumpanjem [118, 119, 120, 121] ili promenom napona [122] utiče na koncentraciju naelektrisanja i time na provodnost i dielektričnu permitivnost, 2. poluprovodnici čija se dielektrična permitivnost menja spoljašnjim magnetskim polje na bazi magneto-optičkih efekata [126], tj. Faradejevog (engl. Faraday) i Voitovog (engl. Voigt) efekta, 3. tečni kristali čiji se indeks prelamanja menja spoljašnjim električnim poljem čime se menja orijentacija molekula [111, 128] ili promenom temperature što može da dovede do faznih prelaza [129], 4. elastični supstrati čije istežanje/sabijanje dovodi do promene veličine jedinične ćelije PhC-a [117] ili se menja sprežanje plazmopskih rezonancija [124, 125], 5. grafen čiji se Fermijev nivo i provodnost menjaju promenom napona na gejtju [44], itd. Do sada je podešavanje PhC-ova i metamaterijala bilo bazirano na pomeranju njihovih zonskih procepa i rezonancija u frekvencijskom domenu u cilju postizanja dva stabilna stanja sa niskom i visokom transmisijom. Podešavanje PBG-a na bazi plazmopskih rezonancija još uvek nije detaljno proučeno, iako postoje radovi u oblasti podesivih metamaterijala i plazmopskih rezonancija u poluprovodničkim česticama [102, 103].

U ovoj disertaciji se razmatra podešavanje PIC-ova sa poluprovodničkim umetcima promenom temperature. Iako se ovo podešavanje sporo, ono može biti korisno u sledećim slučajevima: 1. kada je potrebna kontinualna modulacija i 2. kada nije neophodna velika brzina prekidanja [124]. U isto vreme, kontrola temperature ne zavisi od radne frekvencije tako da se podešavanje temperaturom može primeniti u širokom frekvencijskom opsegu. Podešavanje promenom temperature se takođe može koristiti u senzorima temperature. Ovde je merena temperatura kontrolni signal.

1.8 Pregled ove disertacije

Organizacija disertacije je sledeća. U poglavlju 2 će biti razmotrena realizacija anizotropnih i nehomogenih transformacionih sredina koje rade kao krivine elektromagnetskih zraka.

Ekstremna anizotropija dielektrične permitivnosti TO uređaja zahteva disperzivne metalne slojeve. Dakle, rad TO uređaja je moguć samo u uskom frekvencijskom opsegu i uvek je praćen gubicima. Zbog toga se u poglavlju 3 razmatraju uređaji sa izotropnom raspodelom indeksa prelamanja, elektromagnetska krivina i Luneburgovo sočivo, koji se mogu realizovati dielektričnim GPhC-ovima.

U poglavlju 4 se razmatra realizacija podesivih GRIN uređaja sa poluprovodničkim štapićima. Promenom koncentracije nosilaca naelektrisanja u štapićima, moguće je kontrolisati efektivni indeks prelamanja celog GPIC-a, što omogućava realizaciju sočiva sa dinamičkim podešavanjem fokusa i uređaja za podesivo skretanje upadnog zraka.

PIC-ovi od poluprovodničkih štapića se mogu koristiti i kao modulatori. U ovom slučaju električno polje treba da bude normalno na poluprovodničke štapiće i na taj način se mogu pobuditi LSPR-ovi na terahercnim frekvencijama. Modulatori su zasnovani na niskoj transmisiji u blizini rezonancija i na visokoj transmisiji daleko od rezonancija. Dizajn ovih modulatora i prekidača je predstavljen u poglavlju 5.

Niska transmisija u blizini LSPR-ova se može iskoristiti za dizajn sredina sa PBG-om. Pošto su plazmonske rezonancije vezane za izolovane štapiće, a ne za kolektivne fenomene, očekuje se da su ovi plazmonski PBG-ovi robustni na neuređenost strukture. Ovo bi moglo omogućiti široku primenu tzv. "odozdo-naviše" metoda za fabrikaciju sredina sa PBG-om. Robustnost plazmonskih PBG-ova je razmotrena u poglavlju 6.

U poglavlju 7 je razmotrena upotreba još jednog novog plazmonskog materijala - grafena. Grafen je plazmonski materijal interesantan zbog podesive plazma frekvencije u srednje- i daleko-infracrvenoj oblasti spektra. Stoga je u ovom poglavlju razmotrena upotreba planarnih PIC-ova na bazi grafenskih traka kao LSPR senzora na infracrvenim frekvencijama.

U cilju istraživanja mogućih metoda za strukturisanje grafena u trake i druge geometrijske oblike, korišćena je mikroskopija na bazi atomskih sila i litografija u dinamičkom modu. Eksperimentalna metoda i rezultati su predstavljeni u poglavlju 8.

Poglavlje 2 Transformaciona optika korišćenjem 1D gradiranih plazmonske kristala

2.1 Uvod

U ovom poglavlju metod TO je primenjen na konačne prostorne domene u cilju dizajna uređaja na bazi metamaterijala namenjenih usmeravanju prostorno ograničenih elektromagnetskih polja. Konkretno, ovde se razmatra elektromagnetska krivina - uređaj za skretanje elektromagnetskih zraka u slobodnom prostoru ili unutar talasovoda. Problem u realizaciji TO uređaja je posledica toga da je teško realizovati idealne parametre transformacione sredine. Za optičke primene, verovatno najveći problem je realizovati materijal sa kontrolisanom permeabilnošću. Ipak, nemagnetski TO uređaji se mogu dizajnirati, ali samo za TE talase sa električnim poljem u ravni propagacije. Glavni cilj u ovom poglavlju je postići nemagnetsku realizaciju i u tu svrhu su proučena dva pristupa. Prvi je zasnovan na redukovanim parametrima, a drugi na pronalaženju nemagnetskih transformacionih sredina. Pokazano je da se TE talasi mogu zakriviti pri veoma maloj refleksiji korišćenjem dielektričnih slojeva u 1D gradiranim PIC-ovima.

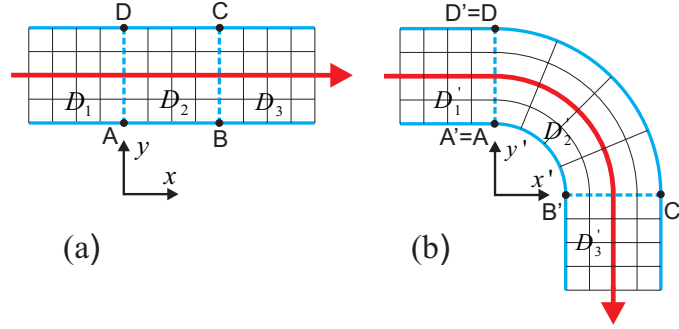
2.2 Nemagnetska krivina sa redukovanim parametrima

Transformacija primenjena za dizajn elektromagnetske krivine u talasovodu ili za zrak u slobodnom prostoru je prikazana na sl. 2.1, a matematički glasi

$$x' = y \sin(\kappa x), \quad y' = y \cos(\kappa x). \quad (2.1)$$

U ovom i svim narednim transformacijama, pretpostavlja se da je $z' = z$ i da je vakuum početna sredina.

Pravougaonik $ABCD$ se transformiše u isečak kružnog segmenta $A'B'C'D'$. $L = |AB|$ je optička dužina puta, dok su $R_1 = |O'A'|$ i $R_2 = |O'D'|$ unutrašnji i spoljašnji



Slika 2.1: (a) Domen D sa sl. 1.2(a) i (b) i odgovarajući domen D' . Pravougaoni poddomen D_2 je transformisan u isečak kružnog segmenta D'_2 . Crvene linije pokazuju pravac prostiranja talasa kada je D'_2 ispunjen metamaterijalom parametara datih izrazom (2.2).

poluprečnici. Ako je ugao krivine α , onda je $\kappa L = \alpha$. Relativna permitivnost i permeabilnost su dijagonalne u cilindričnim koordinatama (r', ϕ', z') i glase

$$\overline{\overline{\varepsilon'}} = \overline{\overline{\mu'}} \begin{bmatrix} (\kappa r')^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa r' & 0 \\ 0 & 0 & (\kappa r')^{-1} \end{bmatrix}. \quad (2.2)$$

Ovde se razmatraju samo TE talasi za koje su samo $\varepsilon_{r'r'}$, $\varepsilon_{\phi'\phi'}$ i $\mu_{z'z'}$ relevantni. Na osnovu procedure date u referenci [69] i [70] za plašt nevidljivosti, skup redukovanih parametara za krivinu sa sl. 2.1(b) glasi

$$\varepsilon_{r'r'} = (\kappa r')^{-2}, \quad \varepsilon_{\phi'\phi'} = 1, \quad \mu_{z'z'} = 1. \quad (2.3)$$

Parametar κ je izabran na sledeći način

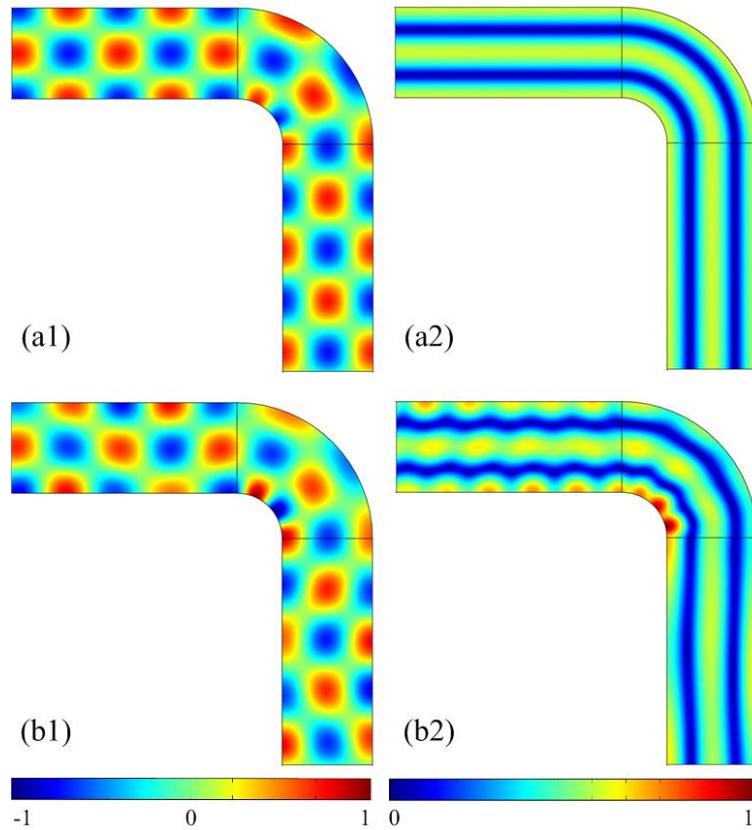
$$\kappa = \frac{1}{R_C}, \quad R_C = \frac{R_1 + R_2}{2}, \quad (2.4)$$

što omogućava sprezanje impedansi duž centralne linije krivine.

Za numeričke simulacije je korišćen programski paket COMSOL Multiphysics. Slika 2.2 prikazuje rezultate numeričkih simulacija za talasovodnu krivinu za ugao 90° . Ovde je pobuda sa leve strane u vidu drugog TE moda, TE_2 , normalizovane frekvencije $\Omega = R_1/\lambda = 0.67$ (λ je talasna dužina u slobodnom prostoru). Simulirani domeni su sa bočnih strana ograničeni savršenim električnim provodnikom, a završavaju se savršeno spregnutim slojevima (engl. perfectly matched layers - PML)

2. Transformaciona optika

u cilju simulacije beskonačnih talasovoda. Kao referenca, sl. 2.2(a1) i (a2) prikazuju slučaj krivine sa idealnim parametrima datim izrazom (2.2). Donji delovi sl. 2.2, (b1) i (b2), pokazuju slučaj sa redukovanim parametrima datim izrazom (2.3) zajedno sa uslovom u izrazu (2.4). Na osnovu malog intenziteta stojeće talasa ispred krivine, kao i na osnovu toga što je TE_2 mod dominantan na izlazu iz krivine, sl. 2.2(b2), zaključak je da su refleksija i modalno mešanje mali, tako da krivina radi dobro.



Slika 2.2: Rezultati simulacija za $\Omega = 0.67$ TE_2 mod pobuđen sa leve ivice: (a) talasovodna krivina sa idealnim i (b) redukovanim parametrima. Na levoj strani, (x1), je prikazan fazor magnetskog polja, a na desnoj, (x2), intenzitet magnetskog polja. Ugao krivine je 90° , $R_2 = 3R_1$, i $\kappa = 1/(2R_2)$.

Realizacija nemagnetske krivine sa redukovanim parametrima je zasnovana na strukturi koja se sastoji od koncentričnih kružnih slojeva homogene i izotropne permitivnosti. Kontinualna promena permitivnosti $\varepsilon_{r'r'}$ data izrazom (2.3) se prvo aproksimira sa N kružnih slojeva konstantne permitivnosti $\varepsilon_{r'r'} = (\kappa r'_i)^{-2}$ i debljine d , gde je r'_i unutrašnji poluprečnik sloja i $i = 1, 2, \dots, N$. Da bi se realizovala

2. Transformaciona optika

anizotropna permitivnost, svaki od N slojeva se podeli u n slojeva homogene permitivnosti ε_k i debljine $\delta_k d$, dok je $\sum_{k=1}^n \delta_k = 1$ (δ_k je relativna debljina), kao i u referenci [72]. n je uobičajeno jednak 2, ali ovde se razmatra i slučaj $n = 3$.

Ako je talasna dužina velika u poređenju sa d , svaki od N slojeva se može posmatrati kao anizotropna sredina sa efektivnom dielektričnom permitivnošću [71], [72]

$$\frac{1}{\varepsilon_{r'r'}} = \sum_{k=1}^n \frac{\delta_k}{\varepsilon_k}, \quad \varepsilon_{\phi'\phi'} = \sum_{k=1}^n \delta_k \varepsilon_k. \quad (2.5)$$

Prvi slučaj je za $n = 2$ i $\delta_1 = \delta_2 = 0.5$. Na osnovu izraza (2.3), sledi da su ε_1 i ε_2

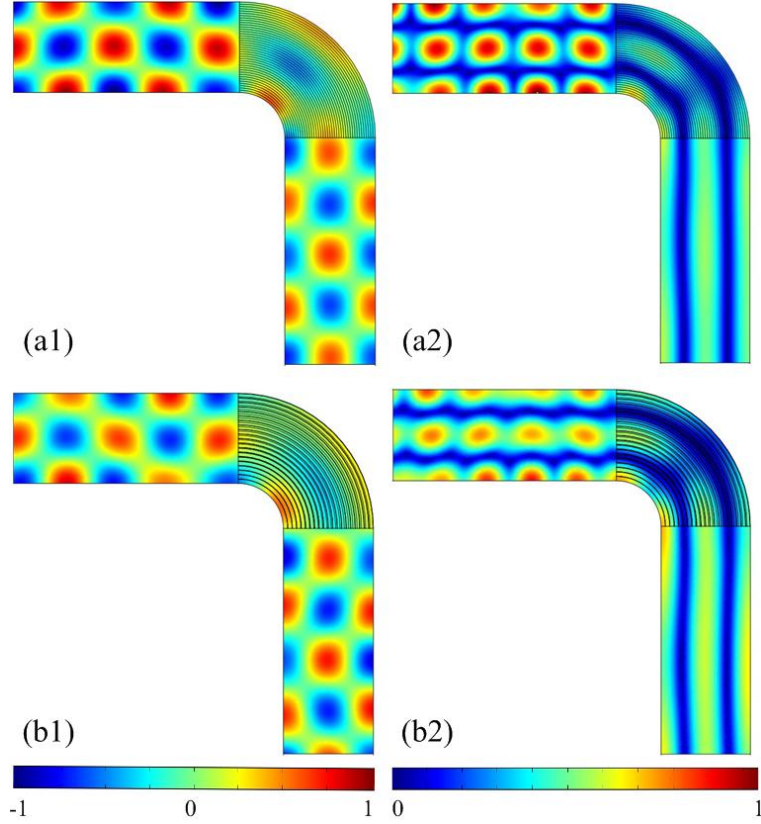
$$\varepsilon_1 = 1 - \sqrt{1 - (\kappa r'_i)^{-2}}, \quad \varepsilon_2 = 1 + \sqrt{1 - (\kappa r'_i)^{-2}}. \quad (2.6)$$

$1 - (\kappa r'_i)^{-2}$ mora da bude pozitivan broj unutar krivine da bi se izbegli materijali sa negativnim permitivnostima, tako da uslov (2.4) ne može da bude ispunjen. Ovo je glavna prepreka u realizaciji boljih elektromagnetskih krivina sa nemagnetskim slojevima.

Slike 2.3(a1) i (a2) pokazuju rezultate simulacija za TE_2 mod koji prolazi kroz krivinu na bazi GPIC-a sa 40 ($N = 20$) slojeva pri čemu je $n = 2$ i $\kappa = 1/R_1$. Permitivnost slojeva se menja od 0.06 do 1.94. Krivina radi veoma dobro što se može videti iz zanemarljivog mešanja modova, pošto se i reflektovani i transmitovani talas sastoje od gotovo samo TE_2 moda. Ipak, u poređenju sa slučajevima na sl. 2.2(b1) i 2.2(b2), ipak postoji refleksija (izraženi stojeći talas ispred krivine), dok je transmisija smanjena. Kao što je prethodno rečeno, to je posledica izbora κ .

U cilju poboljšanja realizacije sa $n = 2$, razmotren je i slučaj za $n = 3$ koji omogućava postizanje prostorno promenljivih parametara (2.3) promenom δ_k , dok vrednosti ε_k ostaju konstantne. Realizacija sa konstantnim permitivnostima je bolja sa stanovišta proizvodnje pošto je lakše kontrolisati debljine slojeva nego njihove permitivnosti. Uzimajući ε_k kao konstantan parametar, na osnovu izraza (2.5) i $\sum_k \delta_k = 1$, sledi da je δ_k

$$\begin{bmatrix} \delta_1 \\ \delta_2 \\ \delta_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \varepsilon_3 \\ \varepsilon_1^{-1} & \varepsilon_2^{-1} & \varepsilon_3^{-1} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ (\kappa r')^2 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$



Slika 2.3: Rezultati simulacija za $\Omega = 0.67$ i za TE_2 mod pobuđen sa leve ivice strukture. (a) Talasovodna krivina sa $\kappa = 1/R_1$, realizovana na bazi GPIC-a sa $N = 20$ i 40 nemagnetskih slojeva. Permitivnosti slojeva se menjaju u skladu sa izrazom (2.6). (b) Talasovodna krivina sa $\kappa = 1/(0.8R_1)$, realizovana na bazi GPIC-a sa $N = 20$ i 60 dielektričnih slojeva. Permitivnosti slojeva su konstantne ($\varepsilon_1 = 0.8$, $\varepsilon_2 = 0.05$, i $\varepsilon_3 = 8$) dok se njihove debljine menjaju sa r' . (x1) prikazuje realni deo fazora magnetskog polja, dok (x2) prikazuje intenzitet magnetskog polja.

Rešenje za δ_k za datu vrednost $\kappa r'$ mora da zadovolji relaciju

$$\delta_k > 0, \quad k = 1, 2, 3, \quad (2.8)$$

pošto δ_k predstavlja relativnu debljinu i mora biti pozitivno. Izraz (2.8) određuje koje vrednosti κ se mogu dobiti. Dodatni problem se pojavljuje zbog činjenice da ε_k treba da bude pozitivan. Za negativne vrednosti ε_k , opis pomoću efektivnih parametara (2.5) je narušen zbog slabljenja talasa u slojevima negativne permitivnosti i zbog pobuđivanja površinskih talasa.

Lako se pokazuje da izrazi (2.7), (2.8) i $\varepsilon_k > 0$ mogu biti istovremeno zadovoljeni

samo ako je $\kappa r' \geq 1$. Iz izraza (2.6) sledi da uslov (2.4) ne može biti zadovoljen za $n = 2$, a sada se vidi da ga nije moguće ispuniti ni za $n = 3$.

Rezultati simulacija za krivinu na bazi GPIC-a sa $N = 20$ i 60 slojeva su prikazani na sl. 2.3(b1) i (b2). Izabrana vrednost za κ je $1/(0.8R_1)$. Permitivnosti slojeva u simulacijama su $\varepsilon_1 = 0.8$, $\varepsilon_2 = 0.05$ i $\varepsilon_3 = 8$. Refleksija je i dalje veća nego u slučaju na sl. 2.2(b1) i (b2), ali niža nego u slučaju krivine za $n = 2$. Poboljšanje u odnosu na slučaj $n = 2$ je posledica korišćenja više slojeva. Glavna prednost krivine sa $n = 3$ je realizacija sa samo tri različita, homogena i izotropna dielektrika.

2.3 Nemagnetska krivina sa idealnim parametrima

U prethodnom poglavlju je idealna (magnetska) transformaciona sredina zamenjena nemagnetskom sredinom sa redukovanim skupom parametara pri čemu disperzija $\omega(\mathbf{k})$ ostaje ista. Ovaj pristup je dao dobre rezultate, ali je ostao problem refleksija kao posledica neusaglašenih impedansi.

Sve dok transformacija ostavlja z -osu invarijantnu, $z' = z$, jedna od optičkih osa transformacione sredine je paralelna sa njom tako da je

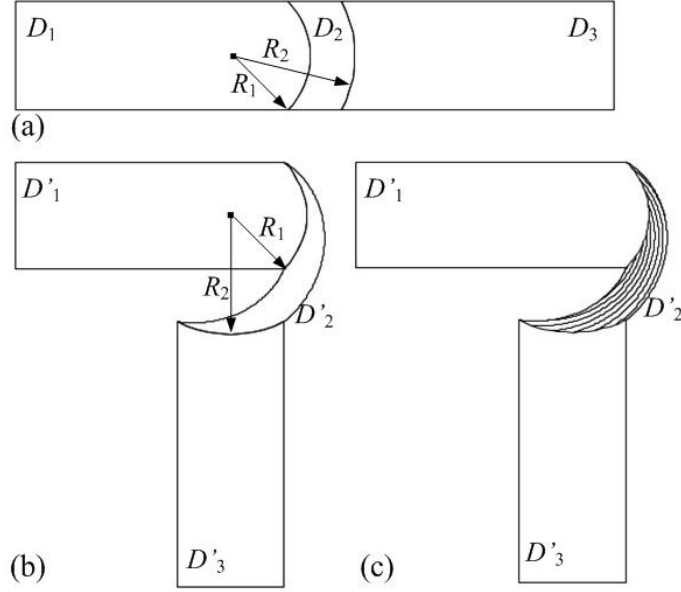
$$\mu_{z'z'} = \frac{1}{\det J}, \quad (2.9)$$

što je jedina relevantna komponenta magnetske permeabilnosti za TE talase. Dakle, ako je

$$\det J = 1, \quad (2.10)$$

dobija se nemagnetska transformaciona sredina za TE talase. Uslov dat izrazom (2.10) znači da je svaki poddomen D preslikan u poddomen D' iste zapremine. U nastavku je dat dizajn talasovodne krivine pomoću transformacije koja zadovoljava uslov (2.10) čime je omogućeno skretanje TE talasa nemagnetskim strukturama.

Pomerač TE zraka opisan u referenci [63] je nemagnetski pri čemu je uslov (2.10) zadovoljen. Ipak, pomerač ne menja pravac prostiranja, on samo translira pravac prostiranja. Promena pravca prostiranja se može postići pomeranjem polarnog ugla u cilindričnim koordinatama. Ovo je prikazano na sl. 2.4 gde je segment kružnog prstena D_2 na sl. 2.4(a) transformisan u poddomen D'_2 zavijenog talasovoda na sl.



Slika 2.4: (a) Prav talasovod transformisan u (b) savijen talasovod. Transformacija D_2 u D'_2 je data izrazom (2.11). (c) Zakrivljeni slojevi u D'_2 za realizaciju korišćenjem nemagnetskih slojeva.

Fig. 2.4(b). Odgovarajuća transformacija glasi

$$r' = r, \quad \theta' = \theta + \theta_0 \frac{f(r) - f(R_1)}{f(R_2) - f(R_1)}, \quad z' = z, \quad (2.11)$$

gde je θ_0 ugao krivine, $f(r)$ je proizvoljna kontinualna funkcija od r , R_1 i R_2 su unutrašnji i spoljašnji poluprečnici domena D_2 . Tensor relativne permitivnosti $\varepsilon_{\alpha\beta}$ u cilindričnim koordinatama ($\alpha, \beta = r', \phi', z'$) je dat sa

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 1 & mr' & 0 \\ mr' & 1 + mr'^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad m = \frac{\theta_0}{f(R_2) - f(R_1)} \frac{\partial f(r)}{\partial r}. \quad (2.12)$$

Transformacija data izrazom (2.11) je ista kao i ona korišćena u [61] za rotator polja. Krivina je ovde dobijena isecanjem segmenta iz rotatora polja. Uređaj se može realizaovati zakrivljenim, izotropnim i homogenim nemagnetskim slojevima za $f(r) = \ln(r)$ [73]. Na sl. 2.4(c) je prikazan oblik slojeva za permitivnosti $\varepsilon_1 = 0.037$ i $\varepsilon_2 = 27.33$.

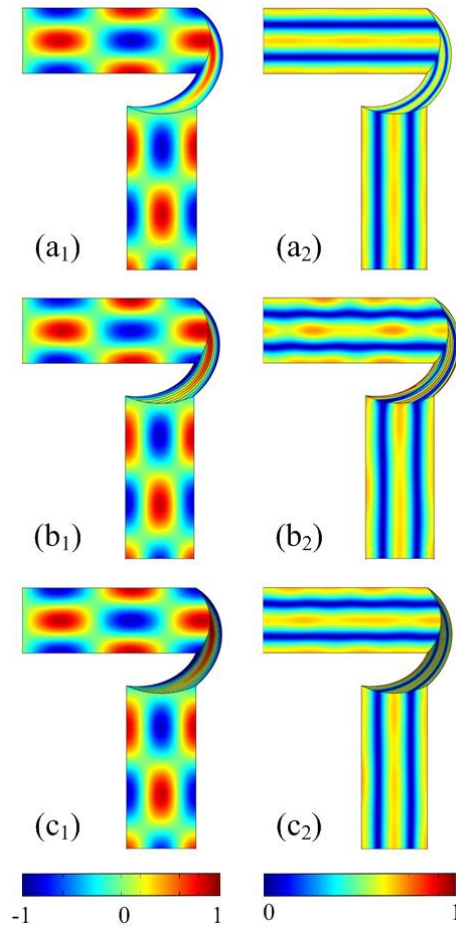
Slika 2.5(a) prikazuje rezultate simulacija za nemagnetsku krivinu. Pobuđen je

TE₂ talas sa leve ivice za frekvenciju $\Omega = 0.55$. Krivina je teoretski idealna tako da je blaga refleksija posledica numeričke greške i može se smanjiti povećanjem gustine mreže, ili povećanjem odnosa R_2/R_1 tako da je savijanje blaže. Slika 2.5(b) prikazuje simulaciju krivine realizovanu GPIC-om sa 13 nemagnetskih slojeva. U ovom slučaju postoji nešto veća refleksija nego u slučaju na sl. 2.5(a). Krivina na sl. 2.5(c) je realizovana i GPIC-om sa 26 slojeva dajući praktično iste rezultate kao i idealna struktura na sl. 2.5(a).

Ovi rezultati pokazuju da se nemagnetska talasovodna krivina bez refleksije može realizovati za TE talase korišćenjem samo homogenih i izotropnih nemagnetskih slojeva. U poređenju sa krivinom na bazi redukovanih parametara, nemagnetska krivina pokazuje bolje karakteristike, ali uz komplikovaniju geometriju.

2.4 Zaključak

U ovom poglavlju, TO je primenjena na prostorno konfinirana elektromagnetska polja u cilju dizajna uređaja za skretanje polja. Prikazana su dva slučaja realizacije. U slučaju krivine sa redukovanim parametrima, istražen je uticaj neusaglašenosti impedanse. U drugom slučaju, transformacije sa jediničnim Jakobijanom omogućavaju dizajn nemagnetske krivine sa idealnim parametrima. Dato je i nekoliko realizacija korišćenjem izotropnih i homogenih slojeva. Na primeru krivine sa redukovanim parametrima, pokazano je da se nehomogenost tenzora efektivne permisivnosti može uspešno kontrolisati promenom debljine nemagnetskih slojeva. Realizacija nemagnetske krivine sa slojevima je praktično savršena. Krivina proučena u ovom poglavlju bi mogla naći primenu u talasovodima za TE polarizaciju.



Slika 2.5: Rezultati simulacija za $\Omega = 0.55$ i za TE_2 mod u nemagnetskoj talasovodnoj krivini sa idealnim parametrima: (a) idealna krivina, (b) krivina na bazi GPIC-a sa 13 nemagnetskih slojeva i (c) krivina na bazi GPIC-a sa 26 nemagnetskih slojeva. Permitivnosti slojeva su konstantne, $\varepsilon_1 = 0.037$ i $\varepsilon_2 = 27.33$. (x1) pokazuje realni deo fazora magnetskog polja, dok (x2) prikazuje raspodelu intenziteta magnetskog polja.

Poglavlje 3 Optika sredina nehomogenog indeksa prelamanja korišćenjem 2D gradiranih fotonskih kristala

3.1 Uvod

U prethodnom poglavlju smo videli da su glavne prepreke u realizaciji transformacionih sredina bili gubici i uzak frekvencijski opseg rada. Zbog toga je, u cilju realizacije širokopojasnih GRIN sredina sa malim gubicima na optičkim frekvencijama, potrebno koristiti dielektrične materijale umesto metala i poluprovodnika. Ovo je moguće za izotropne GRIN sredine kao što su plašt nevidljivosti u obliku prekrivača [82, 84, 86, 85] i uređaji za usmeravanje i fokusiranje [56]. Osnova ovih uređaja je dielektrična ploča izbušena rupama promenljivih međurastojanja [84] ili ploča sa štapićima/rupama promenljivih poluprečnika [85, 56]. Takva ploča se može modelovati kao sredina sa prostorno promenljivim indeksom prelamanja. Ovakav način realizacije GRIN sredina pokazuje da bi se one mogle realizovati nehomogenim PhC-om sa prostorno promenljivim jediničnim ćelijama.

Vođenje svetlosti nehomogenim PhC-ovima korišćenjem ne PBG-a, već odgovarajuće prostorne disperzije je predloženo u referencama [140, 141]. Koncept GPhC-ova je uveden u radovima [142, 143], gde je pokazano kako zakriviti putanju svetlosti korišćenjem 2D GPhC-a sa jednodimenzionalnim gradijentom rešetke. Slični GPhC-ovi su zatim bili korišćeni za fokusiranje i vođenje svetlosti [144, 145, 146, 147]. Gradirane podtalasne rešetke se takođe mogu posmatrati kao 1D GPhC-ovi i oni su bili korišćeni za realizaciju fokusirajućeg sočiva [148] i talasovoda sa nehomogenim indeksom [149].

U ovom poglavlju je data opšta procedura za realizaciju izotropne GRIN sredine pomoću 2D GPhC-ova. GPhC-ovi su opisani kao efektivne sredine koje se ponašaju kao metamaterijali. Efektivni indeks prelamanja GPhC-ova se kontroliše poluprečnicima dielektričnih štapića ili vazdušnih rupa u dielektriku. GPhC-ovi su homogenizovani korišćenjem MGT-a. Na osnovu MGT-a, date su formule za

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

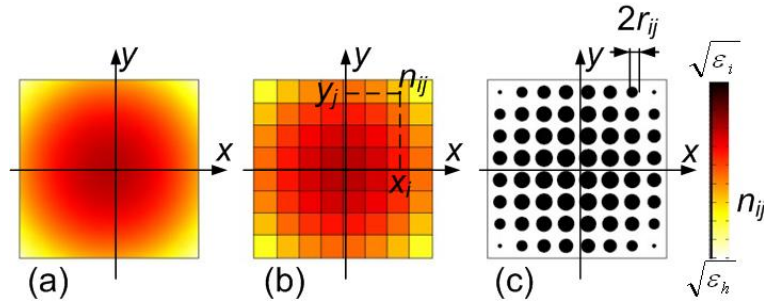
određivanje poluprečnika štapića i rupa. Gubici u GPhC-ovima su mali i oni omogućavaju realizaciju i na optičkim frekvencijama. Predloženi metod je verifikovan numeričkim simulacijama Luneburgovog sočiva, electromagnetske krivine i samofokusirajućeg sočiva na bazi GPhC-ova. Fokus istraživanja je određivanje frekvenzijskih opsega u kojima je procedura za homogenizaciju validna.

3.2 Gradirani fotonski kristali u režimu metamaterijala

Razmotrimo 2D uređaj sa profilom indeksa prelamanja $n(x, y)$ u xy -ravni koji je prikazan na sl. 3.1(a). U cilju realizacije ovog profila, on se prvo aproksimira diskretnim profilom na sl. 3.1(b). Svaka ij -ćelija je kvadrat stranice a , koordinate centra kvadrata su x_i i y_j , a indeks prelamanja n_{ij} je jednak $n(x_i, y_j)$. Putanja zraka kroz GRIN sredinu je određena jednačinama Hamiltonove optike [150]. Hamiltonijan za ij -ćeliju je jednak disperziji ravnanskog talasa

$$k = n_{ij} \frac{\omega}{c}, \quad (3.1)$$

gde je c brzina svetlosti u vakuumu, a k je moduo talasnog vektora u xy -ravni.



Slika 3.1: (a) Profil indeksa prelamanja sa 2D gradijentom i (b) njegova diskretna aproksimacija. (c) Realizacija profila pomoću GPhC-a.

Realizacija profila indeksa prelamanja na sl. 3.1(b) zahteva korišćenje mnogo materijala sa odgovarajućim diskretnim vrednostima indeksa prelamanja. Ako se indeks prelamanja sporo menja, jednostavnija realizacija se može postići GPhC-om sa kvadratnom rešetkom čiji je poprečnik presek u xy -ravni dat na sl. 3.1(c). Ovde se koriste dielektrični štapići od samo jednog materijala ili samo vazdušne rupe, dok su njihovi poluprečnici prostorno promenljivi. ϵ_i je permitivnost dielektričnih

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

štpaića ili rupa, a ε_h je permitivnost pozadinske sredine. Prostiranje polja se može analizirati jednačinama Hamiltonove optike [140], [141] ako se polje lokalno može aproksimirati ravanskim talasom. Ovo je ispunjeno u najnižoj fotonskoj zoni osim u blizini ivice zone [151]. Tada se ekvifrekvencijske konture (engl. equifrequency contour - EFC) mogu aproksimirati krugovima i GPhC se lokalno može modelovati izotropnom i homogenom sredinom [152], čija je disperzija

$$k = (n_{\text{eff}}^\alpha(k))_{ij} \frac{\omega(k)}{c}, \quad (3.2)$$

gde je $(n_{\text{eff}}^\alpha(k))_{ij}$ efektivni indeks prelamanja dobijen na osnovu disperzionih krivih za PhC čija je jedinična ćelija ij -ćelija pri čemu α označava transverzalni magnet-ski mod (TM, magnetsko polje je u xy -ravni) ili transverzalni električni mod (TE, električno polje je u xy -ravni). Izrazi (3.1) i (3.2) moraju biti ekvivalentni da bi GPhC-om sa sl. 3.1(c) mogla da se realizuje GRIN sredina sa sl. 3.1(b), što daje uslov za određivanje poluprečnika štapića (rupa), r_{ij} , za ij -ćeliju:

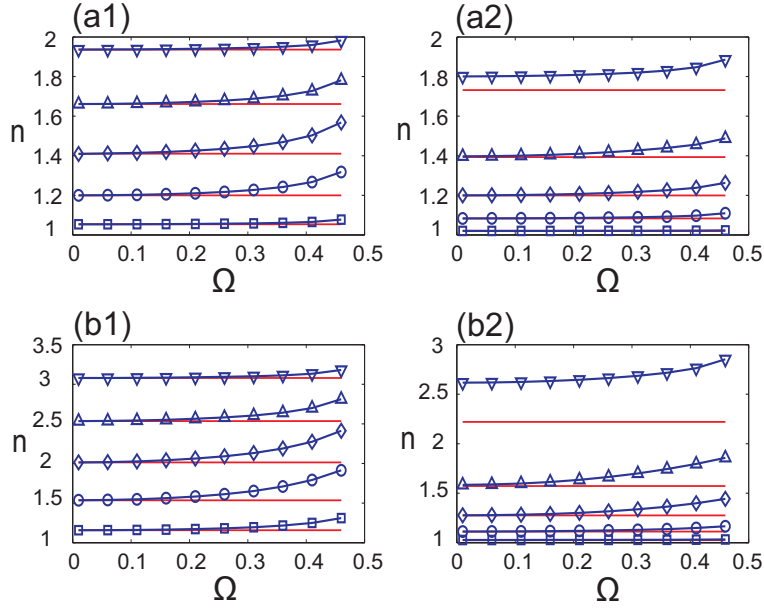
$$(n_{\text{eff}}^\alpha(k))_{ij} = n_{ij}. \quad (3.3)$$

U nastavku, odnos $\Omega = a/\lambda$ između veličine jedinične ćelije a i talasne dužine λ je označen kao normalizovana frekvencija. Ovde proučeni GPhC-ovi su sa štapićima permitivnosti $\varepsilon_i = 4.5$ i $\varepsilon_i = 11.8$ čiji se EFC-ovi mogu lokalno aproksimirati krugovima sve do $\Omega_{\text{max}} \approx 0.44$ u najnižoj fotonskoj zoni. Ovo znači da se GPhC-ovi mogu homogenizovati [152] i da oni funkcionišu u režimu metamaterijala sve do Ω_{max} što je odlučujući razlog za širokopojasni rad uređaja na bazi GPhC-ova. Slika 3.2 prikazuje izračunate vrednosti $n_{\text{eff}}^\alpha(k)$ (plave linije) za PhC sa pet različitih vrednosti r/a . Disperzione krive PhC-a su izračunate korišćenjem programskog paketa COM-SOL Multiphysics posmatranjem jedinične ćelije PhC-a sa periodičnim graničnim uslovima. Zatim je rešen svojstveni problem, dok je efektivni indeks prelamanja izračunat iz izraza (3.2). Zbog prostorne disperzije, efektivni indeks prelamanja počinje da se razlikuje od vrednosti u dugotalasnom režimu n_{eff}^α . Ipak, za normalizovane frekvencije $\Omega \lesssim 0.25$, može se usvojiti aproksimacija $n_{\text{eff}}^\alpha(k) \approx n_{\text{eff}}^\alpha$, tako da izraz (3.3) glasi

$$(n_{\text{eff}}^\alpha)_{ij} = n_{ij}. \quad (3.4)$$

U dugotalasnom režimu, PhC-ovi se mogu posmatrati kao efektivno homogene sredine [153], [154], [155] sa dijagonalnim tenzorom efektivne permitivnosti. Efek-

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala



Slika 3.2: Indeks prelamanja izračunat pomoću disperzionih krivih PhC-a u funkciji normalizovane frekvencije $\Omega = a/\lambda$ za PhC sa permitivnošću štapića: (a) $\epsilon_i = 4.5$ i (b) $\epsilon_i = 11.8$. Na levoj strani, (x1), prikazane su vrednosti za TM, a na desnoj strani, (x2), za TE mod. Prave crvene linije predstavljaju vrednosti indeksa prelamanja izračunate na osnovu MGT-a. Odnosi r/a se menjaju od 0.1 do 0.5: \square ($r/a = 0.1$), \circ ($r/a = 0.2$), \diamond ($r/a = 0.3$), \triangle ($r/a = 0.4$), ∇ ($r/a = 0.5$).

tivni indeksi prelamanja bazirani na MGT-u su $n_{\text{MGT}}^{\text{TE}} = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ i $n_{\text{MGT}}^{\text{TM}} = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$. Njihove vrednosti su prikazane pravim, crvenim linijama na sl. 3.2. Kao što se može videti, u dugotalasnom režimu, postoji potpuno slaganje sa vrednostima dobijenim pomoću disperzionih krivih za TM mod, dok je za TE mod, slaganje prihvatljivo za $r/a < 0.4$. Ovo je u saglasnosti sa rezultatima reference [156]. Za TE mod, električno polje je normalno na štapiće u PhC-ovima, a glavna pretpostavka u izvođenju MGT-a je da je štapić postavljen u lokalno homogenu polarizovanu sredinu [45]. Za male vrednosti faktora ispunjenosti štapićima, ovo je dobra aproksimacija, ali sa povećanjem poluprečnika, polje unutar štapića postaje perturbovano i aproksimacija homogene polarizacije više ne važi. Ovo je razlog zašto postoji značajna razlika između efektivnih indeksa za TE mode izračunatih na osnovu MGT-a i onih izračunatih pomoću disperzionih krivih za $r/a > 0.4$ čak i u dugotalasnom režimu. U slučaju TM moda, električno polje je paralelno štapićima tako da je PhC homogeno polarizovan čak i pri velikim faktorima ispunjenosti, pa usrednjavanje polja daje tačne vrednosti u dugotalasnom režimu.

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

Pošto se efektivni indeks n_{eff}^α može izraziti korišćenjem MGT-a, uslov dat izrazom (3.4) onda glasi $(n_{\text{MGT}}^\alpha)_{ij} = n_{ij}$. Poluprečnici štapića sa sl. 3.1(c) se mogu odrediti stavljanjem ovog uslova u izraze (1.35) i (1.33) sa prostorno promenljivim faktorima ispunjenja, $f_{ij} = r_{ij}^2 \pi / a^2$. Konačno, u slučaju TE polarizacije, poluprečnik r_{ij} se dobija na osnovu izraza (1.35) kao

$$r_{ij} = a \sqrt{\frac{(\varepsilon_h - n_{ij}^2)(\varepsilon_h + \varepsilon_i)}{\pi(\varepsilon_h + n_{ij}^2)(\varepsilon_h - \varepsilon_i)}}, \quad (3.5)$$

dok se za TM mod, poluprečnik dobija iz izraza (1.33) u obliku

$$r_{ij} = a \sqrt{\frac{n_{ij}^2 - \varepsilon_h}{\pi(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}}. \quad (3.6)$$

U prethodnoj analizi zanemarena je frekvencijska disperzija štapića tako da izrazi (3.5) i (3.6) važe u frekvencijskim opsezima gde ova aproksimacija važi. Korišćenje samo dielektričnih materijala omogućava realizaciju uređaja sa malim gubicima, ali istovremeno ograničava efektivne indekse koji se mogu ostvariti sa GPhC-ovima. Donja granica je 1, dok je gornja granica određena maksimalnim dozvoljenim faktorom ispunjenosti. U slučaju TM moda, maksimalni faktor ispunjenosti je 0.78 u slučaju štapića koji se dodiruju, dok je u slučaju TE moda, maksimalni faktor ispunjenosti 0.5 zbog uslova $r/a < 0.4$.

Analitičke formule date izrazima (3.5) i (3.6) veoma pojednostavljaju dizajn u odnosu na metod baziran na određivanju efektivnog indeksa numeričkim simulacijama jediničnih ćelija i podešavanjem njihove geometrije u cilju zadovoljavanja zadatog indeksa prelamanja. Glavna pretpostavka $n_{\text{eff}}^\alpha(k) \approx n_{\text{MGT}}^\alpha$ za $\Omega \lesssim 0.25$ je u saglasnosti sa rezultatima u referenci [157]. Ova aproksimacija je primenljiva zbog približno linearnih disperzionih krivih PhC-a u najnižoj zoni. U sledećem poglavlju, biće pokazano da ova aproksimacija daje dobre rezultate u realizaciji GRIN sredina čak i za frekvencije $\Omega \gtrsim 0.25$, mada je ovde razlika između $n_{\text{eff}}^\alpha(k)$ i n_{MGT}^α daleko izraženija. Izračunavanjem n_{MGT}^α korišćenjem proširenog MGT-a [158], [159], bilo bi moguće ostvariti potpuno slaganje frekvencijski zavisnog indeksa prelamanja $n_{\text{eff}}^\alpha(k)$ na sl. 3.2, ne samo njegove vrednosti u dugotalasnom režimu, ali tada bi efektivni indeks n_{MGT}^α bio zavistan od Ω . S druge strane, izrazi (3.5) i (3.6), omogućavaju dizajn koji nije zavistan od frekvencije i koji je primenljiv u širokom frekvencijskom opsegu.

3.3 Numerički rezultati i diskusija

Predloženi metod je verifikovan numeričkim simulacijama Luneburgovog sočiva, elektromagnetske krivine i samofokusirajućeg sočiva na bazi GPhC-a, korišćenjem programskog paketa COMSOL Multiphysics. Pošto se indeks prelamanja u uređajima menja od minimalne n_{\min} do maksimalne vrednosti n_{\max} , zajednička karakteristika svih ćelija u GPhC-ovima je talasna dužina u slobodnom prostoru λ_0 , dok se talasna dužina $\lambda = \lambda_0/n$ i normalizovana frekvencija $\Omega = a/\lambda$ menjaju od ćelije do ćelije. Zbog toga je frekvencija pobude u simulacijama izražena preko $\Omega_0 = a/\lambda_0$, dok Ω leži u intervalu između $n_{\min}\Omega_0$ i $n_{\max}\Omega_0$.

3.3.1 2D Luneburgovo sočivo

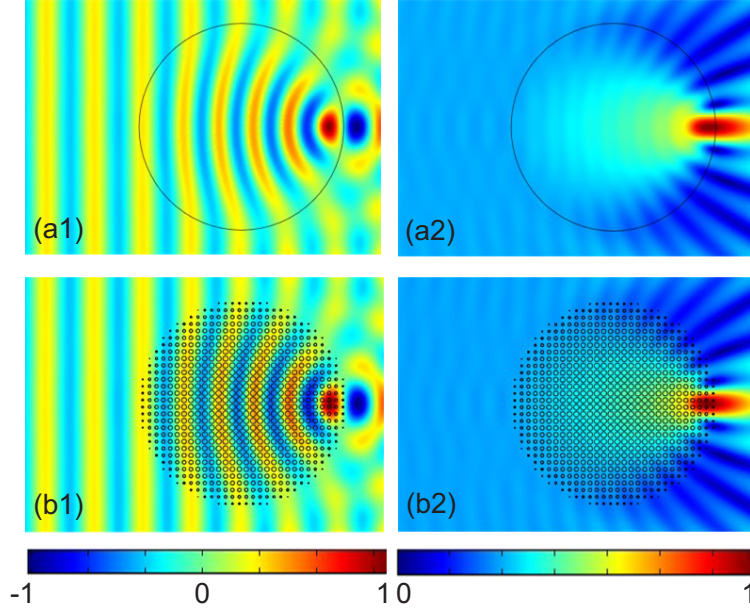
Luneburgovo sočivo [160] je sferno simetrično sočivo koje fokusira upadno elektromagnetsko polje iz bilo kog pravca u tačku na suprotnoj strani sočiva, ili transformiše zračenje tačkastog izvora na površini sočiva u paralelne zrake na drugoj strani sočiva. Sočivo se koristi kao prijemnik i predajnik u antenama i kao koncentrator polja za fokusiranje. Ovde se razmatra realizacija 2D cilindričnog Luneburgovog sočiva pomoću GPhC-ova u cilju provere predloženog metoda za TE polarizaciju. Indeks prelamanja sočiva je dat sa

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2}, \quad \rho < R, \quad (3.7)$$

gde je R poluprečnik sočiva, a ρ je polarna koordinata unutrašnjih tačaka sočiva. U cilju realizacije ovog profila ($n_{\min} = 1$, $n_{\max} = 1.41$), SiO_2 , korišćeni su štapići permitivnosti $\varepsilon = 4.5$ dok je pozadinska sredina vakuum. Poluprečnici štapića su izračunati na osnovu izraza (3.5). Rezultati simulacija za originalno sočivo sa profilom indeksa prelamanja datim izrazom (3.7) su prikazani na sl. 3.3(a), dok su rezultati za sočivo na bazi GPhC-a prikazani na sl. 3.3(b). Frekvencija pobude je $\Omega_0 = 0.14$, dok $\Omega \in (0.14, 0.2)$. Kao što se može videti, sočivo na bazi GPhC-a se ponaša kao i originalno, ravanski talas sa leve strane je fokusiran na suprotnu desnu stranu, dok se polje unutar sočiva lokalno ponaša kao ravanski talas, što potvrđuje validnost aproksimacije efektivnom sredinom. U cilju ocene rada sočiva, refleksija ispred sočiva na bazi GPhC-a je izračunata u funkciji frekvencije pobude Ω_0 i prikazana je na sl. 3.4, dok je refleksija za originalno sočivo dato kao referenca.

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

Kao što se može videti, za $\Omega_0 = 0.14$, refleksije za oba sočiva su zanemarljive što znači da upadno polje ne prepoznaje periodičnu strukturu sočiva na bazi GPhC-a.

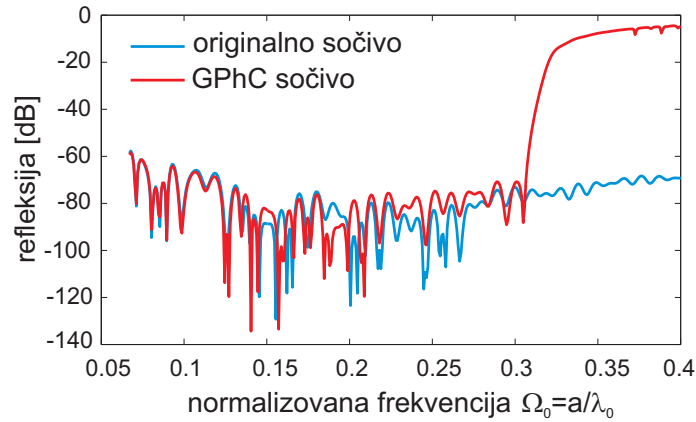


Slika 3.3: Rezultati simulacija za TE mod za (a) originalno sočivo i (b) Luneburgovo sočivo na bazi GPhC-a, za $\Omega_0 = 0.14$, dok $\Omega \in (0.14, 0.2)$. Na levoj strani, (x1), prikazana je z -komponenta magnetskog polja, a na desnoj strani, (x2), intenzitet magnetskog polja.

Rezultati simulacija za sočivo na bazi GPhC-a na nižim frekvencijama, $\Omega_0 = 0.08$, $\Omega \in (0.08, 0.11)$, su prikazani na sl. 3.5(a). Kao što se može videti, sočivo radi dobro dok je refleksija mala, sl. 3.4. Ipak, fokus je širi, pomeren je ka unutrašnjosti i intenzitet polja u fokusu je smanjen. Ove promene su posledica toga da je originalno sočivo dizajnirano u limitu geometrijske optike. Ipak, simulacije pokazuju da sočivo dobro radi čak i za $\Omega_0 = 0.067$, daleko izvan granica geometrijske optike gde je talasna dužina u slobodnom prostoru jednaka poluprečniku sočiva. Treba napomenuti da postojanje donje frekvijske granice nije posledica realizacije korišćenjem GPhC-ova.

Rezultati simulacija sočiva na višim frekvencijama, $\Omega_0 = 0.3$, $\Omega \in (0.3, 0.42)$, pri čemu je refleksija i dalje niska i na istom nivou kao i kod originalno sočiva su prikazani na sl. 3.5(b). Sočivo radi veoma dobro na ovoj frekvenciji, fokus je uži, intenzitet polja u fokusu je veći, tako da je fokusiranje bolje pošto je rad na višim frekvencijama bliži limitu geometrijske optike. Ipak, za $\Omega \gtrsim 0.25$, razlika između efektivnog indeksa izračunatog na osnovu MGT-a i efektivnog indeksa izračunatog pomoću disperzionih

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala



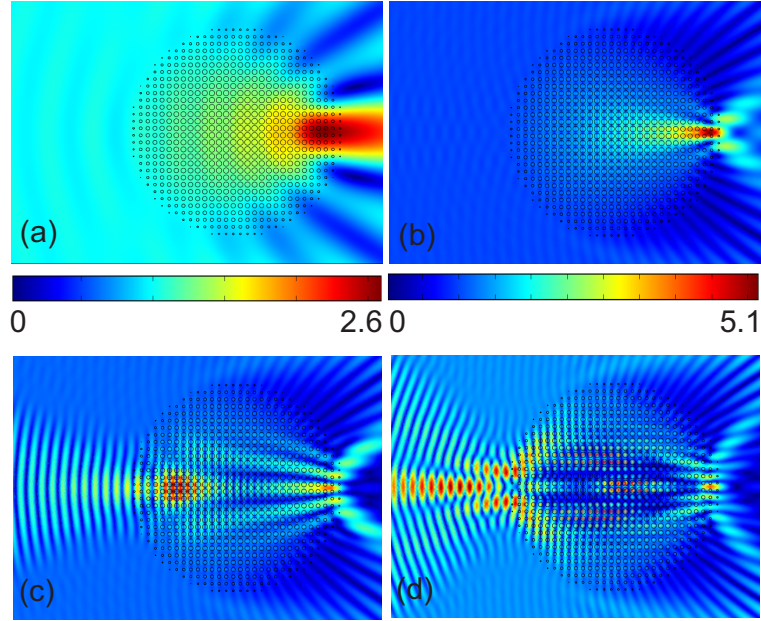
Slika 3.4: Refleksija za originalno (plava boja) i Luneburgov sočivo na bazi GPhC-a (crvena boja).

krivih PhC-a dovodi do blagih promena profila indeksa prelamanja unutar sočiva na bazi GPhC-a tako da je fokus pomeren ka unutrašnjosti. Dakle, za frekvencije $\Omega \gtrsim 0.25$, realizacija Luneburgovog sočiva pomoću GPhC-ova je i dalje moguća pošto ono nije jako osetljivo na blage promene raspodele indeksa prelamanja, ali za preciznu kontrolu, potrebno je izračunati efektivni indeks preko disperzionih krivih PhC-ova.

Dalje povećanje frekvencije pobude Ω_0 iznad 0.3 dovodi do jakih refleksija od sočiva na bazi GPhC-a, sl. 3.4. Pošto je refleksija od originalnog sočiva i dalje zanemarljiva, povećana refleksija znači da upadno polje više ne prepoznaje sočivo na bazi GPhC-a kao lokalno homogenu sredinu. Ovo potvrđuje stojeći talas ispred i u centralnom delu sočiva na bazi GPhC-a, sl. 3.5(c), koji je nastao kao posledica Bragovih refleksija od centralnih jediničnih ćelija. Efektivni indeks prelamanja je najveći u centru sočiva, što daje i najnižu vrednost λ , tako da je to mesto gde Ω dostiže uslov Bragovih refleksija. Sa daljim povećanjem frekvencije Ω_0 , uslov Bragovih refleksija postaje ispunjen i u delovima sočiva sa manjim indeksom prelamanja, tako da se Bragove refleksije pojavljuju i u bočnim delovima, sl. 3.5(d). Dakle, na osnovu proračuna refleksije za sočivo na bazi GPhC-a, zaključujemo da je $\Omega_0 \approx 0.3$ maksimalna frekvencija pobude i $\Omega \approx 0.42$ je gornja frekvencijska granica za ispravan rad sočiva.

Maksimalna frekvencija pobude za ispravan rad sočiva na bazi GPhC-a se može odrediti jednostavnom aproksimativnom formulom. Gornja frekvencijska granica $\Omega \approx 0.42$ nakon koje se pojavljuju Bragove refleksije je veoma bliska $\Omega_{\max} \approx 0.44$, maksimalnoj normalizovanoj frekvenciji za homogenizaciju PhC-ova i njihov rad u

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala



Slika 3.5: Rezultati simulacije intenziteta magnetskog polja za TE mod u Luneburgovom sočivu na bazi GPhC-a: (a) $\Omega_0 = 0.08$, (b) $\Omega_0 = 0.3$, (c) $\Omega_0 = 0.33$ i (d) $\Omega_0 = 0.38$.

režimu metamaterijala. Ovo znači da se Bragove refleksije prvo pojavljuju kada Ω postane veće od Ω_{\max} u delovima uređaja na bazi GPhCa- sa najvećim efektivnim indeksom prelamanja. Za sočivo, ovo je centralni deo. Dakle, za pravilan rad uređaja, frekvencija pobude treba da zadovoljava sledeći aproksimativan uslov $\Omega_0 \lesssim \Omega_{\max}/n_{\max}$. Prednost ove formule je da se Ω_{\max} može jednostavno odrediti proračunom EFC-a za jediničnu ćeliju kojom se realizuje najveći efektivni indeks prelamanja u razmatranom uređaju.

Gornja frekvencijska granica zavisi od rezolucije diskretnog profila indeksa prelamanja. Kada ovaj diskretan profil dovoljno dobro aproksimira originalni profil, dalje smanjenje veličine jedinične ćelije neće značajno unaprediti karakteristike uređaja, ali će omogućiti rad na višim frekvencijama zbog zakona skaliranja PhC-ova. Naravno, cena će biti komplikovanija proizvodnja sitnijih jediničnih ćelija GPhC-ova. U prethodnim primerima, sočivo je realizovano sa 15 jediničnih ćelija po poluprečniku, što znači da je promena indeksa prelamanja po jediničnoj ćeliji 0.027. Simulacije za sočivo (nisu prikazane ovde) koje je realizovano sa 10 (približno 33% smanjen broj) jediničnih ćelija po poluprečniku i promenu indeksa prelamanja po jediničnoj ćeliji od 0.041 su pokazale da i ovo sočivo radi dobro, ali gornja frekvencijska granica je

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

smanjena za približno 33%.

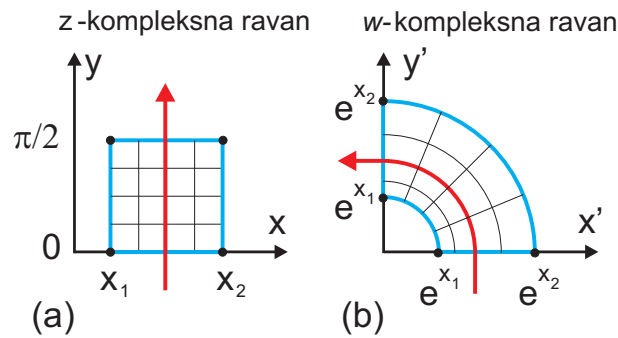
3.3.2 Elektromagnetska krivina

Krivina je uređaj za vođenje i usmeravanje elektromagnetskih zraka. U prethodnom poglavlju je proučena elektromagnetska krivina dizajnirana metodom transformacione optike. Ova krivina zahteva anizotropnu permitivnost sa pojedinim elementima manjim od jedan. U cilju pojednostavljenja realizacije, ovde je krivina dizajnirana na bazi konformnog preslikavanja

$$w = \exp\left(\frac{z}{C}\right). \quad (3.8)$$

Ovim preslikavanjem, kvadratni domen u pravolinijskoj Dekartovoj mreži z -kompleksne ravni, $z = x + iy$, je transformisan u kružni isečak u polarnim koordinatama w -kompleksne ravni, $w = x' + iy'$, kao što je prikazano na sl. 3.6. Konstanta C se može koristiti za podešavanje dielektričnog profila unutar krivine. Ako je kvadratni domen prazan, tj. ako je njegov indeks prelamanja $n_z = 1$, na osnovu izraza (1.80) profil indeksa prelamanja krivine glasi

$$n = \frac{C}{\sqrt{x'^2 + y'^2}}. \quad (3.9)$$

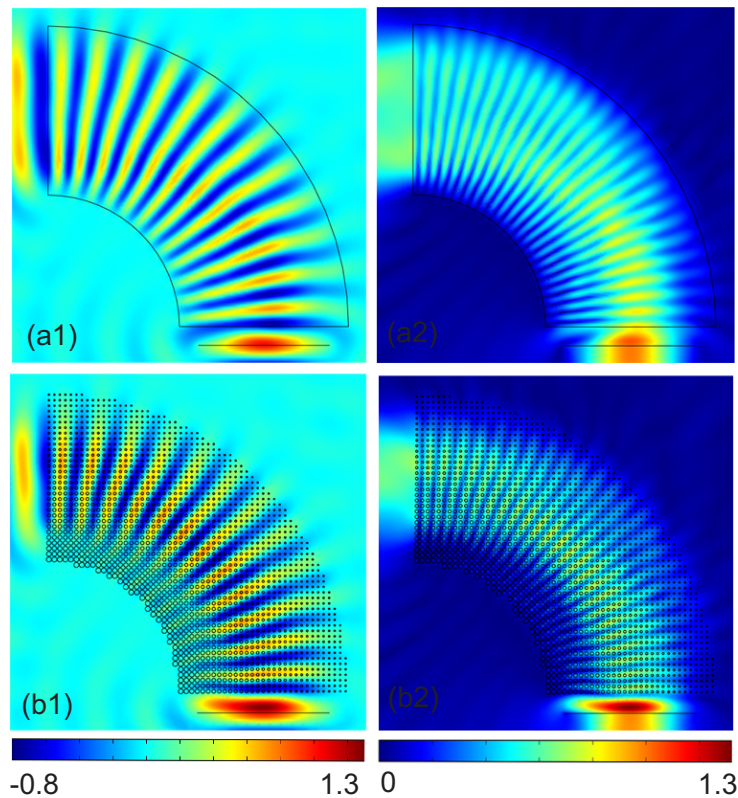


Slika 3.6: Preslikavanje $w = \exp\left(\frac{z}{C}\right)$, $C = 1$, kojim je dizajnirana elektromagnetska krivina: (a) kvadratni domen u Dekartovim koordinatama kompleksne ravni $z = x + iy$ i (b) njegova slika, kružni segment u krivolinijskim koordinatama kompleksne ravni $w = x' + iy'$. Unutrašnji i spoljašnji poluprečnik krivine su $\exp(x_1)$ i $\exp(x_2)$, respektivno, dok je $\pi/2$ ugao krivine. Crvene linije pokazuju pravac prostiranja elektromagnetskog talasa.

Za izabranu geometriju krivine, indeks prelamanja se menja od $n_{\min} = 1.25$ do

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

$n_{\max} = 2.86$. Ovo je značajno veća promena u odnosu na Luneburgovo sočivo, tako da je neophodna gušća raspodela štapića. Permitivnost štapića je $\varepsilon_i = 11.8$ i pozadinska sredina je vakuum. Poluprečnici štapića su određeni na osnovu izraza (3.6) pri čemu je $C = 1$. Rezultati simulacija za originalnu i krivinu na bazi GPhC-a su prikazani na sl. 3.7(a) and (b), respektivno, pri čemu je frekvencija pobude $\Omega_0 = 0.11$ i $\Omega \in (0.137, 0.32)$. Kao što se može videti, raspodela polja u krivini na bazi GPhC-a se poklapa sa poljem u originalnoj krivini i polje doživljava krivinu kao efektivnu sredinu. Rezultati proračuna transmisije su prikazani na sl. 3.8 i za $\Omega_0 = 0.11$ obe krivine imaju istu transmisiju.

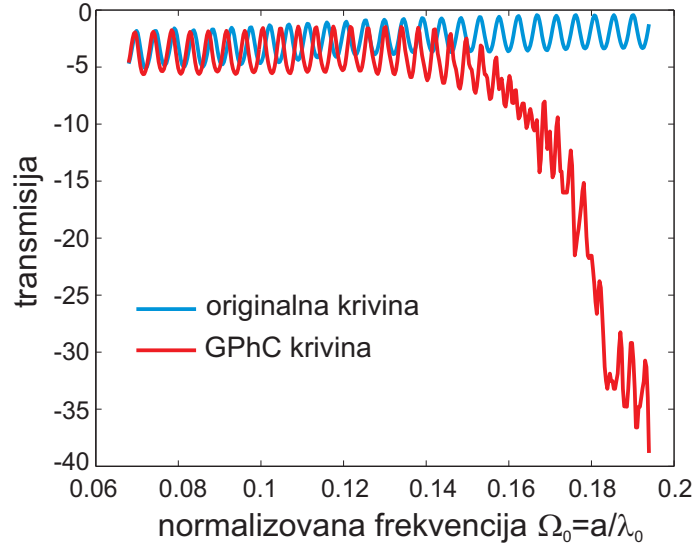


Slika 3.7: Rezultati simulacija za TM mod za (a) originalnu krivinu i (b) krivinu baziranu na GPhC-u za frekvenciju $\Omega_0 = 0.11$. Na levoj strani, (x1), je prikazana z-komponenta električnog polja, dok je na desnoj strani, (x2), intenzitet električnog polja.

Ipak, obe krivine nisu spregnute po impedansi na ulazu i izlazu što dovodi do refleksije upadnog polja i smanjenja transmisije, sl. 3.8, i do pojave stojećeg talasa ispred i unutar krivina, sl. 3.7(a2) i 3.7(b2). Refleksija se može smanjiti dizajni-ranjem odgovarajućih antirefleksionih slojeva ili korišćenjem numeričkih konformnih

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

preslikavanja [79].



Slika 3.8: Transmisija kroz originalnu (plava linija) i elektromagnetsku krivinu na bazi GPhC-a (crvena linija). Male oscilacije u transmisiji su Fabri-Peroove resonancije unutar krivine zbog neusaglašenosti impedansi na ulazi i izlazu iz krivine.

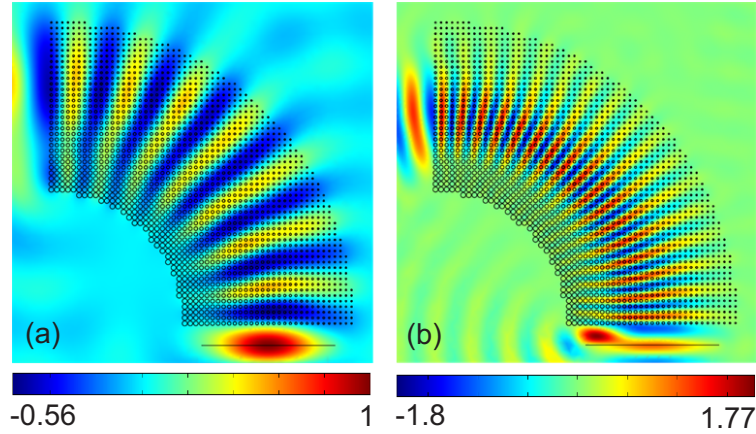
Dizajn na bazi konformnih preslikavanja je validan u granicama geometrijske optike [77], tako da je potrebno da se indeks prelamanja menja sporo unutar talasne dužine [150]. Iako je gradijent indeksa prelamanja u krivini 3.5 puta veći nego kod Luneburgovog sočiva, simulacije pokazuju da krivina radi dobro čak i u slučaju kada je talasna dužina uporediva sa dimenzijama krivine pri čemu transmisija ostaje na istom nivou za obe krivine, sl. 3.8. Ipak, širenje zraka na nižim frekvencijama je izraženije, što može dovesti do krivljenja talasnog fronta, kao što je pokazano na sl. 3.9(a) za $\Omega_0 = 0.068$.

Kao što se može videti na sl. 3.8, transmisije za obe krivine su na istom nivou do frekvencije $\Omega_0 = 0.15$ (Ω je u intervalu između 0.187 i 0.43). Rezultati simulacija za ovu frekvenciju su prikazani na sl. 3.9(b). Zrak je i dalje zakrivljen, ali sad postoji malo fazno kašnjenje (oko polovine talasne dužine) u krivini na bazi GPhC-a u odnosu na originalnu krivinu (simulacija nije prikazana). To znači da postoji mala razlika u indeksu prelamanja između dve krivine, a kao posledica homogenizacije na bazi MGT-a. Ipak, krivina je robustna na ove promene indeksa prelamanja.

Za frekvencije veće od $\Omega_0 \approx 0.15$, transmisija za krivinu na bazi GPhC-a se naglo smanjuje, dok za originalnu krivinu ostaje na istom nivou, sl. 3.8. Ovo znači da upadno polje više ne doživljava krivinu na bazi GPhC-a kao efektivnu

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

sredinu. Bragove refleksije se pojavljuju na jediničnim ćelijama duž unutrašnje ivice pošto je tu indeks prelamanja najveći i talasna dužina najmanja, tako da je to mesto gde je najpre zadovoljen Bragov uslov. Pošto uređaj više ne funkcioniše kao krivina, $\Omega_0 \approx 0.15$ je maksimalna dozvoljena frekvencija pobude, dok je $\Omega \approx 0.43$ gornja frekvencijska granica za ispravan rad krivine na bazi GPhC-a. Kao i u slučaju Luneburgovog sočiva, gornja frekvencijska granica $\Omega \approx 0.43$ je bliska Ω_{\max} . Dakle, postizanje ove granice se ponovo može objasniti kao rezultat povećanja Ω iznad Ω_{\max} u ćelijama sa najvećim indeksom prelamanja u GPhC-u. Na osnovu toga, maksimalna dozvoljena frekvencija pobude se ponovo može odrediti na osnovu aproksimativne formule $\Omega_0 \lesssim \Omega_{\max}/n_{\max}$.



Slika 3.9: Rezultati simulacija za z-komponentu električnog polja TM moda u krivini na bazi GPhC-a: (a) $\Omega_0 = 0.068$ i (b) $\Omega_0 = 0.15$.

3.3.3 Samofokusirajuće sočivo

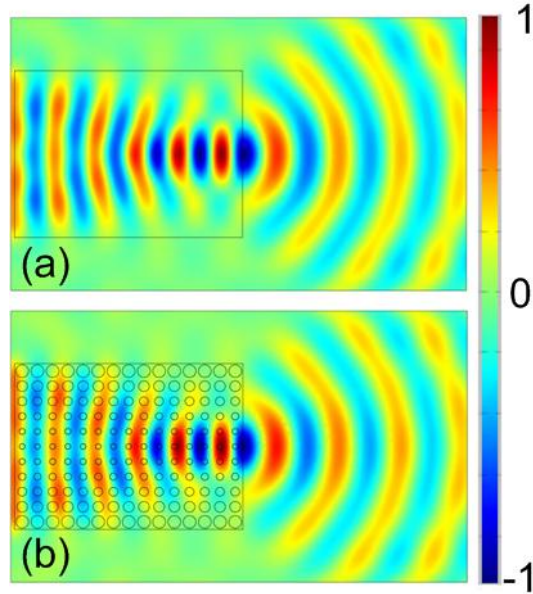
Sa tačke gledišta integrisane fotonike, poželjno je realizovati optičke komponente unutar jedne dielektrične ploče. U tom slučaju se GRIN optika može realizovati bušenjem rupa prostorno promenljivih poluprečnika u dielektričnoj ploči. Primer ovakve realizacije je samofokusirajuće sočivo na bazi GPhC-a čiji je indeks prelamanja [161]

$$n(y) = n_0 \sqrt{1 - g^2 y^2}, \quad (3.10)$$

gde je $n_0 = 1.5$ indeks prelamanja duž optičke x -ose i $g = \pi/(2L)$ je gradijentni parametar indeksa prelamanja duž y -ose, gde je L debljina sočiva duž optičke ose.

Sočivo na bazi GPhC-a se sastoji od dielektrične ploče permitivnosti $\varepsilon_h = 2.4$,

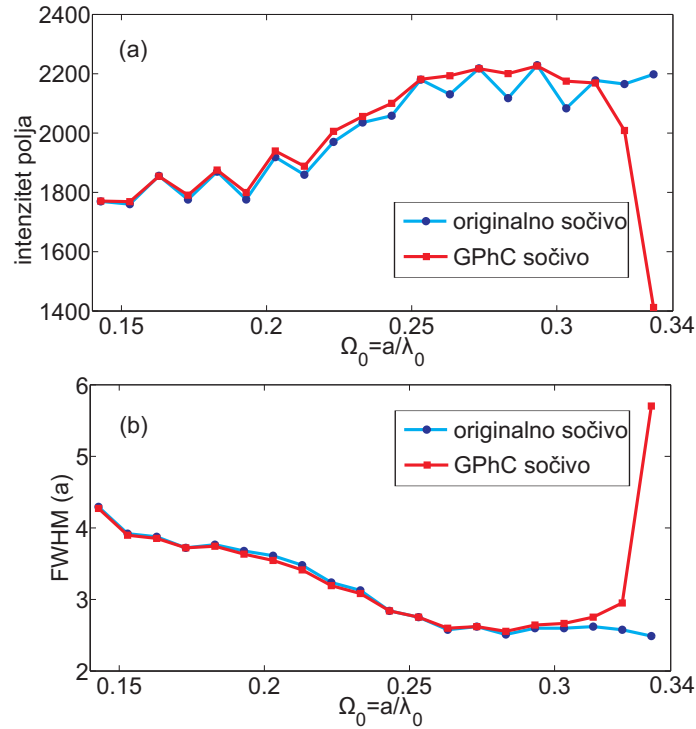
3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala



Slika 3.10: Rezultati simulacija z -komponente električnog polja TM moda za frekvenciju $\Omega_0 = 0.25$: (a) originalno i b) samofokusirajuće sočivo na bazi GPhC-a.

širine $w = 11a$, i debljine $L = 15a$, dok je permitivnost vazdušnih rupa $\varepsilon_i = 1$. Poluprečnici rupa su određeni izrazom (3.6). Pobuda sa leve strane je ravanski talas. Rezultati simulacija za $\Omega_0 = 0.25$ i TM mod su prikazani na sl. 3.10. Sočivo na bazi GPhC-a radi kao i originalno. Polje unutar sočiva bazi GPhC-a se ponaša lokalno kao ravanski talas čija faza napreduje u spoljašnjim delovima sočiva zbog manjeg efektivnog indeksa prelamanja. To dovodi do fokusiranja upadnog polja na izlazu sočiva. Dok geometrijska optika predviđa fokusiranje svih zraka u jednu tačku, simulacije realnog prostiranja pokazuju talasnu prirodu svetlosti koja dovodi do fokusa konačne veličine (kao mera veličine fokusa se koristi poluširina pri maksimumu (engl. full-width at half maximum - FWHM)). Fokusiranje je bolje za više frekvencije pri čemu je polje u fokusu jačeg intenziteta, sl. 3.11(a) i manjeg FWHM-a, sl. 3.11(b). Ipak, sa povećanjem frekvencije upadno polje počinje da prepoznaje strukturu sočiva što na kraju dovodi do Bragovih refleksija. Tada se intenzitet polja u fokusu naglo smanjuje, sl. 3.11(a), dok FWHM biva naglo uvećan, sl. 3.11(b). Nakon Bragove frekvencije, sočivo na bazi GPhC-a se više ne može koristiti za fokusiranje.

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala



Slika 3.11: (a) Intenziteti polja u fokusu i (b) FWHM na izlazu sočiva u funkciji frekvencije. Plave linije su za originalno, a crvene za samofokusirajuće sočivo na bazi GPhC-a.

3.4 Zaključak

U ovom poglavlju je predložen metod za realizaciju izotropnih GRIN sredina korišćenjem GPhC-ova koji rade u režimu metamaterijala. Metod je verifikovan numeričkim simulacijama Luneburgovog sočiva, krivine elektromagnetkog zraka i samofokusirajućeg sočiva na bazi GPhC-a. Pokazano je da se ovi uređaji mogu realizovati dielektričnim štapićima od samo jednog materijala ili vazдушnim rupama promenljivih poluprečnika u dielektričnoj pozadinskoj sredini. Ovo omogućava proizvodnju uređaja sa malim gubicima na optičkim frekvencijama. Jednostavnost predloženog metoda je rezultat približno linearne disperzije PhC-ova u širokom opsegu frekvencija u najnižoj fotonskoj zoni. To omogućava izračunavanje efektivnih parametara na bazi MGT-a i analitičke formule za poluprečnike štapića i rupa. Ovde proučeni GPhC-ovi se mogu posmatrati kao gradirani dielektrični metamaterijali.

Predloženi metod omogućava rad u širokoj frekvencijskoj oblasti u najnižoj zoni. Za normalizovane frekvencije $\Omega \lesssim 0.25$, uređaji na bazi GPhC-ova rade kao i originalni GRIN uređaji. Na višim frekvencijama, $\Omega \gtrsim 0.25$, homogenizacija PhC-ova

3. GRIN optika korišćenjem gradiranih fotonskih kristala

je i dalje moguća pošto se EFC-ovi i dalje mogu aproksimirati krugovima. Iako se efektivni parametri PhC-ova tada razlikuju od vrednosti dobijenih na bazi MGT-a, pokazano je da metod daje dobre rezultate u slučaju uređaja za vođenje, usmeravanje i fokusiranje elektromagnetskog polja, koji su neosetljivi na male promene indeksa prelamanja. Ipak, za $\Omega \gtrsim 0.25$, u primenama gde je neophodno veoma precizno kontrolisati indeks prelamanja, on se mora izračunati na osnovu disperzionih krivih.

Gornja frekventijska granica za ispravno funkcionisanje uređaja na bazi GPhC-ova je određena pojavom Bragovih refleksija. Do njih dolazi kada normalizovana frekvencija Ω u delovima uređaja sa najvećim indeksom prelamanja počinje da prevazilazi Ω_{\max} , maksimalnu normalizovanu frekvenciju za homogenizaciju i rad GPhC-ova u režimu metamaterijala. Kao rezultat, maksimalna frekvencija pobude se može odrediti na bazi aproksimativne formule $\Omega_0 \lesssim \Omega_{\max}/n_{\max}$. Iako su originalni GRIN uređaji dizajnirani u limitu geometrijske optike, simulacije su pokazale da razmatrani uređaji na bazi GPhC-ova rade dobro i daleko van ovog limita.

Poglavlje 4 Podesiva GRIN optika na bazi gradiranih plazmonskih kristala sa poluprovodničkim štapićima

4.1 Uvod

Mnoge primene u fotonici zahtevaju podesive uređaje koji se dinamički kontrolišu. U GRIN optici, svetlost se kontinualno vodi duž krivolinijskih putanja kao posledica nehomogenog indeksa prelamanja. Zbog toga "uključ-i-isključ-i" kontrola koja je do sada bila primenjivana za PhC-ove, PIC-ove i metamaterijale, i čiji je kratak pregled dat u sekciji 1.7, ne može biti primenjena za podešavanje GRIN uređaja. Do sada, GRIN uređaji su realizovani akustičkom modulacijom indeksa prelamanja [162], podešavanjem protoka u tečnostima [163] i primenom promenljivog električnog polja na tečne kristale [164]. Jedna mogućnost za podešavanje kompozitnih GRIN struktura je prikazana na primeru podesivog plazmonskog sočiva [165, 166]. U izvornom predlogu plazmonskog sočiva, ono se sastoji iz metalne ploče sa vazдушnim prorezima. Korišćenjem ploče od poluprovodnika [165] ili materijala sa Kerovom nelinearnošću [166] umesto metala, moguće je podešavati propagaciju SPP moda unutar vazdušnog proreza i time postići podesivo fokusiranje. Podesivi GRIN profil je takođe realizovan primenom prostorno promenljivog napona na metamaterijal koji se sastoji iz jednakih jediničnih ćelija, prstenova sa procepom, na podesivom sloju vanadijum-dioksida [167].

U ovom poglavlju, korišćenjem numeričkih simulacija istražujemo realizaciju podesive GRIN optike korišćenjem 2D GPIC-ova koji se sastoje od poluprovodničkih štapića prostorno promenljivih poluprečnika u dielektričnoj sredini. U aproksimaciji efektivne sredine, takvi GPIC-ovi se mogu posmatrati kao sredine sa gradiranom efektivnom permitivnošću. Podešavanje se postiže promenom koncentracije slobodnih naelektrisanja u poluprovodničkim štapićima. To dovodi do promena plazmonske frekvencije poluprovodnika i njihove dielektrične permitivnosti. Kao finalni rezultat, GPIC-ovi sa poluprovodničkim štapićima se mogu posmatrati kao pode-

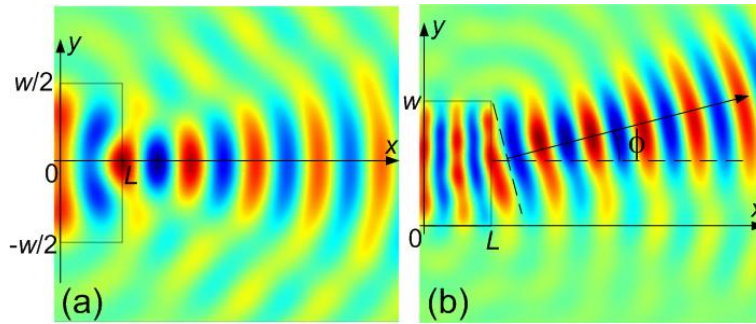
sive GRIN sredine. Ovde se proučava podesivo (fokusirajuće/divergirajuće) sočivo i antena sa podesivim uglom skretanja zraka.

4.2 Način podešavanja

Na početku sledi definicija GRIN profila za razmatrane uređaje. Profil indeksa prelamanja fokusirajućeg/divergirajućeg sočiva je [161]

$$n(y) = n_0 \sqrt{1 \pm g^2 y^2}, \quad (4.1)$$

gde je n_0 indeks prelamanja duž x -ose, a g je gradijentni parametar indeksa prelamanja duž y -ose, sl. 4.1(a). Znak \pm označava ili fokusirajuće (znak $-$) ili divergirajuće (znak $+$) sočivo.



Slika 4.1: GRIN uređaji: (a) sočivo i (b) antena za skretanje zraka.

Indeks prelamanja antene za skretanje zraka je [53, 56]

$$n(y) = n_0 + \frac{\sin(\phi)}{L} y, \quad (4.2)$$

gde je n_0 indeks prelamanja duž x -ose, L je dužina uređaja duž x -ose i ϕ je ugao skretanja zraka, sl. 4.1(b).

Gore navedeni GRIN profili su realizovani GPIC-ovima na osnovu procedure opisane u prethodnom poglavlju. Poluprovodnički štapići su od InSb čija permisivnost ε_i je data Drudevom disperzijom u izrazu (1.9). Korišćenjem jednačine (1.33), efektivni indeks prelamanja GPIC-ova kod kojih je električno polje upadnog

zračenja paralelno štapićima, može se izraziti kao

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_h} \sqrt{1 + \frac{f(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}{\varepsilon_h}}. \quad (4.3)$$

Pošto štapići imaju Drudeovu disperziju i električno polje je paralelno njima, efektivna permitivnost GPIC-ova ima istu disperziju, ali je uvećana zbog dielektrične permitivnosti pozadinske sredine ε_h . Promenom koncentracije slobodnih naelektrisanja N i istovremenom promenom plazmonske frekvencije ω_p , moguće je podešavati permitivnost štapića, izraz (1.9), i u isto vreme, efektivni indeks prelamanja celog GPIC-a, jednačina (4.3).

Upoređivanjem izraza (4.1) i (4.3), podesivo sočivo se može realizovati pomoću GPIC-a sa $\sqrt{\varepsilon_h} = n_0$ dok faktor ispunjenosti štapićima treba kvadratno da zavisi od y -koordinate, $f(y) = \alpha y^2$, gde je α konstanta. Zatim se iz jednačina (4.1) i (4.3) gradijentni parametar određuje na sledeći način:

$$g^2 = \begin{cases} \frac{\alpha(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}{\varepsilon_h} & \text{za divergirajuće sočivo,} \\ -\frac{\alpha(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}{\varepsilon_h} & \text{za fokusirajuće sočivo.} \end{cases} \quad (4.4)$$

Iz relacije (4.4) je očigledno da se divergirajuće sočivo dobija za $\text{Re}(\varepsilon_i) > \varepsilon_h$, a fokusirajuće sočivo za $\text{Re}(\varepsilon_i) < \varepsilon_h$ (Re označava realni deo kompleksnog broja). Stepem divergencije ili fokusiranja se može kontinualno podešavati menjajući permitivnost štapića ε_i . Specifičan slučaj je za $\text{Re}(\varepsilon_i) = \varepsilon_h$. Tada sočivo nije ni fokusirajuće ni divergirajuće, već se ponaša kao sredina sa homogenom efektivnom permitivnošću ε_h . U posebnom slučaju kada je pozadinski dielektrik vakuum, $\varepsilon_h = 1$, sočivo će biti transparentno i nevidljivo za upadno zračenje.

U cilju realizacije antene sa podesivim uglom skretanja zraka pomoću GPIC-a, potrebno je transformisati izraz (4.3) u oblik izraza (4.2). To se može uraditi razvojem izraza (4.3) u Maklorenov red i zadržavanjem samo prva dva člana:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_h} + \frac{f(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}{2\sqrt{\varepsilon_h}}. \quad (4.5)$$

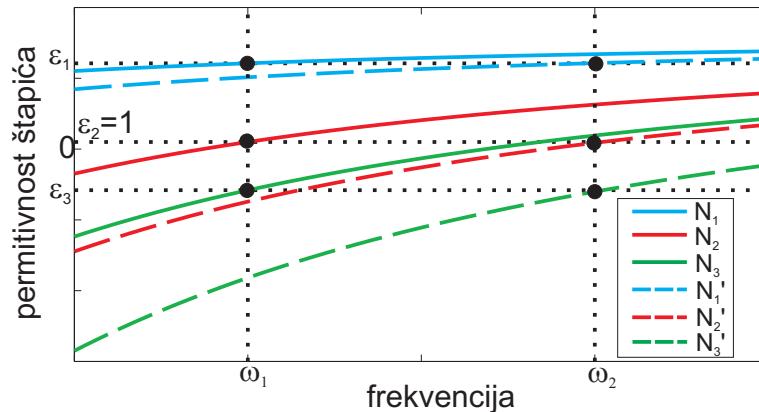
Upoređivanjem jednačina (4.2) i (4.5), parametri antene sa podesivim uglom skretanja zraka na bazi GPICa su $\sqrt{\varepsilon_h} = n_0$, dok faktor ispunjenosti štapićima treba linearno da zavisi od y -koordinate, $f(y) = \beta y$, gde je β konstanta. Tada je na

osnovu izraza (4.2) i (4.5), ugao skretanja zraka jednak

$$\sin(\phi) = \frac{\beta L(\varepsilon_i - \varepsilon_h)}{2\sqrt{\varepsilon_h}}. \quad (4.6)$$

Iz jednačine (4.6) sledi da se skretanje naviše (pozitivan ugao ϕ) postiže za $\text{Re}(\varepsilon_i) > \varepsilon_h$, a skretanje naniže (negativan ugao ϕ) za $\text{Re}(\varepsilon_i) < \varepsilon_h$. Ugao skretanja se može kontinualno podešavati menjajući permitivnost štapića ε_i . Za slučaj $\text{Re}(\varepsilon_i) = \varepsilon_h$, nema skretanja i pri tome se ceo uređaj može posmatrati kao efektivno homogena sredina permitivnosti ε_h . Kada je pozadinska sredina vakuum, kao i u slučaju sočiva, antena će biti transparentna i nevidljiva za upadno zračenje.

Mehanizam podešavanja prikazanih GPIC-ova se može objasniti korišćenjem sl. 4.2. Postoje tri moda rada. Razmotrimo prvo funkcionisanje za radnu frekvenciju ω_1 . Realni delovi permitivnosti štapića su prikazani punom linijom za tri različite vrednosti koncentracije slobodnih naelektrisanja N . U prvom modu, permitivnost štapića $\text{Re}(\varepsilon_i(\omega_1, N_1)) = \varepsilon_1$ je veća od permitivnosti vazduha koji je pozadinska sredina, tako da se ovi štapići mogu iskoristiti za realizaciju divergirajućeg sočiva sa skretanjem naviše. U drugom modu, dopiranjem štapića, njihova Drudeova disperzija se pomera ka višim frekvencijama. Pri dovoljnom nivou dopiranja N_2 , postiže se uslov nevidljivosti $\text{Re}(\varepsilon_i(\omega_1, N_2)) = \varepsilon_2 = 1$. U trećem modu, daljim dopiranjem štapića do vrednosti N_3 , njihova permitivnost $\text{Re}(\varepsilon_i(\omega_1, N_3)) = \varepsilon_3$ postaje manja od jedan ili čak i negativna. Ovakvi štapići se mogu koristiti za fokusirajuće sočivo i antenu sa skretanjem zraka naniže.



Slika 4.2: Podešavanje realnog dela permitivnosti štapića za dve radne frekvencije ω_1 (pune linije) i ω_2 (isprekidane linije) promenom koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja N .

Iz prethodne diskusije sledi da su predloženi podesivi GPIC-ovi disperzivni. Zbog toga se njihove osobine menjaju sa promenom radne frekvencije. Ipak, ovo ne bi trebalo da je problem zbog mogućnosti podešavanja. U cilju podešavanja uređaja na bazi GPIC-a koji je namenjen radu na radnoj frekvenciji ω_1 ka drugoj radnoj frekvenciji ω_2 , realni deo permitivnosti štapića treba da ostane nepromenjen

$$\operatorname{Re}(\varepsilon_i(\omega_2, N')) = \operatorname{Re}(\varepsilon_i(\omega_1, N)), \quad (4.7)$$

gde su N, N' koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja na frekvencijama ω_1, ω_2 , respektivno. Da bi se zadovoljila ova jednakost, potrebno je promeniti koncentraciju slobodnih nosilaca naelektrisanja u štapićima na sledeći način:

$$N' = \frac{\omega_2^2 + \gamma_c^2}{\omega_1^2 + \gamma_c^2} N. \quad (4.8)$$

Isprekidane linije na sl. 4.2 označavaju realne delove permitivnosti štapića u uređaju na bazi GPIC-a na radnoj frekvenciji ω_2 . U posmatranom slučaju $\omega_2 > \omega_1$, što zahteva povećanje koncentracije, tj. $N' > N$, i pomeranje Drudeove disperzije ka višim frekvencijama za sva tri moda. Disperzija GPIC-ova znači i rad sa gubicima. Ipak, efektivna permitivnost GPIC-ova ima Drudeovu disperziju koja je širokopojasna i bez naglih promena realnog dela permitivnosti. Na osnovu Kramers-Kronig relacija, gubici će tada biti mali [168].

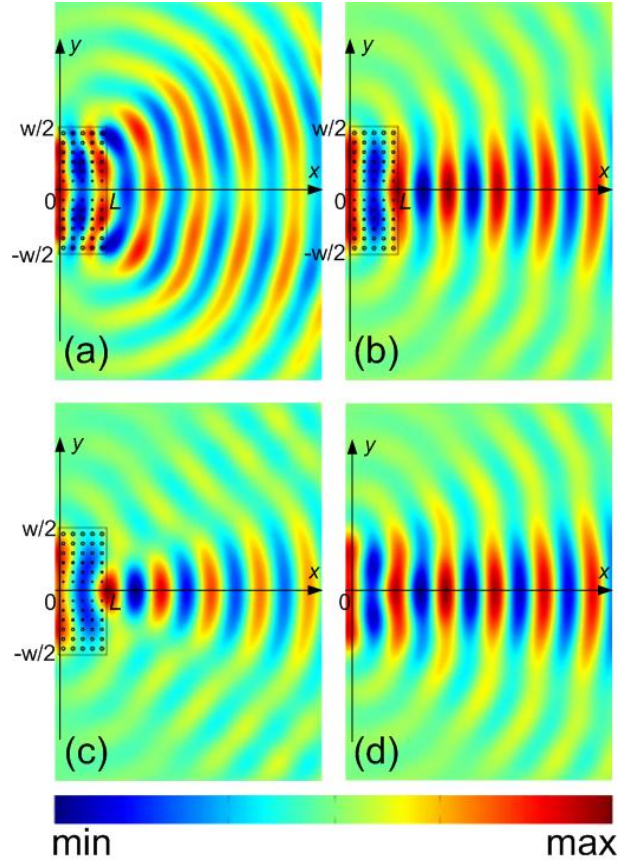
Za podešavanje koncentracije naelektrisanja i permitivnosti InSb štapića se koristi promena temperature [27, 28, 107, 132, 134]. Temperaturna zavisnost koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja u InSb je data jednačinom (1.10).

4.3 Numerički rezultati i diskusija

Validnost predloženog metoda za podešavanje uređaja na bazi GPIC-ova je proveren korišćenjem numeričkih simulacija realnog prostiranja elektromagnetskog polja. U tu svrhu je korišćen COMSOL Multiphysics programski paket zasnovan na metodi konačnih elemenata. U cilju omogućavanja uslova za nevidljivost uređaja na bazi GPIC-ova, pozadinska sredina je vakuum, tj. $\varepsilon_h = 1$, u svim razmatranim slučajevima.

4.3.1 Podesivo sočivo

Rezultati numeričkih simulacija za podesivo sočivo na bazi GPIC-a za radnu frekvenciju 4 THz su prikazani na sl. 4.3. Širina i debljina sočiva su $w = 195 \mu\text{m}$ i $L = 75 \mu\text{m}$, respektivno. Sočivo je realizovano matricom štapića koje se sastoji od 5×13 kvadratnih jediničnih ćelija veličine $a = 15 \mu\text{m}$. Faktor ispunjenosti štapića duž y -ose se menja kvadratno od 0 za $y = 0$ do 0.1 za $y = \pm \frac{w}{2}$, dok je $\alpha = 1$. Štapići u centralnom redu su izostavljeni tako da indeks prelamanja duž x -ose ostaje nepromenjen tokom podešavanja, $n_{\text{eff}}(y = 0) = 1$.



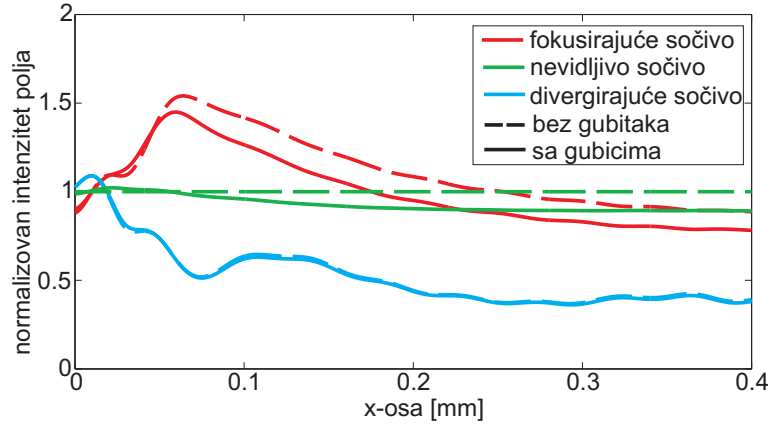
Slika 4.3: Rezultati simulacija z -komponente električnog polja za radnu frekvenciju 4 THz: (a) divergirajuće sočivo na bazi GPIC-a, (b) nevidljivo sočivo, (c) fokusirajuće sočivo na bazi GPIC-a, i (d) zrak u slobodnom prostoru.

Sl. 4.3(a) prikazuje sočivo na bazi GPIC-a za koncentraciju slobodnih nosilaca naelektrisanja u štapićima $N = 10 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ i realni deo permitivnosti štapića $\text{Re}(\varepsilon_i) = 12.11$, tako da je $\text{Re}(\varepsilon_i) > \varepsilon_h$. Sočivo je divergirajuće što potvrđuje predviđanje relacije (4.4). Kao što se može videti na sl. 4.3(a), faza napreduje

brže u centralnim delovima sočiva dovodeći do formiranja divergirajućeg talasnog fronta. Ovo je rezultat manjeg indeksa prelamanja u centralnim delovima sočiva nego u spoljašnjim ($n_{\text{eff}}(y = \pm \frac{w}{2}) = 1.45$). Povećanjem koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja u štapićima do vrednosti $N = 41 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, realni deo njihove permitivnosti biva podešen tako da je ispunjen uslov nevidljivosti, $\text{Re}(\varepsilon_i) = \varepsilon_h = 1$. Tada sočivo na bazi GPIC-a postaje nevidljivo za upadno zračenje kao što se može videti na sl. 4.3(b). Kao referenca, sl. 4.3(d) prikazuje rezultat simulacije za zrak u slobodnom prostoru (vakuumu). Ova raspodela polja se podudara sa raspodelom polja za nevidljivo sočivo na bazi GPIC-a čime je potvrđena njegova nevidljivost. Daljim povećanjem koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja do vrednosti $N = 60 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, realni deo permitivnosti postaje $\text{Re}(\varepsilon_i) = -5.81$ što je manje od permitivnosti pozadinske sredine. Tada sočivo postaje fokusirajuće kao što je prikazano na sl. 4.3(c) i u saglasnosti sa relacijom (4.4). Sada faza napreduje brže u spoljašnjim delovima sočiva zbog manjeg indeksa prelamanja ($n_{\text{eff}}(y = \pm \frac{w}{2}) = 0.56$) dovodeći time do fokusiranja upadnog polja. Prema jednačini (1.10), podešavanje razmatranog sočiva na bazi GPIC-a se može realizovati promenom temperature u ospegu (273 K – 360 K).

Raspodele amplituda električnog polja (normalizovane vrednostima amplituda električnog polja za zrak u slobodnom prostoru) duž x -ose su prikazane punim linijama na sl. 4.4. One pokazuju pomeranje fokusa od unutrašnjosti sočiva u slučaju divergirajućeg sočiva, ka spoljašnjem prostoru u slučaju fokusirajućeg sočiva. Isprekidane linije označavaju amplitude električnog polja sočiva na bazi GPIC-a bez gubitaka (dobijene stavljanjem $\text{Im}(\varepsilon_i) = 0$). Kao što se može videti, gubici su najmanji i praktično zanemarljivi u slučaju divergirajućeg sočiva gde poluprovodnički štapići imaju veliku pozitivnu vrednost dielektrične permitivnosti. Smanjivanjem permitivnosti štapića, gubici postaju izraženiji. To dovodi do smanjenja amplitude električnog polja za slučaj nevidljivog i fokusirajućeg sočiva na bazi GPIC-a približno za 10% i 12%, respektivno.

Drudeova disperzija poluprovodnika omogućava efektivne indekse prelamanja manje od 1 i time veće gradijente indeksa prelamanja i jače fokusiranje. Na ovaj način, sočivo na bazi GPIC-a sa poluprovodničkim štapićima se može napraviti tanje i kompaktnije u poređenju sa sočivom sa čisto dielektričnim štapićima. Ovo je značajno sa gledišta proizvodnje. Značaj Drudeove disperzije efektivne permitivnosti radi postizanja jakog fokusiranja je demonstriran i na primeru sočiva sa metalnim prstenovima [169, 170]. Dok je podešavanje standardnih sočiva sa za-



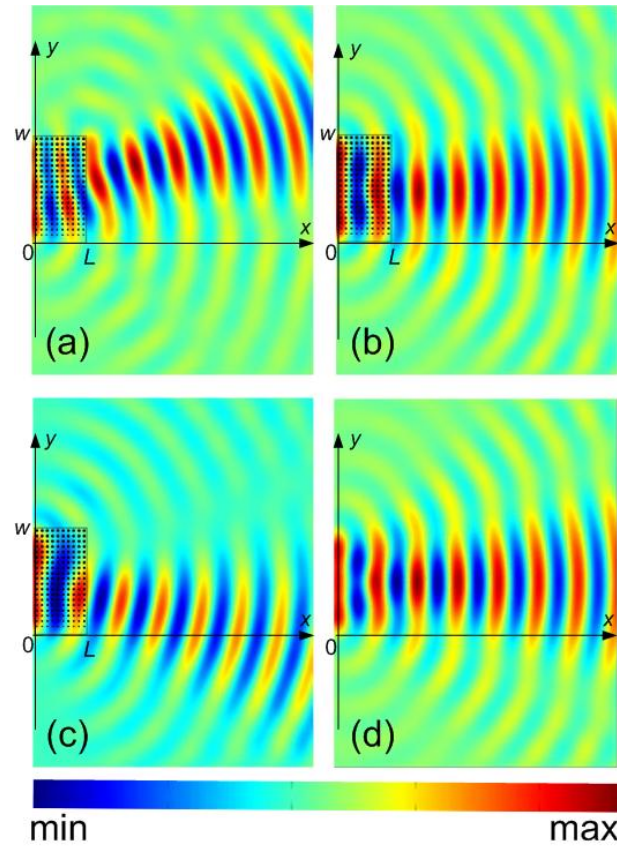
Slika 4.4: Raspedele amplituda električnog polja normalizovane vrednostima električnog polja za zrak u slobodnom prostoru duž optičke ose: fokusirajuće sočivo na bazi GPIC-a, divergirajuće sočivo na bazi GPIC-a i nevidljivo sočivo. Isprekidane linije označavaju slučajeve bez gubitaka, dok pune linije označavaju slučajeve gde su gubici u poluprovodničkim štapićima uključeni.

krivljenom površinom bilo bazirano na promeni zakrivljenosti površine [171], ovde predložena podesiva sočiva na bazi GPIC-a su ravna i ne zahtevaju promenu geometrije i oblika tokom podešavanja. Ovo bi moglo biti značajno u slučaju integracije sočiva u čipu.

4.3.2 Antena sa podesivim uglom skretanja

Rezultati numeričkih simulacija za antenu sa podesivim uglom skretanja na bazi GPIC-a na radnoj frekvenciji 4 THz su prikazani na sl. 4.5. Širina i debljina uređaja su $w = 200 \mu\text{m}$ i $L = 100 \mu\text{m}$, respektivno, dok se uređaj sastoji iz matrice štapića sa 10×20 kvadratnih jediničnih ćelija veličine $a = 100 \mu\text{m}$. Faktor ispunjenosti štapićima duž y -ose se menja linearno od 0 za $y = 0$ do 0.1 za $y = w$ dok je $\beta = 1$. Najniži red štapića je izostavljen tako je indeks prelamanja konstantan duž x -ose, $n_{\text{eff}}(y = 0) = 1$.

Rezultati simulacija za skretanje zraka naviše su dati na sl. 4.5(a). Koncentracija slobodnih nosilaca naelektrisanja u štapićima je $N = 10 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, dok je realni deo permitivnosti štapića $\text{Re}(\varepsilon_i) = 12.11$. On je veći od permittivnosti pozadinske sredine tako da su simulacije u saglasnosti sa relacijom (4.6). Efektivni indeks prelamanja u donjim delovima antene je manji nego u gornjim ($n_{\text{eff}}(y = w) = 1.45$). Zbog toga faza napreduje brže u donjim delovima antene tako da je izlazni zrak skrenut naviše. Za $N = 41 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ i $\text{Re}(\varepsilon_i) = \varepsilon_h = 1$, antena ne skreće

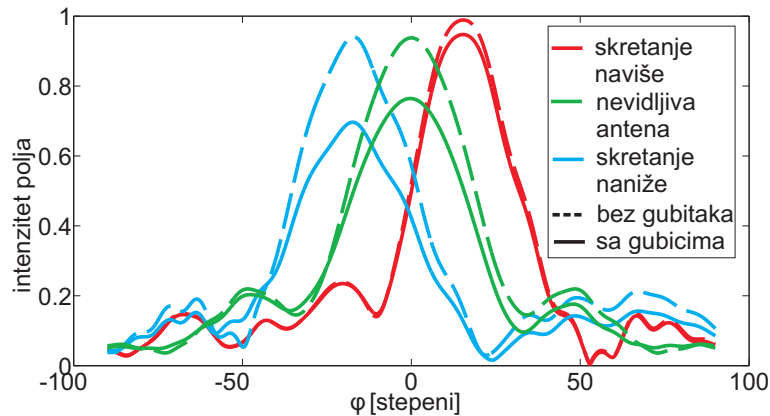


Slika 4.5: Rezultati simulacija z -komponente električnog polja za radnu frekvenciju 4 THz: (a) antena na bazi GPIC-a sa uglom skretanja naviše, (b) nevidljiva antena, (c) antena na bazi GPIC-a sa uglom skretanja naniže, i (d) zrak u slobodnom prostoru.

upadni zrak kao što je prikazano na sl. 4.5(b). Raspodela polja u ovom slučaju se veoma dobro slaže sa raspodelom polja za zrak u slobodnom prostoru na sl. 4.5(d), što dokazuje nevidljivost antene na bazi GPIC-a u ovom slučaju. Antena na bazi GPIC-a sa skretanjem zraka naniže je prikazana na sl. 4.5(c). U ovom slučaju, koncentracija slobodnih nosilaca naelektrisanja je $N = 60 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, dok je realni deo permitivnosti štapića $\text{Re}(\varepsilon_i) = -5.81$. On je sada niži od permitivnosti pozadinske sredine tako da su rezultati simulacija u saglasnosti sa relacijom (4.6). Efektivni indeks prelamanja je niži u višim delovima antene ($n_{\text{eff}}(y = w) = 0.56$) tako da faza brže napreduje u ovim delovima dovodeći do skretanja zraka naniže. Prema jednačini (1.10), podešavanje razmatrane antene na bazi GPIC-a se može realizovati promenom temperature u ospegu (273 K – 360 K).

Ugaone raspodele amplitude električnog polja za antenu na bazi GPIC-a su

prikazane na sl. 4.6 punim linijama, dok isprekidane linije označavaju antene na bazi GPIC-a bez gubitaka. Pomeranje maksimuma ugaone raspodele pokazuje promene usmerenosti zračenja, što upućuje na potencijalnu primenu uređaja kao podesive antene za skeniranje. Apsorpcija je veoma mala za skretanje naviše kada je permitivnost štapića visoka i pozitivna, kao u slučaju divergirajućeg sočiva, tako da je vrh amplitude električnog polja smanjen za samo 4%. Na drugoj strani, apsorpcija nije zanemarljiva u slučajevima nevidljive antene i antene za skretanje naniže, gde je vrh amplitude električnog polja smanjen za 20% i 25%, respektivno. Uvećana apsorpcija u odnosu na sočivo na bazi GPIC-a je zbog duplo većeg broja jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja.



Slika 4.6: Ugaone raspodele amplitude električnog polja: antena na bazi GPIC-a za skretanje naviše, naniže i nevidljiva antena. Isprekidane linije označavaju slučajeve bez gubitaka dok su pune linije za slučajeve kada su gubici u poluprovodničkim štapićima uračunati.

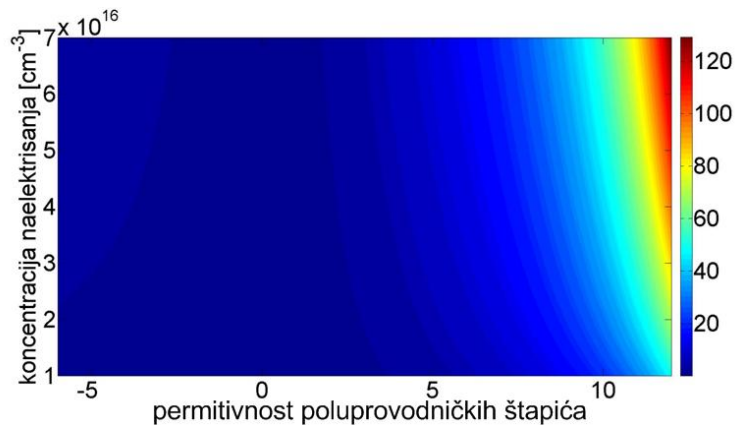
4.3.3 Diskusija

Gubici u razmatranim GPIC-ovima su posledica imaginarnog dela permitivnosti poluprovodničkih štapića. Uticaj gubitaka se može oceniti definisanjem faktora efikasnosti, tzv. FOM-faktora (engl. figure of merit) [31]. To je odnos između realnog i imaginarnog dela permitivnosti poluprovodničkih štapića

$$\text{FOM} = \left| \frac{\text{Re}(\varepsilon_i(\omega, N))}{\text{Im}(\varepsilon_i(\omega, N))} \right|. \quad (4.9)$$

4. Podesiva GRIN optika

Permitivnosti štapića koje su od interesa u GPIC-ovima su uporedive sa permitivnošću pozadinske sredine. Sl. 4.7 prikazuje FOM-faktore izračunate u funkciji koncentracije naelektrisanja N u frekencijskom opsegu gde permitivnost štapića pripada intervalu $-6 < \text{Re}(\varepsilon_i) < 12$ (interval permitivnosti u razmatranim GPIC-ovima). FOM-faktor se povećava sa povećanjem koncentracije naelektrisanja i permitivnosti. Ovo objašnjava zašto je apsorpcija zanemarljiva u slučaju divergirajućeg sočiva na sl. 4.4 i veoma mala u slučaju antene sa skretanjem zraka naviše na sl. 4.6. U ovim modovima rada, permitivnost poluprovodničkih štapića ima visoku pozitivnu vrednost. Svi ostali modovi uključuju male i negativne vrednosti permitivnosti poluprovodničkih štapića gde je FOM-faktor niži, a apsorpcija viša. Moguće rešenje za smanjenje apsorpcije bi bilo povećanje permitivnosti pozadinske sredine iznad permitivnosti vazduha. Tada se podešavanje može postići pri višim vrednostima permitivnosti štapića. Na ovaj način bi bilo moguće izbeći negativne vrednosti permitivnosti štapića. Ipak, treba voditi računa da pozadinska sredina sa uvećanom permitivnošću više ne bi bila spregnuta po impedansi sa okolnim vazduhom što bi dovelo do povećanja refleksije na ulazu uređaja. Dakle, potrebno je optimizovati uređaj za svaki specifičan slučaj.



Slika 4.7: FOM-faktor poluprovodničkih štapića u funkciji koncentracije slobodnih naelektrisanja i permitivnosti štapića.

Iako je rad na višim frekvencijama i sa višim koncentracijama naelektrisanja poželjan zbog većeg FOM-faktora, to zahteva više temperature i snage optičkog pumpanja. Permitivnost InSb je ovde modelovana Drudeovom disperzijom pri čemu je zanemarena apsorpcija u okolini fononske rezonancije koja je tipična za polarne poluprovodnike. U slučaju InSb, frekvencija fononskog moda je 5.54 THz [27].

Dakle, da bi se izbegla značajna apsorpcija zbog fonona, radna frekvencija razmatranih GPIC-ova treba da bude ispod 5 THz. Sočivo i antena za skretanje zraka (izrazi (4.1) i (4.2)), su dizajnirani u limitu geometrijske optike tako da je rad na višim frekvencijama poželjan. Međutim, treba voditi računa da se izbegnu Bragove refleksije na višim frekvencijama.

4.4 Zaključak

U ovom poglavlju je predložena realizacija GRIN optike pomoću GPIC-ova sa InSb štapićima na terahercnim frekvencijama. Podesivi sočivo na bazi GPIC-a se može podesiti da radi kao fokusirajuće ili divergirajuće, dok podesiva antena za skretanje zraka na bazi GPIC-a može da se koristi za skeniranje zrakom. Ovi uređaji su disperzivni, ali moguće ih je podesiti da rade na isti način na različitim frekvencijama podešavanjem koncentracije naelektrisanja. Efektivna permitivnost uređaja na bazi GPIC-ova ima Drudeovu disperziju tako da se negativne vrednosti mogu postići bez rezonantnog odziva što omogućava male gubitke. Ukupni gubici i apsorpcija u uređajima na bazi GPIC-ova su mali za mali faktor ispunjenosti poluprovodničkih štapića i mali broj jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja.

Mehanizam podešavanja je zasnovan na promeni koncentracije naelektrisanja u štapićima i njihove permitivnosti u isto vreme. Podešavanje promenom temperature se može primeniti u slučajevima koji ne zahtevaju brz rad, pre svega u sensorima temperature. Za brzo podešavanje, mora se koristiti optičko pumpanje. U ovom slučaju, ovde razmatrani 2D GPIC-ovi se moraju modifikovati u planarne strukture. Druga mogućnost bi bila korišćenje poluprovodničkih diskova ili rupa u poluprovodničkom supstratu koji bi omogućili realizaciju podesive GRIN plazmonike. Dalja istraživanja treba usmeriti ka pronalazenju drugih mehanizama za podešavanje koji bi omogućili brži rad sa manjim gubicima. Primene predloženog metoda za realizaciju podesivih GRIN uređaja u integrisanoj nanofotonici zahtevaju podesive materijale sa isključivo električnom i/li optičkom kontrolom i radnim frekvencijama u bliskoj infracrvenoj i vidljivoj oblasti. Za tu namenu, korišćenje štapića sa nelinearnom permitivnošću bi moglo biti jedno od mogućih rešenja.

Poglavlje 5 Terahercni modulatori korišćenjem plazmorskih kristala sa poluprovodničkim štapićima

5.1 Uvod

Dok su prethodne studije podesivih PhC-ova bile fokusirane na podešavanje Bragovog PBG-a [27, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117], u ovom poglavlju se numerički proučava podešavanje plazmorskih PBG-ova baziranih na LSPR-ovima u 2D PIC-ovima. Oni se sastoje iz poluprovodničkih štapića u dielektričnoj sredini dok je električno polje normalno na štapiće. Štapići imaju Drudeovu disperziju sa plazma frekvencijom na terahercnim frekvencijama. Podešavanje plazmorskih rezonancija se postiže modulacijom koncentracije slobodnih naelektrisanja u poluprovodničkim štapićima čime se menja njihova plazma frekvencija. Ova osobina podesivih PIC-ova se može upotrebiti za dizajn THz modulatora i prekidača. Njihove prednosti u odnosu na modulatora na bazi podešavanja Bragovih PBG-ova su sledeće: 1. kompaktnost zbog podtalasne debljine, i 2. mnogo širi frekvencijski opseg za podešavanje i veća osetljivost pošto za datu promenu koncentracije naelektrisanja, frekvencijski pomeraj plazmorskih rezonancija je značajno veći od pomeraja Bragovih PBG-ova. Takođe, pokazano je i preklapanje PBG-a baziranih na LSPR-ovima kada je električno polje normalno na štapiće i PBG-a baziranog na negativnoj efektivnoj permitivnosti kada je električno polje paralelno štapićima. Na ovaj način, moguće je postići modulaciju PBG-ova za obe polarizacije u isto vreme.

5.2 Podesivi fotonski zonski procepi u plazmorskim kristalima

Razmatrani PIC-ovi se sastoje od InSb štapića u dielektričnoj sredini. Permitivnost InSb je data Drudeovom disperzijom u izrazu (1.9). PIC-ovi su metalno-dielektrične strukture koje se mogu homogenizovati primenom MGT-a. Efektivna permitivnost

ε_{\perp} za TE mod kada je električno polje normalno na štapiće je data jednačinom (1.35). Pošto štapići imaju Drudeovu disperziju, ε_{\perp} ima Lorencovu disperziju [45] koja se može izraziti na sledeći način:

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = \varepsilon_{\perp}^{\infty} + (\varepsilon_{\perp}^0 - \varepsilon_{\perp}^{\infty}) \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 - \omega^2 - j\omega\gamma_c}. \quad (5.1)$$

Efektivne permitivnosti na niskim frekvencijama ε_{\perp}^0 i visokim frekvencijama $\varepsilon_{\perp}^{\infty}$ iz jednačine (5.1) su date izrazima

$$\varepsilon_{\perp}^0 = \varepsilon_h + \frac{f\varepsilon_h}{(1-f)L}, \quad (5.2)$$

$$\varepsilon_{\perp}^{\infty} = \varepsilon_h + f\varepsilon_h \frac{\varepsilon_{\infty}^i - \varepsilon_h}{\varepsilon_h + (1-f)L(\varepsilon_{\infty}^i - \varepsilon_h)}, \quad (5.3)$$

gde su rezonantna frekvencija Ω_r i frekvencija Ω_0 date sa

$$\Omega_r = \sqrt{\frac{(1-f)L}{\varepsilon_h + (1-f)L(\varepsilon_{\infty}^i - \varepsilon_h)}} \omega_p, \quad (5.4)$$

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^0}{\varepsilon_{\perp}^{\infty}}} \Omega_r. \quad (5.5)$$

Izraz za Ω_0 je dobijen zanemarivanjem gubitaka γ_c i izjednačavanjem $\varepsilon_{\perp}(\Omega_0)$ sa nulom. Na ovaj način, Ω_r i Ω_0 su analogne frekvencijama transversalnog i longitudinalnog fononskog moda u jonskim kristalima. Ipak, analogija između jonskih kristala i PIC-ova sa poluprovodničkim štapićima nije putpuna. Naime, pri nižim faktorima ispunjenosti štapićima i koncentracijama naelektrisanja, plazmonske rezonancije nisu dovoljno jake tako da realni deo efektivne permitivnosti ostaje pozitivan čak i u okolini rezonancije.

MGT daje položaj i širinu najjače, dipolarne plazmonske rezonancije pri malim faktorima ispunjenosti. Polje koje se prostire u okolini rezonancije biva apsorbovano i/ili reflektovano tako da je transmisija mala. Na taj način, moguće je predvideti da se PBG za TE mod pojavljuje u frekvencijskom opsegu $\omega \in (\Omega_r, \Omega_0)$ dok je širina PBG-a

$$\Delta\Omega = \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^0}{\varepsilon_{\perp}^{\infty}}} - 1 \right) \Omega_r. \quad (5.6)$$

5. THz modulatori

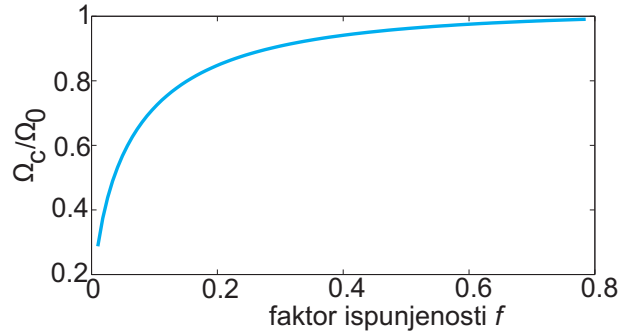
Za TM mod, kada je električno polje paralelno štapićima, efektivna permitivnost ε_{\parallel} je data jednačinom (1.33), tj. usrednjavanjem permitivnosti štapića i pozadinske dielektrične sredine. Ova jednačina se može izraziti na sledeći način:

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega) = \varepsilon_{\parallel}^{\infty} - \frac{\omega_{p\parallel}^2}{\omega(\omega + j\gamma_c)}, \quad (5.7)$$

gde je $\varepsilon_{\parallel}^{\infty} = f\varepsilon_{\infty}^i + (1-f)\varepsilon_h$ i efektivna plazmonska frekvencija $\omega_{p\parallel} = \sqrt{f}\omega_p$. Dakle, PIC zadržava Drudeovu disperziju sa skaliranom plazmonskom frekvencijom. Sad se PBG javlja u oblasti gde je $\varepsilon_{\parallel}(\omega) \leq 0$ ispod granične frekvencije $\omega < \Omega_c$ koja je definisana kao

$$\Omega_c \approx \sqrt{\frac{f}{\varepsilon_{\parallel}^{\infty}}}\omega_p. \quad (5.8)$$

Iako sami poluprovodnici već imaju Drudeovu disperziju, to su u osnovi provodni materijali tako da velika apsorpcija sprečava prostiranje polja [172]. Sa druge strane, razmatrani PIC-ovi imaju Drudeovu disperziju, ali su izolatori sa malim gubicima, dok je zadržana mogućnost podešavanja.



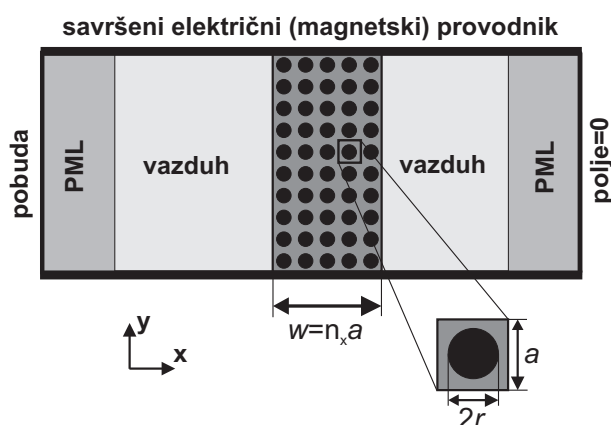
Slika 5.1: Odnos Ω_c/Ω_0 u funkciji faktora ispunjenosti. Preklapanje PBG-ova za TE i TM modes se postiže kada ovaj odnos teži ka jedan.

U cilju preklapanja PBG-ova za obe polarizacije upadnog zračenja, neophodno je da se granična frekvencija za TM mod Ω_c poklapa sa gornjom ivicom zonskog procepa za TE mod Ω_0 , tj. $\Omega_c \approx \Omega_0$. Odnos ove dve frekvencije je izračunat korišćenjem jednačina (5.5) i (5.8) i prikazan je na sl. 5.1 u funkciji faktora ispunjenosti. Sa slike se zaključuje da se preklapanje PBG-ova za TE i TM mod može postići samo pri visokim faktorima ispunjenosti iznad 0.6.

Podešavanje PIC-ova znači dinamičku promenu njihovih PBG-ova. Pošto rezonantna frekvencija i grančna frekvencija zavise od plazma frekvencije InSb štapića,

podešavanje je moguće promenom koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja u štapićima. To se može realizovati promenom temperature [27, 28, 107, 132, 134] pobuđivanjem elektrona iz valentne u provodnu zonu preko energetskog procepa poluprovodnika. Temperaturna zavisnost koncentracije naelektrisanja je data izrazom (1.10).

U cilju provere ovih teorijskih predviđanja, korišćenjem programskog paketa COMSOL Multiphysics numerički je izračunata transmisija kroz PIC-ove pri normalnoj incidenciji. Postavka za simulacije PIC-a sa kvadratnom rešetkom je data na sl. 5.2. Širina PIC-a u x -pravcu je $w = n_x a$ gde je n_x broj jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja. U cilju modelovanja kristala beskonačnog u y -pravcu, korišćeni su granični uslovi savršenog električnog (magnetskog) provodnika za TE (TM) mod. Rezultati numeričkih simulacija su upoređeni sa transmisijama koje su izračunate analitički na osnovu Frenelovih jednačina za sredinu debljine w i efektivne permitivnosti date izrazom (5.1) za TE mod i izrazom (5.7) za TM mod.



Slika 5.2: Postavka za numeričke proračune transmisije i definicija geometrijskih parametara PIC-a.

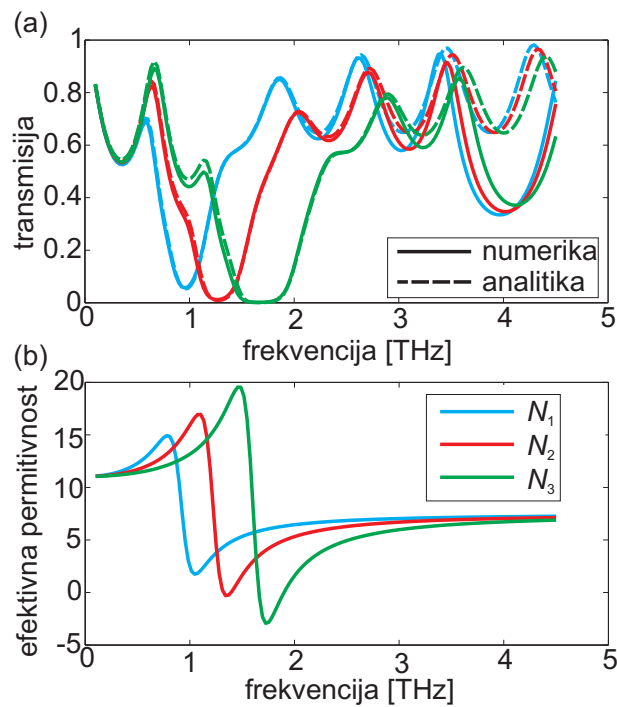
5.3 Numerički rezultati i diskusija

5.3.1 Širokopolasni THz modulator

Širokopolasni THz modulator je zasnovan na podesivom PIC-u sa kontinualnom modulacijom. Modulator se sastoji od $n_x = 5$ jediničnih ćelija u x -pravcu čija je veličina $a = 13 \mu\text{m}$. Poluprečnik štapića je $r = 4.5 \mu\text{m}$ dok je permitivnost pozadinske sredine $\varepsilon_h = 5$. Transmisije kroz PIC modulator za tri koncentracije

5. THz modulatori

slobodnih naelektrisanja, $N_1 = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_2 = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_3 = 12 \times 10^{15} \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, su prikazane na sl. 5.3(a). Prema izrazu (1.10), ove koncentracije se mogu postići na temperaturama $T_1 = 240 \text{ K}$, $T_2 = 258.5 \text{ K}$, $T_3 = 279 \text{ K}$, respektivno. Efektivne permitivnosti PIC-a su izračunate na osnovu izraza (5.1) i prikazane su na sl. 5.3(b). Pozicije PBG-ova koji potiču od plazmonskih rezonancija odgovaraju pozicijama rezonancija efektivnih permitivnosti. Centralna frekvencija PBG-a se pomera od 0.95 THz do 1.7 THz kontinualnom promenom temperature za približno $\Delta T \approx 40 \text{ K}$. Ispod i iznad plazmonskih rezonancija, transmisija je visoka tako da PIC modulator radi kao filter tipa nepropusnik opsega.



Slika 5.3: (a) Koefficienti transmisije kroz PIC modulator i (b) realni deo permitivnosti (izračunat na osnovu jednačine (5.1)) PIC-a za tri nivoa koncentracije slobodnih naelektrisanja, $N_1 = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_2 = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_3 = 12 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. U delu (a), pune (isprekidane) linije označavaju rezultate numeričkih (analitičkih) proračuna.

Analitički i numerički proračuni transmisije se veoma dobro slažu osim udubljenja u numeričkim proračunima transmisije oko 4 THz. Ova udubljenja označavaju pojavu PBG-ova zbog Bragovih refleksija koja nisu predviđena MGT-om. Tokom promene koncentracije naelektrisanja od N_1 do N_3 , centralna frekvencija plazmonskog procepa se poveća 1.8 puta dok se centralna frekvencija Bragovog PBG-a

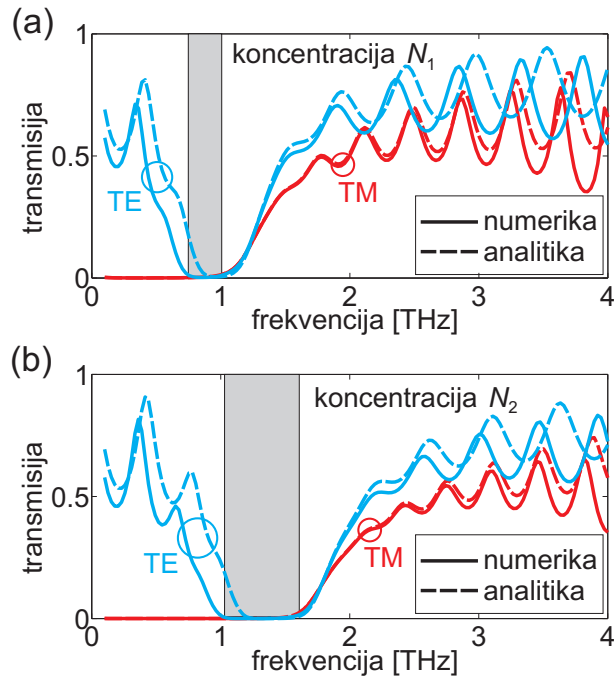
se povećá samo 1.04 puta. Bragov PBG je određen uslovom Bragovih refleksija $\lambda_0/\sqrt{\varepsilon_\perp} \approx 2a$ koji daje Bragovu frekvenciju oko 4 THz. Promene Bragove frekvencije su male pošto su male promene efektivne permitivnosti ε_\perp daleko od plazmonske rezonancije kao što se može videti sa sl. 5.3(b). Sa druge strane, PBG na bazi plazmonske rezonancije je određen pozicijom rezonancije u efektivnoj permitivnosti i ova pozicija se značajno menja sa koncentracijom naelektrisanja. Dakle, za istu promenu koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja, PBG na bazi plazmonske rezonancije je daleko više pomećen što daje povećanu osetljivost modulacije. Takođe, zbog plazmonske prirode rezonancija, one se mogu podešavati u širokom frekvenzijskom opsegu (od 0.95 THz do 1.7 THz), tako da se PIC-ovi mogu koristiti kao širokopolasni THz modulatori.

Samo pri najnižoj koncentraciji N_1 , plazmonska rezonancija nije dovoljno jaka što se manifestuje u maloj, ali ipak konačnoj transmisiji od 0.06. U ovom slučaju nulta transmisija se može postići povećanjem broja jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja. Ipak, čak i za samo pet jediničnih ćelija, plazmonske rezonancije su daleko efikasnije u potiskivanju upadnog zračenja u odnosu na Bragove PBG-ove kod kojih je transmisija oko 0.35 za sve koncentracije naelektrisanja.

U primeru modulatora sa sl. 5.3, Bragov PBG je izabran tako da oba PBG-a budu smeštena u ispitivanom frekvenzijskom opsegu do 4.5 THz. Sa stanovišta primene, bilo bi poželjno da Bragov PBG ne utiče na rad filtera na bazi plazmanskog PBG-a. Zbog toga je potrebno pomeriti Bragov PBG ka višim frekvencijama tako da ne narušava delove sa visokom transmisijom iza plazmonske rezonancije. To se može postići smanjivanjem veličine jedinične ćelije, pri čemu plazmonski procep ostaje na istoj poziciji odgovarajućim skaliranjem poluprečnika štapića čime se zadržava isti faktor ispunjenosti.

U cilju dizajna modulatora sa podesivom transmisijom za oba moda, i TE i TM mod, faktor ispunjenosti poluprovodničkih štapića mora biti veći od 0.6 u skladu sa sl. 5.1. Stoga su parametri PIC-a sledeći: $n_x = 10$, $a = 10 \mu\text{m}$, $r = 4.75 \mu\text{m}$, i $\varepsilon_h = 2$. Transmisije kroz takav PIC modulator za oba moda i dva nivoa koncentracije nosilaca naelektrisanja, $N_1 = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_2 = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, su prikazane na sl. 5.4(a) i 5.4(b), respektivno. Prema izrazu (1.10), ove koncentracije se mogu postići na temperaturama $T_1 = 240 \text{ K}$, $T_2 = 263.5 \text{ K}$, respektivno.

Za TM mod pri koncentraciji N_1 na sl. 5.4(a), transmisija je nula za frekvencije manje od granične frekvencije oko 1 THz, dok je transmisija visoka za frekvencije veće od granične. Povećanje koncentracije do N_2 dovodi do povećanja granične



Slika 5.4: Koeficijenti transmisije kroz PIC modulator za TE i TM mod za dva nivoa koncentracije nosilaca naelektrisanja: (a) $N_1 = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i (b) $N_2 = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Pуне (isprekidane) linije označavaju rezultate numeričkih (analitičkih) proračuna. Sivi pravougaonik označava PBG za oba moda.

frekvencije do 1.5 THz u saglasnosti sa izrazom (5.8). Dakle, PIC modulator radi kao podešivi propusnik visokih učestanosti. Analitički proračuni se veoma dobro slažu sa numerikom sve do 3 THz što potvrđuje validnost izraza (5.7) i (5.8). Nakon ove frekvencije, analitički proračuni se razlikuju od numerike pošto upadno polje počinje da prepoznaje periodičnu strukturu PIC-a, tako da teorija efektivne sredine više ne važi.

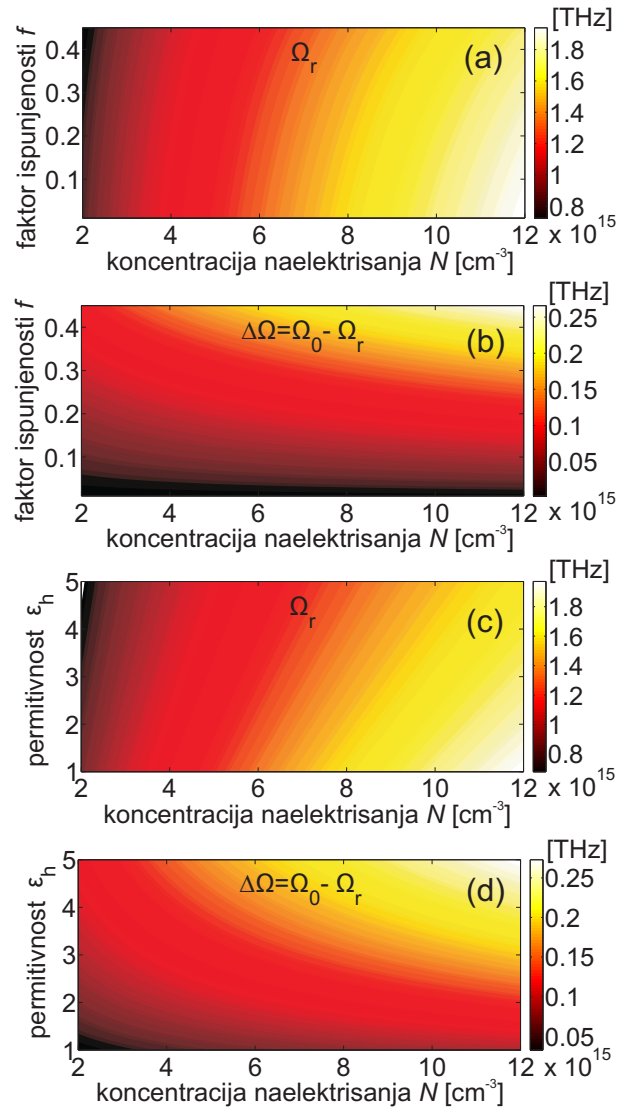
PBG za TE mod je zasnovan na plazmanskim rezonancijama u štapićima. Ovaj PBG je pomeren ka višim frekvencijama pri modulaciji kao i PBG za TM mod. Veliki faktor ispunjenosti omogućava preklapanje gornje frekvencije PBG-a za TE mod i granične frekvencije za TM mod. Na taj način PIC sprečava transmisiju za oba moda u isto vreme u oblasti preseka PBG-ova (frekvencijske oblasti u sivim pravougaonicima na sl. 5.4) dok se podešavanjem oba procepa pomeraju u istom smeru, tj. ka višim frekvencijama tako da PIC modulator radi za oba moda kao što je prikazano na sl. 5.4. Velike vrednosti faktora ispunjenosti $f = 0.71$ dovode do pobuđivanja multipola u štapićima kao i do međusobnog sprezanja rezonancija u susednim štapićima. To dovodi do širenja i pomeranja ka nižim frekvencijama

udubljenja u transmisiji [173, 174] koje nije predviljivo MGT-om [94]. Ovo je razlog zašto analitika daje manju širinu PBG-a za TE mod.

5.3.2 THz prekidač

U cilju korišćenja PIC-a kao THz prekidača, potreban je PIC za dva stanja transmisije, isključenim i uključenim stanjem, koja su karakterisana niskom i visokom transmisijom, t_{OFF} i t_{ON} , respektivno. Ova dva stanja treba da budu jasno razdvojena što se može izmeriti odnosom slabljenja definisanim kao $S = 10\log(t_{\text{ON}}/t_{\text{OFF}})$. Takođe, ova dva stanja treba da budu ostvarljiva na istoj frekvenciji - frekvenciji prekidača ν_s . U isključenom stanju, ova frekvencija treba da odgovara rezonantnoj frekvenciji PIC-a, tj. $\nu_s = \Omega_r/(2\pi)$. Prekidanje od isključenog ka uključenom stanju se može postići pomeranjem rezonancije u cilju postizanja visoke transmisije na frekvenciji prekidača. Rezonancija treba da bude što je moguće uža čime se smanjuje frekvenzijski pomeraj između isključenog i uključenog stanja. Time se omogućava brža modulacija sa manjom potrošnjom energije.

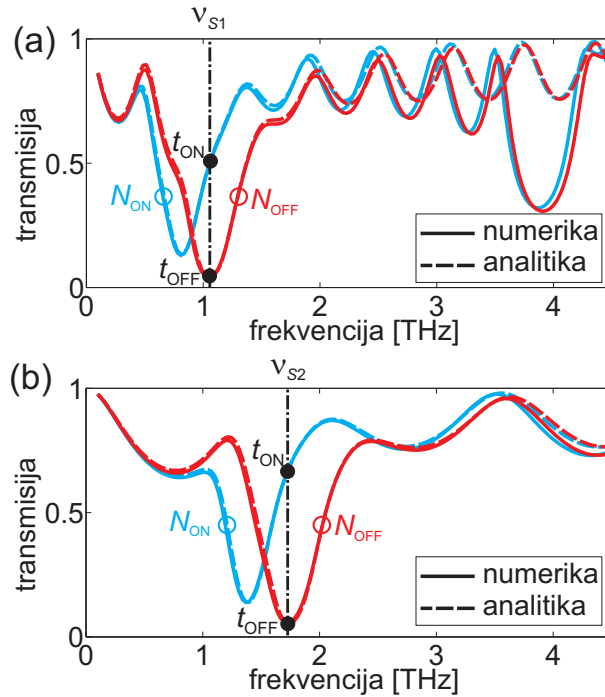
Dve veličine su važne u dizajnu prekidača na bazi PIC-a: rezonantna frekvencija (frekvencija prekidača) i širina rezonancije (širina PBG-a). Ove dve veličine zavise od četiri parametra: koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja, faktora ispunjenosti štapića, broja jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja i permitivnosti pozadinske sredine. Rezonantna frekvencija i širina rezonancije su izračunati korišćenjem izraza (5.4) i (5.6), respektivno, i prikazani su na sl. 5.5. Prema ovom četvoroparametarskom prostoru, prekidač na bazi PIC-a sa frekvencijom prekidača ν_s i odnosom slabljenja S se može dizajnirati na sledeći način. Sl. 5.5(a) i 5.5(c) pokazuju da je rezonantna frekvencija dominantno određena koncentracijom naelektrisanja, posebno na nižim frekvencijama. Koncentracija treba da bude izabrana tako da rezonantna frekvencija PIC-a bude jednaka unapred definisanoj frekvenciji prekidača. Zatim, treba odrediti faktor ispunjenosti f i broj jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja n_x . Povećanje f i n_x dovodi do jače i šire rezonancije tako da f i n_x treba da budu dovoljno veliki da obezbede zadati odnos slabljenja. U isto vreme, f i n_x treba da budu što je moguće manji u cilju postizanja uže rezonancije. Da bi se postigla dovoljno jaka rezonancija, permitivnost pozadinske sredine ε_h se može povećati umesto f i n_x . Na osnovu ove procedure, dizajnirana su dva prekidača na bazi PIC-a sa sledećim frekvencijama prekidanja: $\nu_{s1} = 1.05$ THz i $\nu_{s2} = 1.7$ THz. Zahtevani odnos slabljenja je u oba slučaja $S > 20$ dB.



Slika 5.5: (a) Rezonantna frekvencija i (b) širina rezonancije u funkciji koncentracije nosilaca naelektrisanja i faktora ispunjenosti dok je permitivnost pozadinske sredine konstantna $\varepsilon_h = 2.4$. (c) Rezonantna frekvencija i (d) širina rezonancije u funkciji koncentracije nosilaca naelektrisanja i permitivnosti pozadinske sredine pri čemu je faktor ispunjenosti konstantan $f = 0.3$.

5. THz modulatori

Sl. 5.6(a) pokazuje koeficijente transmisije za prvi prekidač sa frekvencijom prekidanja $\nu_{s1} = 1.05$ THz. Geometrijski parametri PIC-a su sledeći: veličina jedinične ćelije $a = 16 \mu\text{m}$, poluprečnik štapića $r = 6 \mu\text{m}$ i broj jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja $n_x = 7$. Permitivnost pozadinske sredine je $\varepsilon_h = 2.4$. Odnos između širine PIC-a $w = n_x a$ i talasne dužine u slobodnom prostoru λ_0 (koji odgovara frekvenciji prekidanja) je $w/\lambda_0 = 0.39$. Dakle, prekidač na bazi PIC-a je veoma kompaktan zbog svoje podtalasne debljine. U isključenom stanju, koncentracija slobodnih naelektrisanja je $N_{\text{OFF}} = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, a odgovarajuća temperatura je $T_{\text{OFF}} = 240$ K. Uključeno stanje se može postići smanjenjem koncentracije do vrednosti $N_{\text{ON}} = 2.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ što se može postići smanjivanjem temperature na vrednost $T_{\text{ON}} = 225.3$ K. Na ovaj način, rezonantna frekvencija se pomera ka nižim frekvencijama pri čemu se postiže odnos slabljenja $S = 24.5$ dB.



Slika 5.6: Koeficijenti transmisije dva prekidača na bazi PIC-a sa sledećim parametrima: (a) frekvencija prekidanja $\nu_{s1} = 1.05$ THz, koncentracija slobodnih naelektrisanja u isključenom stanju $N_{\text{OFF}} = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, koncentracija slobodnih naelektrisanja u uključenom stanju $N_{\text{ON}} = 2.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i (b) $\nu_{s2} = 1.7$ THz, $N_{\text{OFF}} = 11 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{ON}} = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Pune (isprekidane) linije označavaju rezultate numeričkih (analitičkih) proračuna. Vertikalna isprekidana-tačkasta linija označava frekvenciju prekidanja.

Udubljenja u numerički izračunatoj transmisiji na sl. 5.6(a) pri frekvenciji

3.9 THz su posledica PBG-ova zasnovanih na Bragovim refleksijama. PBG na bazi plazmotskih rezonancija je mnogo osetljiviji na istu promenu koncentracije naelektrisanja u poređenju sa Bragovim PBG-om. Kao i u slučaju THz modulatora, ovo je posledica rezonantne prirode ovog procepa. Odnos slabljenja za Bragov PBG je $S = 0.6$ dB što je daleko manje od zahtevanog. Dakle, sa stanovišta potrošnje energije i brzine prekidanja, prekidači na bazi plazmotskih rezonancija su daleko efikasniji.

Slika 5.6(b) prikazuje koeficijent transmisije za drugi prekidač na bazi PIC-a čija je frekvencija prekidanja $\nu_{s2} = 1.7$ THz. Prekidač sastoji od $n_x = 5$ jediničnih ćelija u pravcu prostiranja. Jedinične ćelije su kvadrati stranice $a = 8 \mu\text{m}$, a poluprečnik štapića je $r = 3 \mu\text{m}$. Permitivnost pozadinske sredine je $\varepsilon_h = 2.4$. Prekidač je ponovo podtalasne debljine pošto je njegova debljina oko 4.5 puta manja od talasne dužine u slobodnom prostoru (za frekvenciju prekidača). U isključenom stanju, koncentracija slobodnih naelektrisanja je $N_{\text{OFF}} = 11 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ na temperaturi $T_{\text{OFF}} = 275.5$ K. Uključeno stanje se postiže pri koncentraciji $N_{\text{ON}} = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i temperaturi $T_{\text{ON}} = 258.5$ K. Rezonancija se tada pomera ka nižim frekvencijama pri čemu se postiže odnos slabljenja $S = 24.6$ dB. Bragov PBG za drugi prekidač je na frekvencijama koje su van razmatranog opsega 0.1-4.5 THz.

Za oba prekidača, MGT dobro opisuje PBG-ove na bazi plazmotskih rezonancija. Na višim temperaturama, koncentracija nosilaca naelektrisanja je veća što dovodi do jačih rezonancija. Zbog toga, drugi prekidač na $\nu_{s1} = 1.7$ THz se može realizovati sa manjem brojem jediničnih ćelija u odnosu na prvi. Frekvencija prekidača se može podesiti u širokom frekvencijskom opsegu podešavanjem geometrije prekidača na bazi PIC-a. Kao i u slučaju modulatora, prekidač za obe polarizacije se može postići pri velikim faktorima ispunjenosti poluprovodničkih štapića.

U cilju grube procene potrošnje energije tokom prekidanja, stvarna raspodela elektrona i šupljina u InSb će biti zanemarena. Tada je moguće usvojiti aproksimaciju da je energija potrebna za prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu jednaka energetskom procepu InSb, E_g . Zapreminska gustina energije potrebne za prekidanje od isključenog do uključenog stanja je onda $\Delta E = \Delta N E_g$, gde je $\Delta N = N_{\text{ON}} - N_{\text{OFF}}$ promena koncentracije slobodnih naelektrisanja tokom prekidanja. Prema ovoj formuli, zapreminska gustina energije za prvi prekidač je $\Delta E_1 = 43.58 \mu\text{J}/\text{cm}^3$, a za drugi $\Delta E_2 = 108.95 \mu\text{J}/\text{cm}^3$. Dakle, drugi prekidač koji radi na višim frekvencijama zahteva više snage za prekidanje pri približno istom odnosu slabljenja. To je posledica povećanog broja naelektrisanja na višim frekvencijama i

temperaturama. Što se tiče potrošnje snage, InSb je dobar kandidat za prekidače na bazi PIC-a pošto ima uzak energetski procep što smanjuje energiju potrebnu za prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu.

5.4 Zaključak

U ovom poglavlju je predstavljen dizajn podesivih PIC-ova sa poluprovodničkim štapićima. Promenom temperature, moguće je podešavati nivo koncentracije nosialca naelektrisanja u štapićima i tako pomerati rezonantnu frekvenciju PIC-ova. Najbitnija osobina PIC-ova je povećana osetljivost, pošto je pomeraj PBG-ova na bazi plazmonskih rezonancija daleko veći u poređenju sa pomeranjem Bragovih PBG-ova za istu promenu koncentracije naelektrisanja. Pri velikim faktorima ispunjenosti poluprovodničkih štapića, moguće je preklopiti plazmonske rezonancije koje se javljaju za električno polje normalno na štapiće i PBG-ove zbog negativne efektivne permitivnosti kada je električno polje paralelno štapićima. Na ovaj način je moguće dizajnirati modulare na bazi PIC-a za obe polarizacije.

U slučaju THz modulatora, PIC radi kao kontinualno podesivi filter tipa nepropusnik-opsega. Rezonantna frekvencija istog PIC-a se može podešavati u širokom frekvencijskom opsegu od 0.95 THz do 1.7 THz (uvećanje 1.8 puta) kontinualnom promenom temperature za $\Delta T \approx 40$ K. U isto vreme, Bragov PBG se pomera samo 1.04 puta.

PIC radi kao THz prekidač pomeranjem rezonancije. Prekidači su veoma kompaktni zbog njihove podtalasne debljine. Odnos slabljenja od oko 25 dB se može postići promenom temperature za $\Delta T \approx 15$ K po prekidanju. U isto vreme, prekidač na bazi Bragovog PBG-a ima odnos slabljenja od samo 0.6 dB. Prekidač na bazi PIC-a se može koristiti u primenama koje ne zahtevaju velike brzine prekidanja. Rezonantna frekvencija prekidača na bazi PIC-a se može podesiti u širokom frekvencijskom opsegu pogodnim izborom geometrije i nivoom koncentracije naelektrisanja.

Zbog male brzine podešavanja promenom temperature, razmotreni modulatori na bazi PIC-ova bi mogli naći primenu u uređajima za merenje i sensorima temperature. U cilju postizanja velikih brzina modulacije i prekidanja, dalja istraživanja treba usmeriti ka proučavanju podešavanja PIC-ova optičkim pumpanjem.

Poglavlje 6 Uticaj neuređenosti na fotonske zonske procepe u 2D plazmanskim kristalima

6.1 Uvod

U prethodnom poglavlju je pokazano da je podešavanje plazmanskog PBG-a daleko efikasnije nego podešavanje Bragovog PBG-a. Na osnovu različite prirode ova dva PBG-a, može se predvideti da će uticaj neuređenosti na ove PBG-ove takođe biti različit. Dok su Brag-ovi PBG-ovi osetljivi na neuređenost pošto potiču od kolektivnih refleksija u PhC-ovima, plazmanski PBG-ovi bi trebalo da budu robustni na neuređenost pošto oni potiču od plazmanskih rezonancija u pojedinačnim štapićima i nisu vezani ni za kakve kolektivne pojave.

U ovom poglavlju se razmatraju neuređeni 2D PIC-ovi koji se sastoje iz poluprovodničkih ITO nano-štapića. Cilj je proučiti uticaj neuređenosti na oba tipa PBG-a - Brag-ov PBG i plazmanski PBG koji je zasnovan na LSPR-ovima u štapićima kada je električno polje normalno na njih. Razmatraju se PIC-ovi sa četiri vrste neuređenosti: 1. neuređenost pozicije štapića, 2. neuređenost poluprečnika štapića, 3. neuređenost poprečnog preseka štapića i 4. neuređenost zbog izostavljenih štapića. Ovakvim neuređenim nizovima štapića se mogu modelovati PIC-ovi napravljeni tzv. "odozdo-naviše" metodama. Na osnovu proračuna koeficijenata transmisije kroz PIC-ove, zaključeno je da osim neuređenosti u poprečnom preseku štapića, plazmanski PBG je značajno robustniji na neuređenost u odnosu na Brag-ov PBG. Dakle, plazmanski PBG bi mogao poslužiti kao osnova za robustne sredine sa PBG-om koje se dobijaju tzv. "odozdo-naviše" metodama.

6.2 Fotonski zonski procepi u plazmanskim kristalima

U PIC-ovima postoje dve vrste PBG-ova: Bragov i plazmanski PBG. Brag-ov PBG u PIC-ovima je određen Bragovim uslovom koji je približno dat sa $\lambda = 2a$, gde je

6. Neuređeni plazmوني kristali

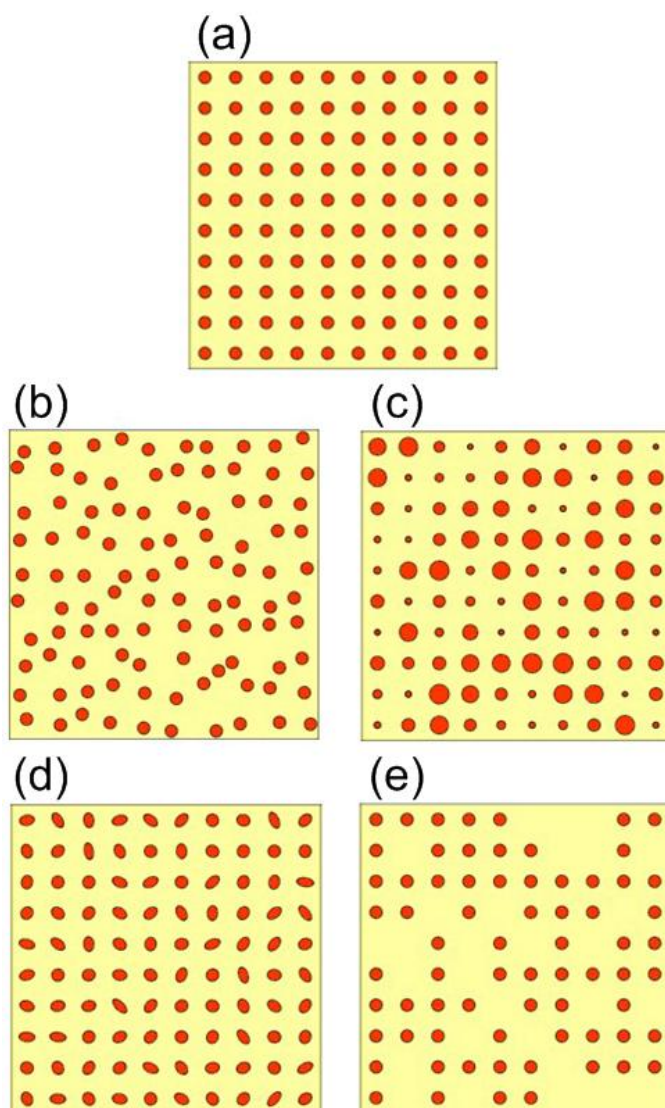
a veličina jedinične ćelije PIC-a. Plazmوني PBG je određen uslovom pobuđivanja LSPR-a u izolovanom ITO štapiću kada je električno polje normalno na njega. U slučaju kada se izolovani cilindrični ITO štapić nalazi u vazduhu, ovaj uslov glasi $\text{Re}(\varepsilon_i(\omega)) = -1$, gde je $\varepsilon_i(\omega)$ frekvencijski zavisna permitivnost ITO štapića data Drudeovim modelom [34]

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_\infty^i - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma_c)}, \quad (6.1)$$

gde je $\varepsilon_\infty^i = 3.8$ dielektrična konstanta na visokim frekvencijama, $\omega_p = 1.36$ eV je plazma frekvencija, a $\gamma_c = 0.05$ eV je frekvencija sudara. U slučaju paralelnih štapića pri malom faktoru ispunjenosti, pozicija glavne dipolarne rezonancije, LSPR-a, se može odrediti na osnovu efektivne permitivnosti PIC-a izračunate korišćenjem MGT-a na osnovu izraza (1.35). Frekvencija LSPR-a je tada data jednačinom (1.82).

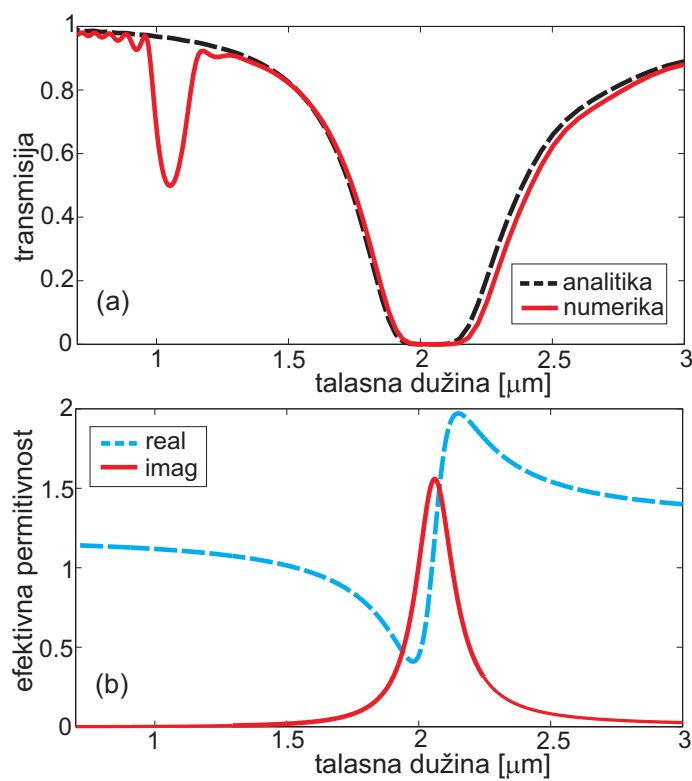
Ovde se razmatra transmisija elektromagnetskog talasa normalne incidencije na PIC debljine deset jediničnih ćelija sa sledećim parametrima: kvadratna jedinična ćelija veličine $a = 500$ nm, poluprečnik štapića $r_0 = 100$ nm i faktor ispunjenosti $f = 0.13$ (uređeni PIC je skiciran na sl. 6.1(a)). Razmatra se TE mod tako da je električno polje normalno na štapiće u PIC-u. U cilju modelovanja beskonačne strukture u pravcu normalnom na talasni vektor incidentnog polja, korišćeni su granični uslovi savršenog električnog provodnika. Postavka za numeričke proračune je prikazana na sl. 5.2. Proračuni transmisije kroz PIC-ove su izvršeni u programskom paketu COMSOL Multiphysics. Rezultati numeričkih proračuna su upoređeni sa koeficijentima transmisije koji su izračunati analitički korišćenjem Frenelovih jednačina za sredinu debljine $10a$ i efektivne permitivnosti date izrazom (1.35).

Koeficijent transmisije za uređeni PIC je dat na sl. 6.2(a). Postoje dva udubljenja u transmisiji, na $1.05 \mu\text{m}$ i oko $2 \mu\text{m}$. Pozicija prvog udubljenja se veoma dobro slaže sa Bragovim uslovom $\lambda = 2a$. Raspodela amplitude magnetskog polja na $1.05 \mu\text{m}$ je data na sl. 6.3(a), dok je odgovarajući profil polja prikazan na sl. 6.3(b). Na slici se vidi stojeći talas ispred i unutar PIC-a koji potvrđuje izražene Bragove refleksije, tako da je smanjenje transmisije na izlazu posledica višestrukih refleksija unazad. Drugi PBG oko $2 \mu\text{m}$ se poklapa sa uslovom pobuđivanja LSPR-a dat izrazom (1.82) koji daje $\lambda_{\text{res}} = 2.06 \mu\text{m}$ u razmatranom slučaju. Pozicija i širina plazmanskog PBG-a su u saglasnosti sa predviđanjem MGT-a kao što se može videti na sl. 6.2(a). Plazmوني PBG odgovara rezonanciji u efektivnoj permitivnosti koja je praćena



Slika 6.1: Skice razmatranih PIC-ova: (a) uređeni PIC, (b) PIC sa neuređenošću pozicije štapića, (c) PIC sa neuređenošću poluprečnika štapića, (d) PIC sa neuređenošću poprečnog preseka štapića, (e) PIC sa neuređenošću zbog izostavljenih štapića.

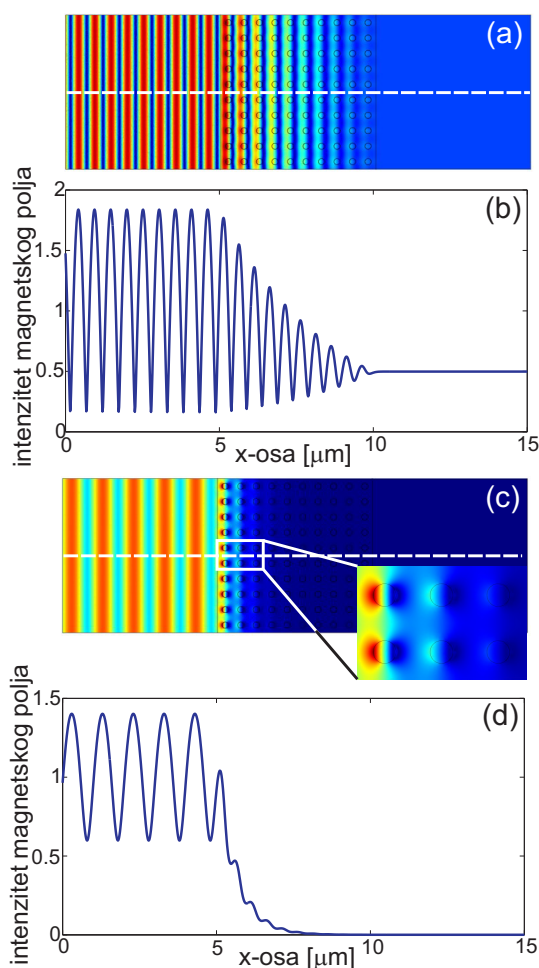
6. Neuređeni plazmوني kristali



Slika 6.2: (a) Koefficienti transmisije za uređeni PIC i (b) njegova efektivna permisivnost.

velikom apsorpcionim vrhom u imaginarnom delu permisivnosti, sl. 6.2(b). Malo neslaganje između analitike i numerike u okolini donje frekvencijske ivice procepa na sl. 6.2(a) je posledica konačnog faktora ispunjenosti koji dovodi do širenja i pomeranja rezonancije ka nižim frekvencijama. Plazmonska priroda ovog PBG-a je potvrđena raspodelom amplitude magnetskog polja i odgovarajućim profilom polja za $2 \mu\text{m}$ koji su prikazani na sl. 6.3(c) i 6.2(d), respektivno. Nasuprot Bragovom PBG-u, ovde je polje unutar PIC-a jako oslabljeno zbog apsorpcije u blizini LSPR-a. Dipolarni karakter je pokazan u isečku sl. 6.3(c). Pored apsorpcije, refleksija u blizini LSPR-a takođe doprinosi ukupnom slabljenju transmisije što se može videti iz formiranog stojećeg talasa ispred PIC-a.

Kao što se može videti sa sl. 6.2, plazmوني PBG je daleko bolji u potiskivanju transmisije u odnosu na Brag-ov PBG. PIC sa samo deset jediničnih ćelija u pravcu prostiranja polja ima široki plazmوني PBG sa nultom transmisijom pri čemu je odnos širine udubljenja u transmisiji (izračunat kao širina pri polovini maksimuma) i centralne frekvencije $\Delta\lambda/\lambda = 0.33$. Sa druge strane, transmisija za Bragov PBG je



Slika 6.3: (a) Raspodela amplitude magnetskog polja na $1.05 \mu\text{m}$ i (b) profil polja duž isprekidane linije u delu (a). (c) Raspodela amplitude magnetskog polja na $2 \mu\text{m}$ i (b) profil polja duž isprekidane linije u delu (c).

daleko veća od nule, tj. 0.5. Visoka efikasnost plazmanskog PBG-a je rezultat velikog poprečnog preseka slabljenja štapića u blizini LSPR-a koji može značajno prevazići geometrisjki poprečni presek [175]. Pošto apsorpcija značajno doprinosi slabljenju transmisije, plazmوني PBG-ovi se mogu koristiti za filtere i optičke modulatore, ali nisu pogodni za vođenje talasa, rezonatore i konfiniranje svetlosti.

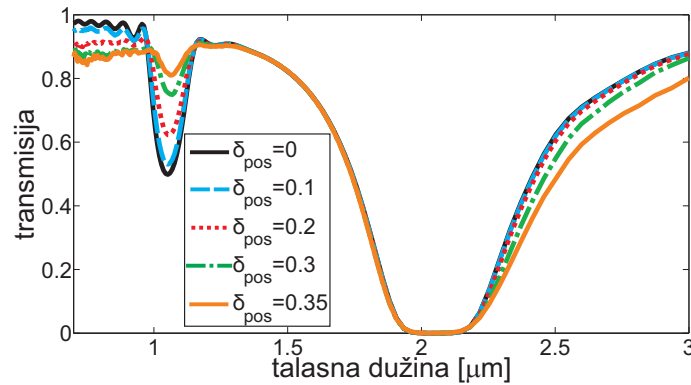
6.3 Numerički rezultati i diskusija

Četiri vrste neuređenosti su uvedene na sledeći način. Neuređenost pozicije štapića, shematski prikazana na sl. 6.1(b), je uvedena pomeranjem svih štapića sa njihovih

6. Neuređeni plazmوني kristali

koordinata (x_i, y_i) u idealnoj kvadratnoj rešetci na nove koordinate $(x_i + \xi_{\text{pos}}a, y_i + \xi_{\text{pos}}a)$, gde je ξ_{pos} slučajan broj uniformno raspoređen u intervalu $(-\delta_{\text{pos}}, \delta_{\text{pos}})$. Neuređenost poluprev cnika štapića, shematski prikazana na sl. 6.1(c), je uvedena promenom poluprečnika svih štapića od r_0 do $r_0 + \xi_{\text{rad}}a$, gde je ξ_{rad} slučajan broj uniformno raspoređen u intervalu $(-\delta_{\text{rad}}, \delta_{\text{rad}})$. Neuređenost poprečnog preseka štapića, shematski prikazana na sl. 6.1(d), je uvedena promenom poprečnog preseka štapića od kruga poluprečnika r_0 do elipse sa poluosama $r_1 = r_0 + \xi_{\text{shape}}a$ i $r_2 = r_0^2/r_1$, gde je ξ_{shape} slučajan broj uniformno raspoređen u intervalu $(-\delta_{\text{shape}}, \delta_{\text{shape}})$. Neuređenost zbog izostavljenih štapića, shematski prikazana na sl. 6.1(e), je uvedena izostavljanjem određenog procenta δ_m slučajno izabranih štapića iz PIC-a. U svim posmatranim slučajevima, koeficijenti transmisije za PIC sa određenim vrednostima neuređenosti su izračunati usrednjavanjem koeficijenata transmisije za 8 različitih i slučajnih konfiguracija PIC-ova [176]. Ovi koeficijenti transmisije su zatim upoređeni sa koeficijentima transmisije uređenih PIC-ova koji su izračunati samo numerički. Krive dobijene analitički su izostavljene u sledećim slikama pošto se one veoma dobro slažu sa numerikom u slučaju uređenog PIC-a kao što se može videti na sl. 6.2.

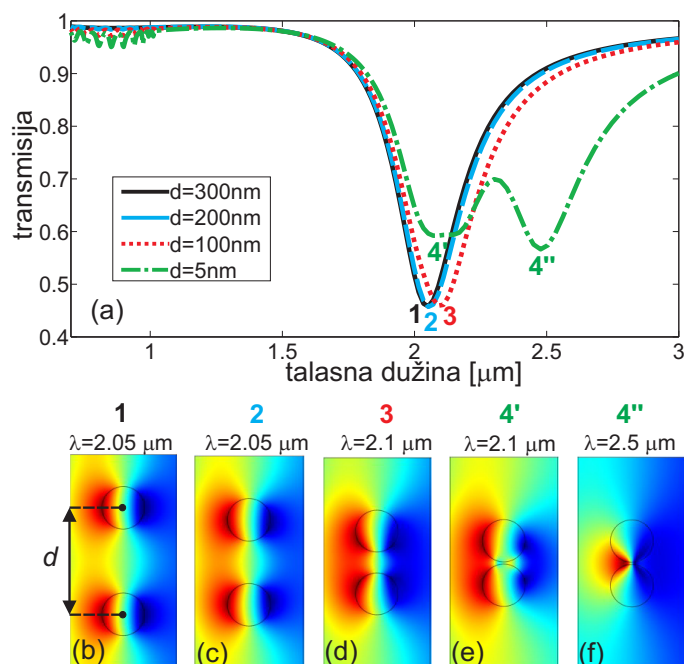
6.3.1 Neuređenost pozicije štapića



Slika 6.4: Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću pozicije štapića.

Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću pozicije štapića su prikazani na sl. 6.4. Bragov PBG na $1.05 \mu\text{m}$ se zatvara sa povećanjem neuređenosti i konačno, iščezava za $\delta_{\text{pos}} = 0.4$. Sa druge strane, plazmوني PBG je veoma robustan na neuređenost pošto opsezi frekvencija sa nultom transmisijom ostaju isti kao i u slučaju bez neuređenosti. Jedina promena u transmisiji je pomeranje donje frekvencijske ivice procepa.

6. Neuređeni plazmonski kristali



Slika 6.5: (a) Koeficijenti transmisije za PIC-ove koji se sastoje od jednog sloja pri smanjenju rastojanja između štapića d . Amplitude magnetskog polja u blizini LSPR-a za: (b) $d = 300\text{ nm}$, (c) $d = 200\text{ nm}$, (d) $d = 100\text{ nm}$, i (e),(f) $d = 5\text{ nm}$.

U cilju objašnjenja ovog pomeranja ka nižim frekvencijama, treba primetiti da neuređenost pozicije štapića dovodi do smanjenja rastojanja između štapića. Zbog toga su izračunati koeficijenti transmisije za PIC od jednog sloja jediničnih ćelija sa smanjenim rastojanjem između štapića d : 1. $d = 300\text{ nm}$ što odgovara PIC-u bez neuređenosti, 2. $d = 200\text{ nm}$, 3. $d = 100\text{ nm}$ i 4. $d = 5\text{ nm}$. Rezultati su prikazani na sl. 6.5(a). Kao što se može videti, smanjeno rastojanje između štapića dovodi do pomeranja plazmonskih rezonancija ka nižim frekvencijama i to od $2.05\ \mu\text{m}$ za $d = 300\text{ nm}$ i $d = 200\text{ nm}$ do $2.1\ \mu\text{m}$ za $d = 100\text{ nm}$. Ovo crveno pomeranje je rezultat povećanog sprezanja rezonancija što se može videti sa odgovarajućih slika amplituda magnetskog polja na sl. 6.5(b), 6.5(c), i 6.5(d). Dipolarne rezonancije u pojedinačnim štapićima koji su razdvojeni za $d = 300\text{ nm}$ (sl. 6.5(a)) su više spregnute na rastojanjima $d = 200\text{ nm}$ (sl. 6.5(c)) i $d = 100\text{ nm}$ (sl. 6.5(d)). Smanjeno d dovodi do povećane privlačne sile između susednih štapića. Tada sila koja deluje na elektrone u svakom štapiću postaje manja što dovodi do pomeranja dipolarne rezonancije ka nižim frekvencijama [177]. Smanjivanjem d ispod 50 nm , pojavljuje se dodatni mod. Ovo se može najbolje videti na rastojanju $d = 5\text{ nm}$, kada postoje dva udubljenja u transmisiji na $2.1\ \mu\text{m}$ i $2.5\ \mu\text{m}$. Rezonancija na

6. Neuređeni plazmوني kristali

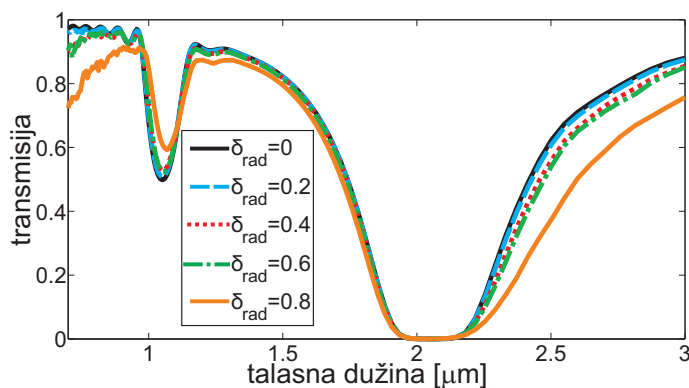
$2.1 \mu\text{m}$ je dipolarna što se može videti iz raspodele amplitude magnetskog polja na sl. 6.5(e), mada su ovde dipolarne rezonancije jako spregnute. Rezonancija na $2.5 \mu\text{m}$ je posledica jake interakcije između dva štapića. Ovaj mod je jako konfiniran u procepu između dva štapića kao što je prikazano na sl. 6.5(f).

Slično sprezanje se može uočiti za štapiće razdvojene duž pravca prostiranja polja. Ipak, u ovom slučaju zbog retardacije faze, polje unutar štapića ne osciluje u fazi tako da je sprezanje slabije [178].

Na osnovu prethodne analize, može se zaključiti da je crveno pomeranje donje frekvijske ivice na sl. 6.4 rezultat sprezanja LSPR-ova u susednim štapićima. Za rastojanja manja od $d = 50 \text{ nm}$, pojavljuje se potpuno novi mod, tj. mod u procepu kao što je prikazano na sl. 6.5(f). Frekvencija ovog moda je manja od dipolarnog LSPR-a tako da mod u procepu dodatno doprinosi pomeranje donje frekvijske ivice procepa ka nižim frekvencijama na sl. 6.4.

6.3.2 Neuređenost poluprečnika štapića

Slika 6.6 prikazuje koeficijente transmisije kroz PIC-ove za četiri vrednosti neuređenosti poluprečnika štapića. U Bragovom PBG-u, povećanje δ_{rad} od 0 do 0.8 dovodi do blagog povećanja transmisije od 0.5 do 0.57. Geometrijski poprečni presek štapića se menja, ali štapići ostaju na istoj poziciji što omogućava koherentno rasejanje unazad. Zbog toga, Bragov PBG ne iščezava u ovom slučaju. U plazmonskom PBG-u, opseg frekvencija sa nultom transmisijom ostaje isti kao i u slučaju bez neuređenosti. Ipak, plazmonski PBG je proširen. Gornja frekvijska ivica procepa je blago plavo pomerenjena dok je crveno pomeranje donje frekvijske ivice još izraženije.

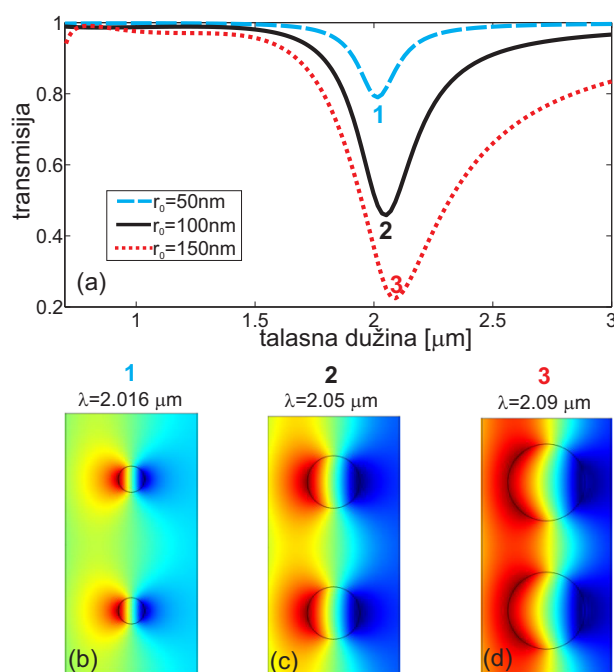


Slika 6.6: Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću poluprečnika štapića.

U cilju objašnjenja ovih efekata, izračunati su koeficijenti transmisije za PIC-ove

6. Neuređeni plazmonski kristali

sa jednim slojem jediničnih ćelija konstantne veličine $a = 500$ nm i poluprečnicima koji se povećavaju: 1. $r_0 = 50$ nm koji odgovara PIC-u sa smanjenim poluprečnikom u odnosu na PIC bez neuređenosti, 2. $r_0 = 100$ nm koji odgovara PIC-u bez neuređenosti i 3. $r_0 = 150$ nm koji odgovara PIC-u sa povećanim poluprečnikom u odnosu na PIC bez neuređenosti. Rezultati su prikazani na sl. 6.7(a). Postoje dva efekta: crveno pomeranje i proširenje rezonancija. LSPR-ovi su blago pomereni ka nižim frekvencijama od $2.016 \mu\text{m}$ do $2.09 \mu\text{m}$ sa povećanjem poluprečnika štapića od 50 nm do 150 nm. Amplitude magnetskog polja za LSPR-ove za $r_0 = 50$ nm, $r_0 = 100$ nm i $r_0 = 150$ nm su prikazane na sl. 6.7(b), 6.7(c) i 6.7(d), respektivno.



Slika 6.7: (a) Koeficijenti transmisije za PIC-ove koji se sastoje od jednog sloja jediničnih ćelija za tri vrednosti poluprečnika r_0 . Amplituda magnetskog polja za LSPR i to za: (b) $r_0 = 50$ nm, (c) $r_0 = 100$ nm, (d) $r_0 = 150$ nm.

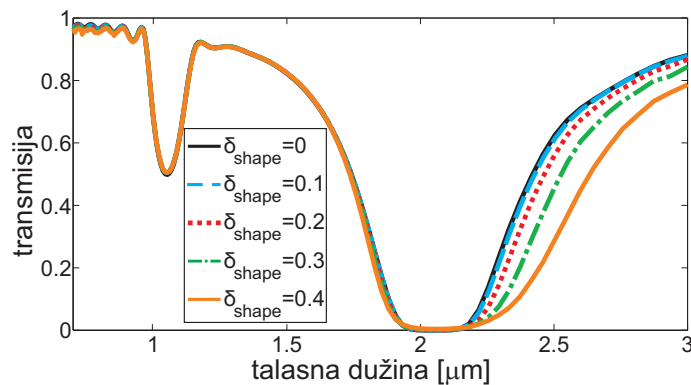
Iako je sprezanje rezonancija izraženije za veće poluprečnike, crveno pomeranje nije vezano za sprezanje rezonancija. Kao što je pokazano na sl. 6.5(a), pozicije rezonancija ostaju iste za $d = 200$ nm, dok na sl. 6.7 štapići nisu bliže jedan drugom od $d = 200$ nm. Uzrok oba primećena efekta je povećan faktor ispunjenosti. Prema izrazu 5.4, povećan faktor ispunjenosti dovodi do smanjenja rezonantne frekvencije LSPR-a: za $r_0 = 50$ nm rezonantna talasna dužina je $\lambda_{\text{res}} = 2.013 \mu\text{m}$, za $r_0 = 100$ nm rezonantna talasna dužina je $\lambda_{\text{res}} = 2.06 \mu\text{m}$, i za $r_0 = 150$ nm rezonantna

talasna dužina je $\lambda_{\text{res}} = 2.16 \mu\text{m}$. Ove vrednosti približno odgovaraju vrednostima dobijenim numeričkim proračunima na sl. 6.7(b), 6.7(c) i 6.7(d), respektivno. U isto vreme, povećan faktor ispunjenosti i poluprečnici štapića dovode do povećanja geometrijskih poprečnih preseka što daje šire rezonancije.

Prema prethodnoj analizi PIC-a sa jednim slojem ćelija, zaključak je da je proširenje plazmanskog PBG-a na sl. 6.6 posledica štapića sa povećanim poluprečnikom čije su rezonancije proširene. Pošto su rezonancije ovih štapića crveno pomerene, proširenje plazmanskog PBG-a je izraženije za donju frekvencijsku ivicu procepa.

6.3.3 Neuređenost poprečnog preseka štapića

Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću poprečnog preseka štapića su prikazani na sl. 6.8. Transmisija u Bragovom PBG-u je blago uvećana, ali praktično zanemarljivo. Slično kao i za neuređenost u poluprečniku štapića, bez obzira na promenu u poprečnom preseku štapića, oni ostaju na istim pozicijama. To omogućava koherentne refleksije što čini Bragov PBG robustnim na neuređenost u poprečnom preseku štapića. Plazmوني PBG zadržava isti opseg frekvencija sa nultom transmisijom kao i u slučaju bez neuređenosti. Ipak, donja frekvencijska ivica procepa je značajno crveno pomerena.



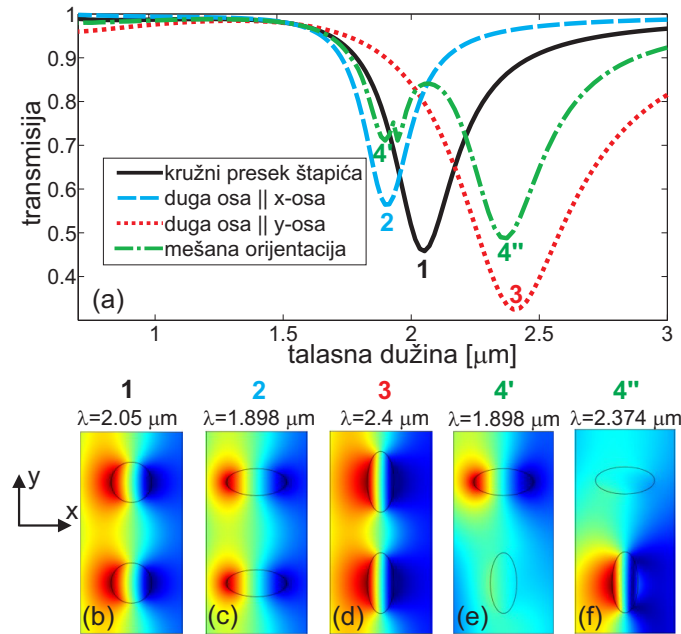
Slika 6.8: Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću poprečnog preseka štapića.

Neuređenost u poprečnom preseku štapića znači da poprečni preseki štapića nisu više krugovi već elipse. Zbog toga, depolarizacioni faktor L u izrazu (1.35) nije više $1/2$. Razmotrimo slučaj kada su poluose štapića paralelne koordinatnim osama, x i y osi. Ako su poluose štapića u x i y pravcu r_x i r_y , respektivno, tada su depolarizacioni faktori u x i y pravcu L_x i L_y , respektivno. Pošto je incidentno električno polje uvek

6. Neuređeni plazmonski kristali

polarizovano duž y -ose, LSPR je određen sa L_y . Tada, povećanje (smanjenje) r_y dovodi do smanjenja (povećanja) L_y što rezultuje crvenim (plavim) pomeranjem LSPR-a prema izrazu (1.82).

Da bi se proučio uticaj eliptičnog poprečnog preseka štapića, simuliran je jednoslojni PIC sa štapićima eliptičnog poprečnog preseka sa malom i velikom poluosom 66.67 nm i 150 nm, respektivno. Sledeće orijentacije štapića su razmatrane: 1. štapići sa kružnim poprečnikom presekom, 2. velika poluosa oba štapića paralelna x -osi, 3. velika poluosa oba štapića paralelna y -osi i 4. velika poluosa jednog štapića paralelna y -osi, dok je velika poluosa drugog štapića paralelna x -osi. Koeficijenti transmisije za ova četiri slučaja su prikazani na sl. 6.9.



Slika 6.9: (a) Koeficijenti transmisije za PIC-ove koji se satoje od jednog sloja jediničnih ćelija sa štapićima čije su poluose 66.67 nm i 150 nm. Amplitude magnetskog polja za LSPR u slučaju: (b) kružnih štapića, (c) štapića sa dugom osom koja je paralelna x -osi, (d) štapića sa dugom osom koja je paralelna y -osi, i (e),(f) štapići sa mešovitom orijentacijom.

Udubljenje u transmisiji za slučaj 1 je na 2.05 μm (raspodela amplitude magnetskog polja je data na sl. 6.9(b)). Ovo udubljenje u transmisiji se pomera na 1.898 μm u slučaju 2 (raspodela amplitude magnetskog polja je data na sl. 6.9(c)), odnosno na 2.4 μm u slučaju 3 (raspodela amplitude magnetskog polja je data na sl. 6.9(d)). U slučaju 2 (3), $r_y < r_x$ ($r_y > r_x$) odnosno $L_y > L_x$ ($L_y < L_x$), tako da uvećan (smanjen) depolarizacioni faktor dovodi do plavog (crvenog) pomeranja rezonancije.

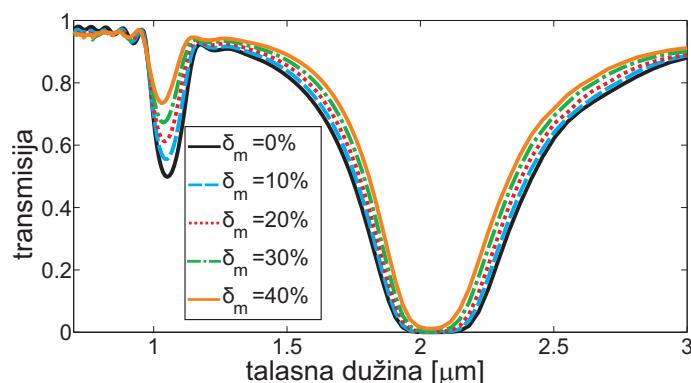
U slučaju 4, postoje dva udubljenja u transmisiji i to je mešavina slučajeva 2 and 3. Udubljenje na kraćoj talasnoj dužini $1.898 \mu\text{m}$ je rezultat rezonancije u gornjem štapiću (raspodela amplitude magnetskog polja je data na sl. 6.9(e)). Kraća osa gornjeg štapića je paralelna y-osi tako da njegov LSPR odgovara slučaju 2 na sl. 6.9(c). Udubljenje na dužoj talasnoj dužini $2.374 \mu\text{m}$ je posledica rezonancije u donjem štapiću (raspodela amplitude magnetskog polja je data na sl. 6.9(f)). Sada je duga osa donjeg štapića je paralelna y-osi tako da njegov LSPR odgovara slučaju 3 na sl. 6.9(d).

Dakle, umesto jednog LSPR-a u štapićima sa kružnim poprečnim presekom, postoje dve rezonancije u slučaju eliptičnih poprečnih preseka. Jedna od rezonancija (na višoj frekvenciji) je plavo pomerena, dok je druga (na nižoj frekvenciji) crveno pomerena. Njihov zajednički doprinos je širenje plazmanskog PBG-a na sl. 6.8.

Prema izrazu (1.82), crveno pomeranje niže rezonancije usled smanjenja depolarizacionog faktora ispod 0.5 je veće nego plavo pomeranje više rezonancije usled odgovarajućeg povećanja depolarizacionog faktora iznad 0.5. U isto vreme, indukovani dipolni momenat je veći kod crveno pomerene rezonancije pošto je polarizabilnost štapića u izrazu (1.25) veća za manje depolarizacione faktore. Tada crveno pomerene rezonancije daju šira i veća udubljenja u transmisiji. Stoga je širenje plazmanskog PBG-a na sl. 6.8 dominantno vezano za niže rezonancije u štapićima izduženim u pravcu normalnom na pravac propagacije polja.

6.3.4 Neuređenost zbog izostavljenih štapića

Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću zbog izostavljenih štapića su prikazani na sl. 6.10. Transmisija u Bragovom PBG-u je uvećana od 0.5 za uređeni PIC do 0.74 za PIC sa 40% izostavljenih štapića pošto odsustvo rasejavača smanjuje efikasnost Bragovih refleksija. Sa druge strane, plazmanski PBG je mnogo robustniji iako u ovom slučaju postoje dve promene: 1. plazmanski PBG postaje uži pošto se odnos širine udubljenja u transmisiji i centralne frekvencije udubljenja smanjuje od $\Delta\lambda/\lambda = 0.33$ za uređeni PIC do $\Delta\lambda/\lambda = 0.26$ za PIC sa 40% izostavljenih štapića, i 2. za PIC sa 40% izostavljenih štapića, najmanja transmisija u plazmanskome PBG-u nije više nula, nego konačna, oko 1%. Obe promene su rezultat smanjenog faktora ispunjenosti što daje uže LSPR-ove sa manjim slabljenjem transmisije.



Slika 6.10: Koeficijenti transmisije za PIC-ove sa neuređenošću zbog izostavljenih štapića.

6.4 Zaključak

U ovom poglavlju je proučen uticaj neuređenosti na PBG-ove u PIC-ovima sa naglaskom na plazmonske PBG-ove. Na ovaj način je ispitana robustnost PBG-ova u PIC-ovima koji su dobijeni tzv. "odozdo-naviše" metodama. Pokazano je da su plazmوني PBG-ovi robustni na neuređenost pošto opsezi frekvencija sa nul-tom transmisijom ostaju isti za tri vrste neuređenosti: neuređenost pozicije štapića, poluprečnika i poprečnog preseka. U ovim slučajevima, glavni uticaj neuređenosti je crveni pomeraj donje frekvencijske ivice plazmonske PBG-ova. Ovaj pomeraj je posledica sledećih razloga: povećano sprezanje LSPR-ova u štapićima pri smanjenju međusobnog rastojanja, povećani poluprečnici pojedinih štapića, ili razdvajanje dipolarnog LSPR-a za slučaj kružnog poprečnog preseka štapića u dve rezonancije za eliptične poprečne preseke, plavo i crveno pomerenu rezonanciju, sa dominantnim uticajem crveno pomerene rezonancije. Zbog robustnosti plazmonske PBG-ova, oni bi mogli biti veoma korisni u realizaciji sredina sa PBG-om u PIC-ovima koji se fabrikuju tzv. metodama "odozdo-naviše".

Poglavlje 7 Osetljivost plazmonskih rezonancija u grafenskim trakama na dielektrično okruženje u srednje- i daleko-infracrvenom delu spektra

7.1 Uvod

LSPR-ovi su oscilacije elektrona u metalnim nanočesticama pri međusobnom dejstvu sa elektromagnetnim poljem. Frekvencija ovih rezonancija je veoma osetljiva na promene u dielektričnom okruženju čestica. Ova osetljivost se može iskoristiti za realizaciju senzora na bazi LSPR-a merenjem frekvencijskog pomeraja rezonancije [48, 49, 50]. Pošto su plazmoni konfinirani u podtalasnim zapreminama na površini metalnih nanočestica, moguće je detektovati veoma male promene u podtalasnim dielektričnim slojevima uz nanočestice.

Problem senzora u srednje- i daleko-infracrvenoj oblasti je velika neusaglašenost između talasne dužine i debljine sloja koji treba detektovati koji je reda veličine nanometra. Zbog velike negativne permitivnosti plemenitih metala na ovim frekvencijama, LSPR-ovi su slabo vezani za površinu metala što dovodi do slabe osetljivosti LSPR-ova na dielektrično okruženje. Stoga su mnogi infracrveni senzori napravljeni korišćenjem planarnih metamaterijala koji se sastoje od metalnih rezonatora [179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187]. Najviše istražene strukture su prekinuti prstenasti rezonatori sa veoma jakim električnim poljem u procepu prstena.

Pored senzora dielektričnih filmova, infracrveni metamaterijali su korišćeni i za senzore disperzivnih tankih filmova. U ovom slučaju, metamaterijali služe kao supstrati za povišinom uvećanu infracrvenu apsorpciju (engl. surface enhanced infrared absorption - SEIRA) [188] u detekciji vibracionih modova tankih molekularnih filmova [26, 187, 189, 190, 191, 192]. Ovde je rezonancija metamaterijala podešena tako da se preklapa sa vibracionim modom čime se povećava apsorpcija u blizini vibracionog moda. Rezonancija metamaterijala je određena geometrijom jedinične ćelije i ona je konstantna nakon fabrikacije. Ovo bi mogao da bude problem ukoliko

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

je potrebno detektovati višestruke vibracione modove u širokom opsegu [193]. Jedno moguće rešenje ovog problema je korišćenje metamaterijala sa višestrukim rezonancijama [193] ili podesivih metamaterijala u cilju dinamičkog podešavanja rezonancije tako da se preklapa sa željenim vibracionim modom [187].

Drugi pristup za dizajn infracrvenih senzora bi mogao bit korišćenje materijala sa nižom plazma frakvencijom i manjim vrednostima permitivnosti kao što su poluprovodnici. Njihove plazma frakvencije su u terahercnom opsegu, na mnogo nižim frekvencijama nego kod metala, tako da su terahercni SPP-ovi [194] i LSPR-ovi [195] na poluprovodnicima daleko više konfinirani. Ovo se može iskoristiti kao osnova poluprovodničkih plazmonske rezonatora kao efikasnih LSPR senzora na terahercnim učestanostima [196, 197].

Grafen je dvodimenzionalni materijal sa podesivom plazma frekvencijom na infracrvenim [39] i terahercnim frekvencijama [44, 198]. Do sada, grafen je u sensorima bio korišćen samo za funkcionalizaciju metalnih površina koje podržavaju prostiranje SPP-ova [199, 200, 201, 202, 203]. Nedavno je pokazano da sam grafen podržava prostiranje SPP-ova [42] i LSPR-ove [43, 44] u srednje- i daleko-infracrvenoj oblasti. Stoga se ovde razmatra potencijalna upotreba grafenskih traka skiciranih na sl. 7.1 kao infracrvenih senzora na bazi LSPR-a. Proučeni su senzori čisto dielektričnih materijala kao i disperzivnih filmova sa vibracionim modovima. Pokazano je da jako konfiniranje SPP-ova u grafenu omogućava detekciju duboko podtalasnih dielektričnih filmova. U isto vreme, podešavanje plazmonske rezonancije u grafenskim trakama omogućava njihovo preklapanje sa vibracionim modovima molekularnih filmova u širokom frekvencijskom opsegu što otvara mogućnost za dizajn podesivih i širokopojasnih supstrata za SEIRA.

7.2 Plazmoni u grafenskim trakama

Disperzija SPP-ova u grafenu za TM mod je data sa [37, 40, 41]

$$k_{\text{SP}} = \frac{i(\varepsilon_{\text{med}} + \varepsilon_{\text{sub}})\varepsilon_0 c}{\sigma(\omega)} k_0, \quad (7.1)$$

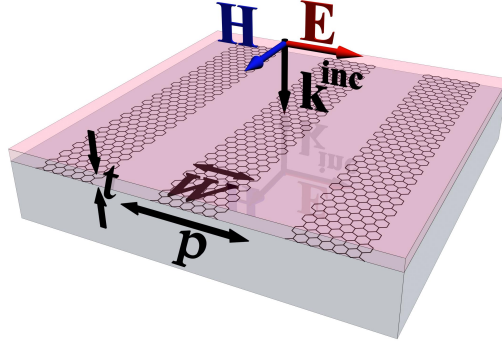
gde je k_{SP} talasni vektor SPP-ova u grafenu, k_0 je talasni vektor u slobodnom prostoru, ε_{sub} i ε_{med} relativne dielektrične permitivnosti supstrata ispod grafena i sredine iznad grafena, respektivno, ε_0 je permitivnost vakuuma, c je brzina svetlosti u vakuumu i $\sigma(\omega)$ je frekvencijski zavisna provodnost grafena.

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

SPP-ovi u grafenu mogu da propagiraju za frekvencije $\hbar\omega < 2E_F$, gde je E_F energija Fermjevog nivoa u grafenu i \hbar je redukovana Plankova konstanta. U ovom frekvencijskom opsegu međuzonski prelazi u grafenu su zabranjeni zbog Paulijevog principa isključenja, tako da su gubici mali. U tom slučaju $\sigma(\omega)$ se može predstaviti Drudeovim modelom uzimajući u obzir samo unutarzonske prelaze [204]

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 E_F}{\pi \hbar} \frac{i}{\omega + i/\tau}, \quad (7.2)$$

gde je e elementarno naelektrisanje, a τ je vreme relaksacije naelektrisanja.



Slika 7.1: Geometrija razmatranog senzora: grafenske trake širine W na silicijum-dioksid supstratu perioda p . Film debljine t koji se detektuje, se nalazi preko traka. Uzorak je osvetljen pri normalnoj incidenciji svetlošću koja je polarizovana normalno na trake. Senzor radi na principu detekcije promena u refleksionom spektru.

Formiranje grafenskih traka prikazanih na sl. 7.1 omogućava efikasno sprezanje upadnog elektromagnetskog polja i SPP-ova u grafenu. Grafenske trake tada služe kao Fabri-Peroovi rezonatori za SPP-ove čime se formiraju LSPR-ovi [43, 44, 205]. Najniža rezonancija λ_{LSPR} za trake širine W se može aproksimirati uslovom

$$2Wn_{\text{eff}} = \lambda_{\text{LSPR}}, \quad (7.3)$$

gde je $n_{\text{eff}} = \text{Re}(k_{\text{SP}}/k_0)$ efektivni indeks SPP-a. Iz izraza (7.1), (7.2), i (7.3), talasna dužina LSPR-a je data sa

$$\lambda_{\text{LSPR}} = \frac{2\pi\hbar c}{e} \sqrt{\frac{W(\varepsilon_{\text{med}} + \varepsilon_{\text{sub}})\varepsilon_0}{E_F}}. \quad (7.4)$$

7.3 Osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine

Osetljivost plazmonske rezonancije na indeks prelamanja homogene sredine S_B se odnosi na konfiguraciju sa homogenom sredinom iznad traka. Na sl. 7.1, ta konfiguracija odgovara graničnom slučaju kada debljina filma teži beskonačnosti, $t \rightarrow \infty$, i ε_{med} odgovara permitivnosti filma. S_B je definisana kao osetljivost λ_{LSPR} na promene indeksa prelamanja okoline $n_{\text{med}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{med}}}$ [49, 50]

$$S_B = \frac{\partial \lambda_{\text{LSPR}}}{\partial n_{\text{med}}}. \quad (7.5)$$

Na osnovu izraza (7.4) i (7.5), osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine za senzor na bazi grafenskih traka je

$$S_B = \frac{2\pi\hbar c}{e} \sqrt{\frac{W\varepsilon_0}{E_F}} \frac{n_{\text{med}}}{\sqrt{n_{\text{med}}^2 + \varepsilon_{\text{sub}}}}, \quad (7.6)$$

što se može izraziti i u sledećoj formi:

$$S_B = \text{const} \cdot \lambda_{\text{LSPR}}, \quad \text{const} = \frac{n_{\text{med}}}{n_{\text{med}}^2 + \varepsilon_{\text{sub}}}. \quad (7.7)$$

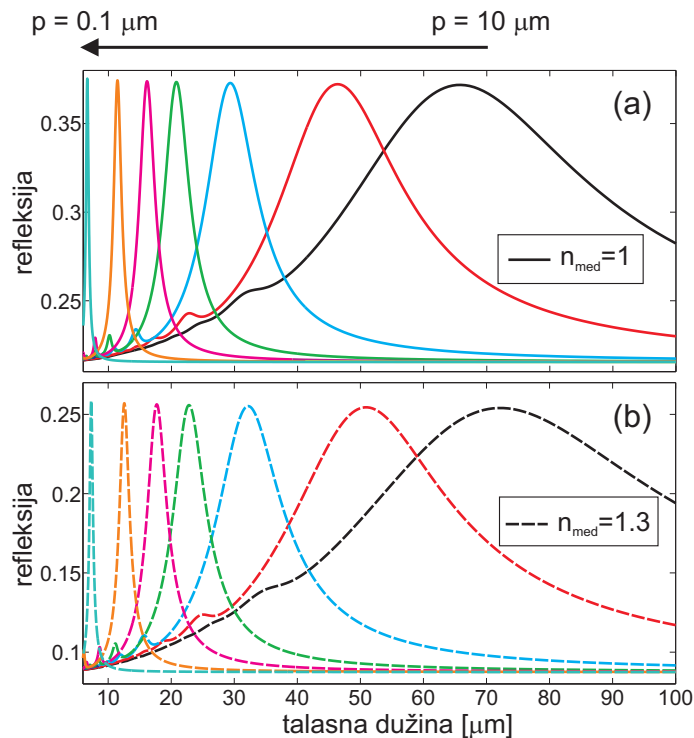
Dakle, veća osetljivost se može postići korišćenjem supstrata manje permitivnosti. Ovo se može realizovati veoma tankim supstratom ispod kojeg je vazduh što je pokazano na primeru planarnih metamaterijala na bazi prekinutih prstenastih rezonatora [183]. Ovde se razmatraju grafenske trake na homogenom dielektričnom supstratu permitivnosti $\varepsilon_{\text{sub}} = 2.4$ (permitivnost silicijum-dioksida) što daje osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine za senzor na bazi grafenskih traka $S_B = 0.294\lambda_{\text{LSPR}}$ za $n_{\text{med}} = 1$.

Osetljivost metalnih nanočestica u vidljivom delu spektra je $S_B = 1.5\lambda_{\text{LSPR}} - 710$ [nm] [49]. Za talasne dužine 500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, odnosi $S_B \cdot \text{RIU}/\lambda_{\text{LSPR}}$ za senzore na bazi metalnih nanočestica su onda 0.1, 0.33, 0.5 i 0.625, respektivno (engl. Refractive Index Unit - RIU), dok je ovaj odnos za senzor na bazi grafena 0.294. Dakle, teorija predviđa da senzori na bazi grafena na infracrvenim frekvencijama imaju karakteristike uporedive sa sensorima na bazi metalnih nanočestica u vidljivom delu spektra.

Svi refleksijski spektri u ovom poglavlju su numerički izračunati korišćenjem programskog paketa RETICOLO-1D [206], koji se zasniva na rigoroznoj analizi spreg-

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

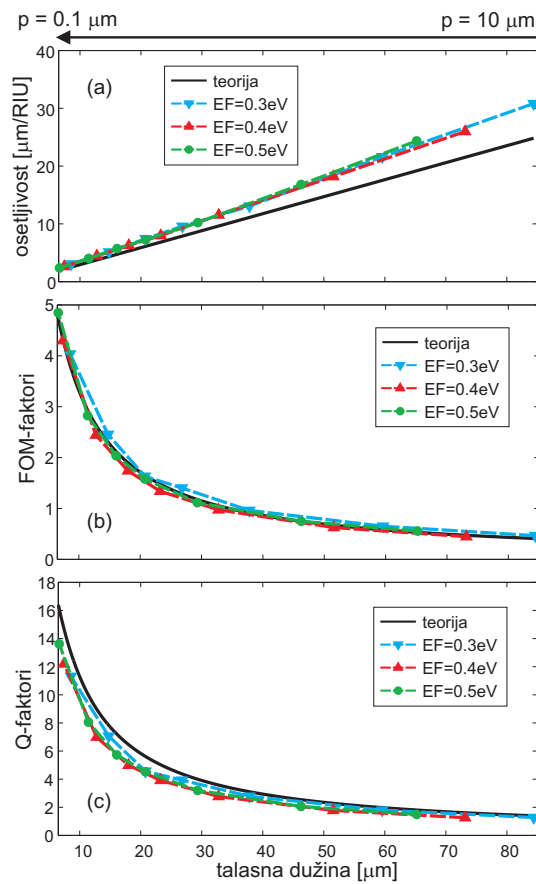
nutih talasa (engl. rigorous coupled wave analysis - RCWA) i rešava Maksvelove jednačine egzaktno. Jedinična ćelija u simulacijama se sastoji iz jedne grafenske trake koja se nalazi između gornje sredine (n_{med}) i silicijum-dioksid supstrata permiitivnosti $\varepsilon_{\text{sub}} = 2.4$. Pri promeni periode p , širina trake se podešava tako da uvek bude ispunjen uslov $W = p/2$. U skladu sa merenjima grafena na infracrvenim frekvencijama [39, 207], korišćena brzina rasejanja nosilaca u grafenu je $\Gamma = 10$ meV što odgovara vremenu relaksacije $\tau = \hbar/\Gamma$. Elektromagnetno polje je normalno incidentno i električno pole je polarizovano normalno na trake kao što je prikazano na sl. 7.1. Koeficijenti refleksije su izračunati od daleko-infracrvenih frekvencija pa sve do frekvencije optičkog fonona u grafenu $\hbar\omega \approx 0.2$ eV. Rezultati za $E_F = 0.5$ eV i promenljivi period su dati na sl. 7.2. Rezonantni vrh je veoma širok na daleko-infracrvenim frekvencijama, ali postaje dosta uži na višim frekvencijama. Sve rezonancije su crveno-pomerene u sredini sa većim indeksom prelamanja što se može iskoristiti za senzore.



Slika 7.2: Koeficijenti refleksije za niz grafenskih traka različitih perioda $p = 10 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$, $0.6 \mu\text{m}$, $0.3 \mu\text{m}$, $0.1 \mu\text{m}$, za Fermijeve nivoe $E_F = 0.5$ eV, i za (a) $n_{\text{med}} = 1$ i (b) $n_{\text{med}} = 1.3$. Strelica označava pravac u kome se period p smanjuje. Rezonantni vrhovi u delu (b) su crveno-pomereni u poređenju sa odgovarajućim vrhovima u delu (a) zbog povećanja n_{med} .

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

Prema izrazu (7.5), osetljivosti na indeks prelamanja homogene sredine su izračunate kao $\Delta\lambda_{\text{LSPR}}/\Delta n_{\text{med}} = \Delta\lambda_{\text{LSPR}}/(0.3 \cdot \text{RIU})$, gde je $\Delta\lambda_{\text{LSPR}}$ razlika pozicija rezonancija na sl. 7.2(b) i 7.2(a). Isti proračuni su ponovljeni za $E_F = 0.3$ eV i $E_F = 0.4$ eV i upoređeni sa analitičkom procenom $S_B = 0.294\lambda_{\text{LSPR}}$ na sl. 7.3(a). Numerika potvrđuje da osetljivost svih senzora na bazi grafena, bez obzira na širinu grafenskih traka (period) ili Fermijev nivo, linearno zavisi od rezonantne talasne dužine i leži približno duž iste linije $S_B = 0.36\lambda_{\text{LSPR}}$. Razlika između numerike i analitike je posledica aproksimativnog uslova za rezonantnu talasnu dužinu u izrazu (7.3).



Slika 7.3: (a) Osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine za senzore na bazi LSPR-ova u grafenskim trakama, (b) FOM-faktori i (c) Q-faktori LSPR-ova u grafenskim trakama za tri vrednosti Fermijevog nivoa $E_F = 0.3$ eV, 0.4 eV, 0.5 eV i za različite periode $p = 10$ μm, 5 μm, 2 μm, 1 μm, 0.6 μm, 0.3 μm, 0.1 μm. Strelica označava pravac u kome se period p smanjuje. Crna linija označena sa "teorija" predstavlja analitičku procenu zasnovanu na SPP-ovima u grafenu, i posebno izrazu (7.3).

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

Druga važna karakteristika plazmanskog senzora je faktor efikasnosti FOM-faktor (engl. Figure of Merit - FOM) definisan sa

$$\text{FOM} = \frac{S_B}{\text{FWHM}}, \quad (7.8)$$

gde je FWHM (engl. Full Width of Half Maximum - FWHM) širina LSPR-a [50]. Veći FOM-faktor znači uži LSPR što olakšava spektralno razdvajanje dva susedna vrha u refleksionom spektru. FOM-faktori za razmatrane grafenske trake su prikazani na sl. 7.3(b). Na daleko-infracrvenim frekvencijama, FOM-faktori su veoma mali, ispod jedan, pošto su refleksioni vrhovi na sl. 7.2 veoma široki. Razdvajanje susednih vrhova sa ovako širokom rezonancijom bi bilo veoma teško tako da se čini da grafenske trake nisu pogodne za terahercne senzore. Sa druge strane, na talasnim dužinama manjim od 10 μm , FOM-faktori su veći od 4 što bi potencijalno bilo korisno u realnim primenama.

Male vrednosti FOM-faktora su posledica malih faktora dobrote (engl. Q-factor). Q-faktori su numerički izračunati na osnovu sledećeg izraza

$$Q = \frac{\lambda_{\text{LSPR}}}{\text{FWHM}}, \quad (7.9)$$

i upoređeni sa teorijskim vrednostima

$$Q = \frac{\text{Re}(k_{\text{SP}})}{\text{Im}(k_{\text{SP}})} = \frac{2\pi c\tau}{\lambda_{\text{LSPR}}}, \quad (7.10)$$

izračunatim na osnovu izraza (7.1) gde Re and Im u izrazu (7.10) označava realni i imaginarni deo kompleksnog broja. Q-faktori za razmatrane nizove grafenskih traka su prikazani na sl. 7.3(c). Kao što se može videti, izraz (7.10) veoma dobro predviđa Q-faktore LSPR-ova. Činjenica da se Q-faktori LSPR-ova u grafenskim trakama mogu izračunati na osnovu disperzije SPP-a u homogenom grafenskom listu znači da su gubici zbog zračenja LSPR-ova mali u poređenju sa gubicima zbog disipacije. Dalje, to znači da su Q-faktori invarijante za svaku rezonantnu frekvenciju i da se ne mogu optimizovati promenom geometrije, tj. vrednosti p ili W . Jedini način na koji se Q-faktori mogu povećati je poboljšanjem kvaliteta samog grafena, tj. smanjivanjem Γ . Smanjenje Q-faktora sa smanjenjem frekvencije je rezultat povećanja realnog dela provodnosti grafena (što odgovara gubicima) u izrazu (7.2) na nižim frekvencijama. Trend smanjenja Q-faktora objašnjava i sličan trend za

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

FOM-faktore. Na osnovu izraza (7.7), (7.8) i (7.9), FOM-faktori se mogu izraziti na sledeći način

$$\text{FOM} = \frac{n_{\text{med}}}{n_{\text{med}}^2 + \varepsilon_{\text{sub}}} Q. \quad (7.11)$$

Teorijski izračunati FOM-faktori su prikazani na sl. 7.3(b) i slažu se odlično sa numerikom. Dakle, i FOM- i Q-faktori su obrnuto proporcionalni λ_{LSPR} i ne zavise od Fermijevog nivoa i periode grafenskih traka u skladu sa izrazima (7.10) i (7.11).

7.4 Osetljivost na tanke filmove

Osetljivost plazmonske rezonancije na tanke filmove se karakteriše promenom λ_{LSPR} koji nastaje kao rezultat prisustva tankog filma iznad grafenskih traka. Za datu debljinu filma t i indeks prelamanja n_{film} koji dovodi do efektivne promene $\Delta n_{\text{film}} = n_{\text{film}} - n_{\text{med}}$ u odnosu na indeks prelamanja sredine iznad traka n_{med} , promena rezonantne talasne dužine $\Delta \lambda_{\text{LSPR}}$ je približno data sa [208]

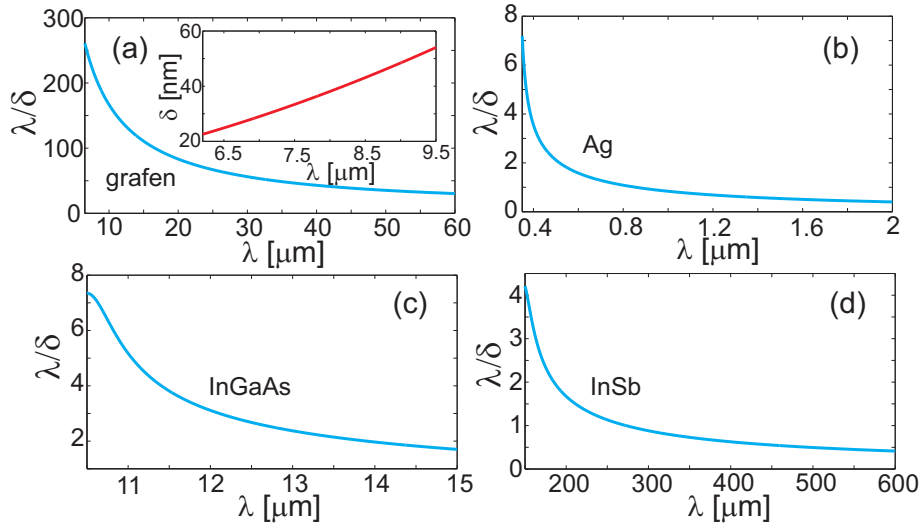
$$\Delta \lambda_{\text{LSPR}} = S_{\text{B}} \Delta n_{\text{film}} (1 - \exp(-2t/\delta)), \quad (7.12)$$

gde je δ karakteristična dužina slabljenja SPP-a u grafenu. Ova dužina se izračunava na osnovu disperzije grafenskog SPP-a u izrazu (7.1) kao recipročna vrednost talasnog vektora normalnog na površinu:

$$\delta = \frac{1}{k_{\text{norm}}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\text{med}} k_0^2 - k_{\text{SP}}^2}}. \quad (7.13)$$

Na osnovu izraza (7.12), sledi da za veće osetljivosti na tanke filmove, dužina slabljenja treba da bude što je moguće manja, odnosno optički senzor treba da obezbedi jako konfinirana elektromagnetska polja na svojoj površini. Kao mera konfiniranja polja, odnos između talasne dužine u slobodnom prostoru i dužine slabljenja je izračunat za grafen na infracrvenim frekvencijama i upoređen sa srebrom (parametri su uzeti iz reference [209]) na optičkim frekvencijama, InGaAs na srednje-infracrvenim frekvencijama (parametri su uzeti iz reference [210]), i InSb na terahercnim frekvencijama (parametri su uzeti iz reference [28]). Poređenje je prikazano na sl. 7.4. Kao što se može videti, konfiniranje SPP-ova u grafenu je daleko veće nego u drugim plazmanskim materijalima, posebno na višim frekvencijama (talasne dužine ispod 10 μm). Ovo veliko konfiniranje bi moglo da omogućiti

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu



Slika 7.4: Odnos između talasne dužine u slobodnom prostoru i dužine slabljenja SPP-ova za: (a) grafen na infracrvenim frekvencijama, (b) srebro na optičkim frekvencijama, (c) InGaAs na srednje-infracrvenim frekvencijama, i (d) InSb na terahercnim frekvencijama. Isečak u delu (a) prikazuje dužinu slabljenja SPP-ova u grafenu na srednje-infracrvenim frekvencijama.

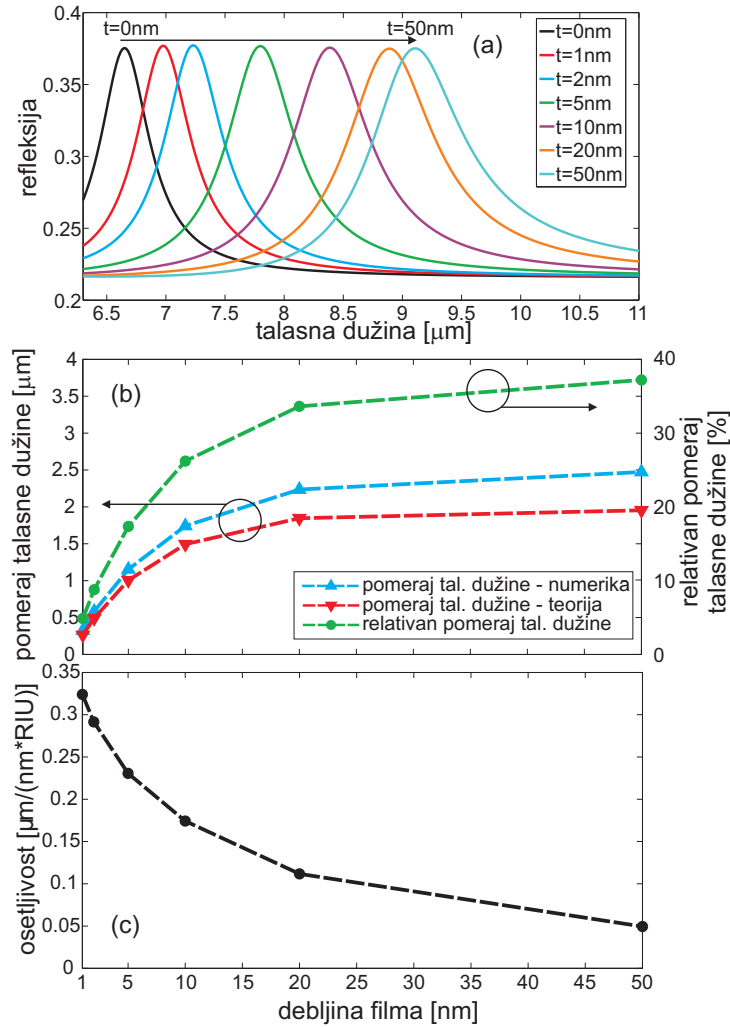
senzore duboko podtalasnih filmova na infracrvenim frekvencijama.

U cilju pručavanja osetljivosti na tanke filmove grafenskih senzora, razmatra se tanak film indeksa prelamanja $n_{\text{film}} = 2$ i debljine $t=1$ nm, 2 nm, 5 nm, 10 nm, 20 nm, 50 nm, iznad grafenskih traka ($p = 0.1 \mu\text{m}$, $W = p/2$, $E_F = 0.5$ eV) u vazduhu ($n_{\text{med}} = 1$). Koeficijenti refleksije za ove slučajeve su prikazani na sl. 7.5(a) dok su odgovarajući pomeraji talasne dužine i osetljivosti na tanke filmove grafenskih senzora prikazani na sl. 7.5(b) i 7.5(c), respektivno. Apsolutni pomeraji talasne dužine su izračunati numerički i upoređeni na sl. 7.5(b) sa vrednostima koje daje izraz (7.12). Kao što se može videti, oni se slažu prilično dobro.

Sve rezonancije na sl. 7.5(a) su crveno-pomerene proporcionalno sa povećanjem debljine filma. Film debljine 1 nm dovodi do crvenog pomeraja rezonancije za 324 nm što je skoro 5% relativnog pomeraja talasne dužine. Ovo pokazuje veliku osetljivost rezonancija u grafenskim trakama pošto je odnos između talasne dužine u slobodnom prostoru i debljine filma ekstremno velik - oko 6500. Saturacija apsolutnog i relativnog pomeraja talasne dužine nastupa za filmove deblje od 50 nm. Grafenske trake mogu efikasno detektovati promene u filmovima čija je maksimalna debljina oko dužine slabljenja SPP-a. U opsegu talasnih dužina koji se razmatra 6.2 – 9.5 μm , dužina slabljenja SPP-ova u grafenu je u opsegu između 25 nm i

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

55 nm kao što se može videti u isečku na sl. 7.4(a). Dakle, za $t \gtrsim 60$ nm, dielektrični filmovi se ponašaju praktično kao homogene sredine iznad grafenskih traka zbog čega i dolazi do saturacije u pomerajima talasne dužine i osetljivosti na sl. 7.5(b) i 7.5(c).

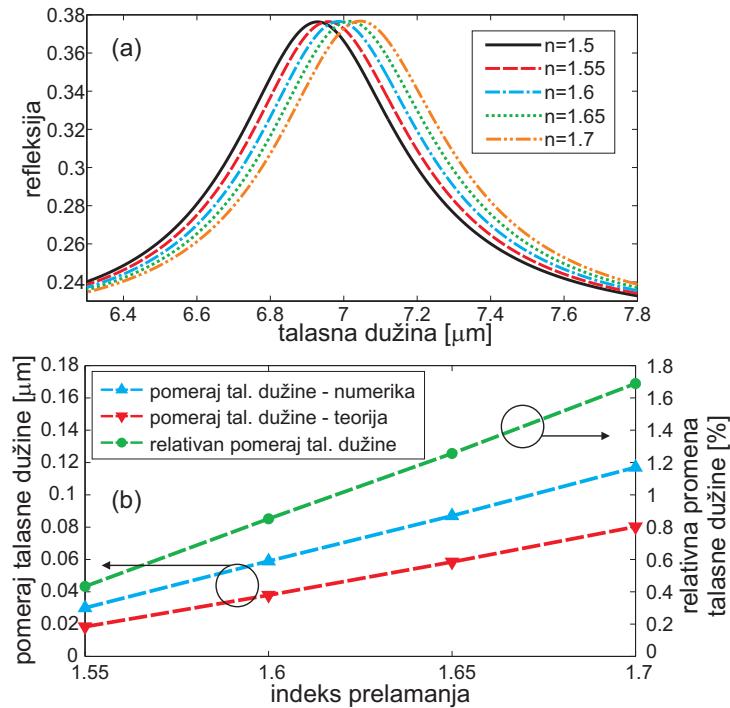


Slika 7.5: (a) Koeficijenti refleksije za grafenske trake ($p = 0.1 \mu\text{m}$, $W=p/2$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$) prekrivene tankim dielektričnim filmom konstantnog indeksa prelamanja $n_{\text{film}} = 2$ i promenljive debljine $t=1 \text{ nm}$, 2 nm , 5 nm , 10 nm , 20 nm , 50 nm u vazduhu. (b) Odgovarajući apsolutni i relativni pomeraji talasne dužine rezonancija u delu (a) i (c) osetljivosti.

Koeficijenti refleksije za tanak film konstantne debljine $t = 2 \text{ nm}$ i promenljivog indeksa prelamanja $n_{\text{film}} = 1.5, 1.55, 1.6, 1.65, 1.7$ na grafenskim trakama ($p = 0.1 \mu\text{m}$, $W = p/2$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$) su prikazani na sl. 7.6(a). Apsolutni i relativni

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

pomeraji rezonantnih vrhova su prikazani na sl. 7.6(b). Teorijsko predviđanje apsolutnog pomeraja talsne dužine rezonancije dato izrazom (7.12) daje samo trend povećanja, ali daje vrednosti manje od numerički izračunatih. Osetljivost na tanke filmove je približno konstantno i jednako $0.3 \mu\text{m}/(\text{nm} \cdot \text{RIU})$. To je približno ista osetljivost kao i za film debljine 2 nm na sl. 7.5(c). Stoga grafenske trake omogućavaju efikasne senzore kako debljine tako i indeksa prelamanja tankih filmova.



Slika 7.6: (a) Koefficienti refleksije za grafenske trake ($p = 0.1 \mu\text{m}$, $W=p/2$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$) prekrivene tankim dielektričnim filmom konstantne debljine $t = 2 \text{ nm}$ i promenljivog indeksa prelamanja $n_{\text{film}} = 1.5, 1.55, 1.6, 1.65, 1.7$ u vazduhu. (b) Odgovarajući apsolutni i relativni pomeraji rezonancija.

7.5 Površinom uvećana infracrvena apsorpcija

Prema izrazu (7.4), spektralna pozicija LSPR-ova u nizovima grafenskih traka je proporcionalna $\sqrt{W/E_F}$. Dakle, postoje dve mogućnosti za podešavanje LSPR-ova: 1. fabrikacija nizova sa različitim širinama traka ili 2. *in situ* podešavanje Fermijevog nivoa u grafenu podešavanjem napona na pozadinskom gejtju [39, 44, 198]. Mogućnost dinamičkog podešavanja LSPR-a je značajno poboljšanje u odnosu na optičke senzore na bazi LSPR-a u metalnim nanočesticama koji nisu podesive

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

nakon fabrikacije. Podesivost grafenskih SPP-ova naponom na gejtju bi omogućilo dizajn plazmotskih senzora koji rade u širokom frekvencijskom opsegu. Na primer, promena Fermijevog nivoa za 100% dovodi do promene pozicije LSPR-a za 30% u skladu sa izrazom (7.4). Naročito se ovo može primeniti za SEIRA gde je uvećanje signala koji potiče od vibracionog moda tankog molekularnog filma rezultat njegovog preklapanja sa plazmotskim rezonancijama. Rezonancija grafenskih traka se može podešavati dinamički tako da se preklapa sa željenim vibracionim modom filma.

Dielektrična permitivnost tankog molekularnog filma se može predstaviti Lorencovim modelom [19]

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_0} \sum_{j=1}^M \frac{N_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega}, \quad (7.14)$$

gde je χ nerezonantna pozadinska polarizacija, m_0 i e su slobodna masa i naelektrisanje elektrona, respektivno, N_j je gustina elektrona sa rezonantnom frekvencijom ω_j i γ je član koji predstavlja slabljenje.

Počinjemo sa analizom veštačkog filma, debljine svega $t = 1$ nm, čija je permitivnost opisana izrazom (7.14) i prikazana na sl. 7.7(b) sa jednim vibracionim modom ($\omega_1 = 35$ THz), dok je supstrat dielektrik sa $\varepsilon_{\text{sub}} = 2.4$. Efektivna apsorpcija u filmu se može detektovati traženjem diferencijalne refleksije [192]

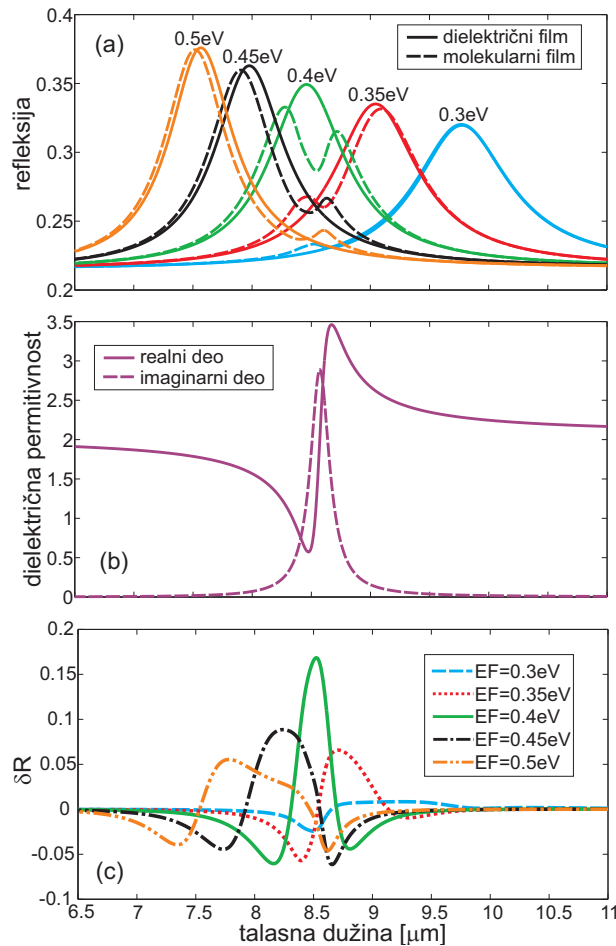
$$\delta R = \frac{R_{\text{sub}} - R_{\text{film,sub}}}{R_{\text{sub}}}, \quad (7.15)$$

gde su R_{sub} i $R_{\text{film,sub}}$ koeficijenti refleksije za sam supstrat i supstrat prekriven tankim molekularnim filmom, respektivno. Maksimalno δR izračunato za dati film je oko 0.003 što se teško može detektovati postojećim komercijalnim infracrvenim sistemima.

U cilju povećanja apsorpcije u filmu, ovde se kao supstrati koriste nizovi grafenskih traka perioda $p = 125$ nm i širine $W = p/2$. Koeficijenti refleksije za ovaj slučaj su prikazani na sl. 7.7(a), dok su diferencijalne refleksije prikazane na sl. 7.7(c). U ovom slučaju, $R_{\text{film,sub}}$ označava refleksiju za slučaj kada su grafenske trake na supstratu prekrivene tankim filmom čija je permitivnost data Lorencovim modelom u izrazu (7.14) i na sl. 7.7(b) ($\omega_1 = 35$ THz). Član R_{sub} označava refleksiju za grafenske trake prekrivene slojem konstantne permitivnosti 2.25 što je približno srednja vrednost realnog dela permitivnosti tanog filma na sl. 7.7(b) u posmatranom

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

frekvencijskom opsegu. Ova korekcija je neophodna u cilju da se izbegne spektralno pomeranje plazmonske rezonancije zbog disperzije realnog dela permitivnosti filma [191, 192].

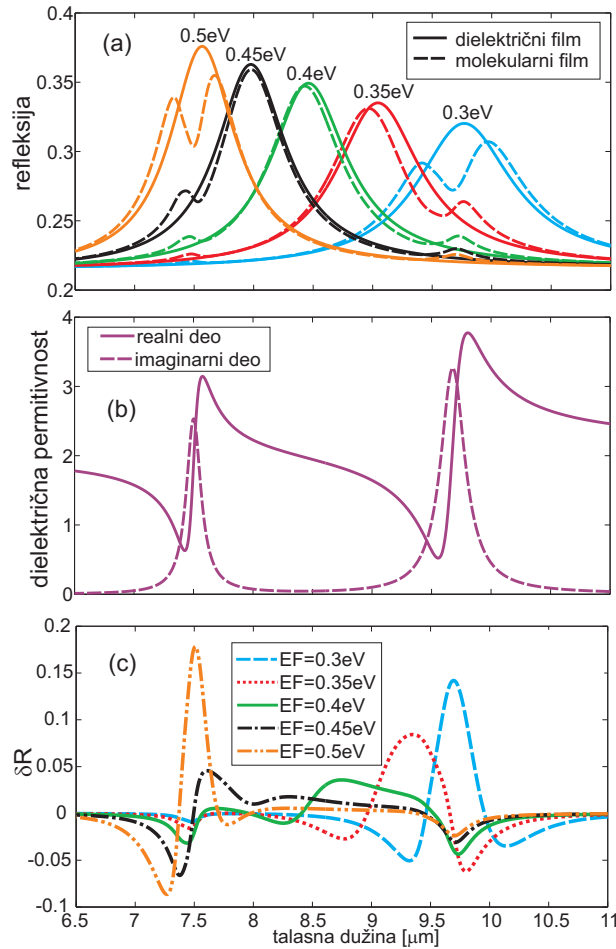


Slika 7.7: Niz grafenskih traka ($p = 125$ nm, $W = p/2$) prekriven sa filmom debljine 1 nm i jednim vibracionim modom: (a) koeficijenti refleksije za pet vrednosti Fermijevog nivoa u grafenu, (b) efektivna permitivnost filma i (c) diferencijalne refleksije izračunate u skladu sa izrazom (7.15).

Plazmonske rezonancije grafenskih traka se pomeraju od 10 μm do 7.5 μm promenom Fermijevog nivoa u grafenu od 0.3 eV do 0.5 eV, respektivno. To daje mogućnost da se rezonancija podesi tako da se dobije maksimalna efektivna apsorpcija i maksimalno uvećanje signala koji potiče od vibracionog moda koji se detektuje. U razmatranom slučaju, maksimalna diferencijalna refleksija je 0.17 i postignuta je za $E_F = 0.4$ eV dok je odgovarajuće uvećanje 57.

Podesivost grafena omogućava detekciju tankih molekularnih filmova sa dva ili

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu



Slika 7.8: Nizovi grafenskih traka ($p = 125 \text{ nm}$, $W = p/2$) prekrivenih filmom debljine 1 nm sa dva vibraciona moda: (a) koeficijenti refleksije za pet vrednosti Fermijevog nivoa u grafenu, (b) efektivna permitivnost filma i (c) diferencijalne refleksije izračunate u skladu sa izrazom (7.15).

više vibracionih modova istim sensorom. U ovom slučaju, plazmonska rezonancija treba da se pomera od jednog do drugog vibracionog moda. Ovo je prikazano na sl. 7.8(a) koja prikazuje koeficijente refleksije za grafenske trake prekrivene filmom čija je permitivnost prikazana na sl. 7.8(b) ($\omega_1 = 31 \text{ THz}$, $\omega_2 = 40 \text{ THz}$), i dielektričnim filmom konstantne permitivnosti 2.25 (srednja permitivnost realnog dela na sl. 7.8(b)). Diferencijalne refleksije su prikazane na sl. 7.8(c). Za $E_F = 0.3 \text{ eV}$, plazmonska rezonancija je podešena tako da se preklapa sa vibracionim modom na $9.7 \mu\text{m}$ i maksimalna diferencijalna refleksija za ovaj mod je 0.142. U isto vreme, nema pojačanja u apsorpciji vibracionog moda na $7.5 \mu\text{m}$. Da bi se efikasno detektovao i ovaj mod, Fermijev nivo treba povećati što dovodi do plavog pomeranja plaz-

7. Senzori na bazi plazmona u grafenu

monske rezonancije. Za Fermijev nivo 0.5 eV, plazmonska rezonancija je približno preklapljena sa modom na $7.5 \mu\text{m}$, što sada daje veliku diferencijalnu refleksiju za ovaj mod u iznosu 0.18. Na sličan način, bilo bi moguće detektovati sve vibracione modove u opsegu koji se može postići datim nizom grafenskih traka. Veće diferencijalne refleksije i apsorpcije u blizini vibracionih modova filmova se dobijaju za veće vrednosti Fermijevog nivoa. U ovom slučaju, grafen je više dopiran što daje jače rezonancije i veća uvećanja polja u bliskoj oblasti, a samim tim je i veća apsorpcija posmatranih vibracionih modova.

Do sada su podesivi metamaterijali za SEIRA bili dizajnirani na bazi prekinutih prstenastih rezonatora na elastičnom supstratu [187]. Njegovim istezanjem ili otpuštanjem se menja veličinu procepa prstena i tako se pomera rezonancije u prstenu. Ovde predloženi metod daje robustnije supstrate za SEIRA pošto podešavanje naponom ne zahteva promenu geometrije, a lakše je i brže za realizaciju.

7.6 Zaključak

U ovom poglavlju je istražena upotreba grafenskih traka kao senzora dielektričnog okruženja. Proučeni su slučajevi senzora indeksa prelamanja homogene sredine iznad traka, senzora indeksa prelamanja i debljine podtalasnih dielektričnih filmova kao i SEIRA u tankim filmovima sa vibracionim modovima.

Osetljivost na indeks prelamanja homogene sredine za senzore na bazi grafenskih traka je uporediva sa osetljivošću metalnih nanočestica na optičkim frekvencijama. Ipak, FOM-faktori i Q-faktori grafenskih traka su veoma mali (ispod jedan) na terahercnim frekvencijama tako da senzori na bazi grafena nisu odgovarajući za ovaj opseg. Sa druge strane, na srednje-infracrvenim frekvencijama ispod $10 \mu\text{m}$, FOM- i Q-faktori grafenskih traka su veći od 4 i 10, respektivno, što se može iskoristiti u budućim primenama.

Zbog velike konfiniranosti SPP-ova u grafenu, senzori na bazi grafenskih traka omogućavaju detekciju duboko podtalasnih dielektričnih filmova kod kojih odnos talasne dužine i debljine prevazilazi 6000, dok je osetljivost oko $0.3 \mu\text{m}/(\text{nm} \cdot \text{RIU})$ za filmove debljine 1–2 nm. U isto vreme, plazmonske rezonancije u grafenu dovode do značajnog povećanja apsorpcije vibracionih modova u tankim filmovima koje je reda veličine 60. Ovo omogućava podešavanje maksimalne apsorpcije u slučaju filma sa jednim vibracionim modom, kao i detekciju svih modova u filmovima sa višestrukim vibracionim modovima.

Poglavlje 8 Manipulacija grafenom mikroskopom na bazi atomskih sila korišćenjem litografije u dinamičkom modu i električna karakterizacija mikroskopom na bazi električnih sila

8.1 Uvod

U ovom poglavlju je istražena manipulacija grafenom mikroskopom na bazi atomskih sila (engl. atomic force microscopy - AFM) korišćenjem litografije u dinamičkom modu (engl. dynamic plowing lithography - DPL). U suprotnosti sa prethodno korišćenim AFM litografskim tehnikama koje su posvećene samo sečenju grafenu, DPL omogućava oba tipa mehaničke manipulacije: sečenje ili lokalnu deformaciju grafena. U DPL-u koji je inicijalno predložen za strukturisanje polimera i poluprovodnika [211, 212, 213, 214], vibrirajući AFM vrh se kreće duž grafena u polukontaktom modu. Nasuprot litografiji u kontaktnom modu, vibrirajući AFM vrh nije u kontinualnom kontaktu sa grafenom zbog čega je kantilever oslobođen torzije tako da ne gura niti vuče grafen lateralno. Ovo omogućava kontrolisanu deformaciju grafena duž proizvoljno oblikovanih rovova pri čemu se grafen ne pomera duž supstrata i ne oštećuje. Pokazano je da je čak moguće i preseći grafen. Ipak, u ovom slučaju ne može se izbeći povlačenje grafena AFM vrhom duž pravca njegovog kretanja iako je efekat manje izražen nego kod litografije u statičkom modu. Električna karakterizacija isečenih grafenskih nanostrukture je urađena mikroskopijom na bazi električnih sila (engl. electric force microscopy - EFM).

8.2 Eksperiment

8.2.1 Priprema uzoraka

Uzorci grafena su dobijeni mehaničkom eksfoliacijom grafita [215] i prenosom na SiO₂/Si supstrate (debljina SiO₂ je 300 nm). Uzorci su prvo vizualizovani optičkim mikroskopom, dok je Ramanova mikroskopija korišćena kako bi se potvrdilo prisustvo jednog sloja grafena.

8.2.2 AFM: skeniranje i kalibracija vrhova

Sva AFM merenja su izvršena na sobnoj temperaturi i u ambijetalnim uslovima. Za AFM snimanje i litografiju je korišćen NT-MDT sistem NTEGRA Prima. Da bi se izbeglo značajno oštećenje AFM vrhova tokom litografije, korišćeni su NT-MDT DCP20 kantileveri V-oblika sa dijamantksim omotačem vrhova. Ovi kantileveri su dovoljno čvrsti sa tipičnom konstantom elastičnosti 48 N/m i tipičnim poluprečnikom krivine vrha 50 – 70 nm. Za kalibraciju kantilevera je korišćen metod termalnog šuma [216] i MFP 3D AFM sistem. Dobijena konstanta elastičnosti je (59 ± 6) N/m. Za AFM slike dobijenih struktura u visokoj rezoluciji, korišćeni su NT-MDT NSG01 kantileveri sa znatno manjim poluprečnikom krivine vrha od 6 nm i tipičnom konstantom elastičnosti od 5 N/m. U cilju prevođenja postavljenih vrednosti amplituda oscilacija (engl. set-point), kalibracija je izvršena upoređivanjem dubine prodiranja vrha u klasičnim eksperimentima indentacije i onima na bazi DPL-a [217].

8.2.3 AFM litografija u dinamičkom modu

U cilju povećanja interakcije između vrha i uzorka tokom litografije u dinamičkom modu, amplituda slobodnih oscilacija kantilevera je uvećana 10 puta u poređenju sa običnim skeniranjem. Zatim su definisane dve postavljene vrednosti amplituda oscilacija. Prva vrednost SP₁ je ista kao i za obično skeniranje i ona je primenjena tokom kretanja AFM vrha između linija za litografiju. Ovo sprečava neželjenu litografiju u ovim oblastima kretanja vrha. Druga vrednost SP₂ je 10-100 puta manja od SP₁, što znači značajno veću interakciju između vrha i uzorka, i ova vrednost je primenjena za litografiju. Konačno, fino podešavanje SP₂ je potrebno u cilju dobijanja željene geometrije litografski dobijene strukture. Brzina kretanja AFM vrha

tokom litografije je $0.3 - 0.5 \mu\text{m/s}$.

8.2.4 AFM električna karakterizacija

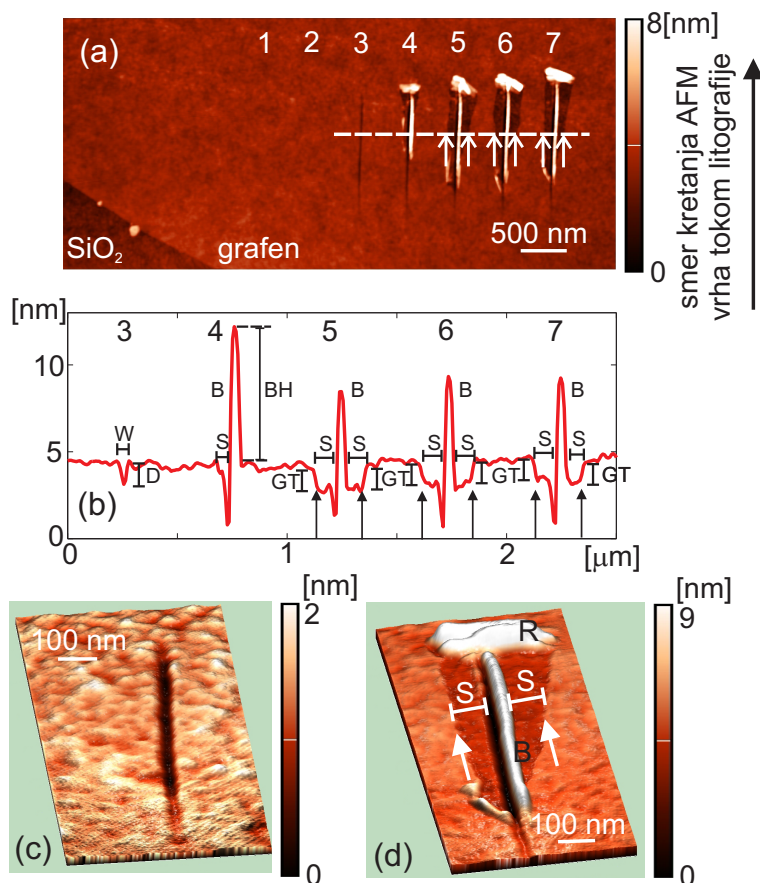
Za EFM je korišćena tehnika dva prolaza [218] pri čemu se dobija slika površinskih naelektrisanja grafena. Korišćen je NTEGRA Prima AFM sistem i NT-MDT NSG01 vrhovi sa provodnim TiN omotačem. U prvom prolazu je snimljena jedna linija topografije u polukontaktnom modu. Zatim je vrh podignut za 30 nm i skenirano je duž površine prateći liniju topografije koja je snimljena u prvom prolazu. Tokom drugog prolaza, silicijumski supstrat je uzemljen, dok je primenjen napon između AFM vrha i supstrata $V_{\text{DC}}^{\text{tip}}$. Elektrostatička interakcija između vrha i uzorka dovodi do faznog kašnjenja kantilevera i upravo se faza snima u funkciji položaja vrha. Pri naelektrisanju grafena, AFM vrh pod naponom je u kontaktu sa grafenom u toku nekoliko minuta [219]. Nakon toga, EFM se koristi za merenje trenutne raspodele površinskog naelektrisanja.

8.3 Rezultati i diskusija

Da bi se odredila odgovarajuća vrednost SP_2 za DPL, nekoliko paralelnih rovova je napravljeno pri čemu je vrednost SP_2 smanjivana, i pri tome su primenjene sledeće relativne vrednosti $\text{SP}_R = \text{SP}_1/\text{SP}_2$: 10, 13.3, 16, 20, 26.6, 40 i 80. Slika 8.1(a) prikazuje AFM topografiju rovova, dok sl. 8.1(b) prikazuje odgovarajući profil poprečnog preseka. SP_R za rovove 1 i 2 nisu dovoljno veliki za bilo kakvu primetnu deformaciju. Rov 3 je 1 nm dubok i 40 nm širok i nema izbočina pored rova. Odgovarajuća sila za rov 3 je $41 \mu\text{N}$. 3D AFM slika rova 3 je prikazana na sl. 8.1(c). Ona pokazuje da je topografija glatka što sugerise da su grafen i supstrat ispod samo deformisani. Sledeća četiri rova (4-7) su dubine 3 – 4 nm i širine 50 nm. Odgovarajuća sila pri litografiji ovih rovova je u opsegu $59 - 68 \mu\text{N}$. Velike izbočine sa desne strane rovova su formirane od materijala iskopanog iz rova tokom litografije. Zbog neregularnosti oblika AFM vrha, izbočine su formirane samo na jednoj strani rovova dovodeći do asimetričnog profila [213]. Izbočine su visine 4 – 8 nm. Sa leve i desne strane rovova 5, 6 i 7 na sl. 8.1(b), postoje glatki delovi razdvojeni od površine grafena stepenikom visine oko 1 nm. Ovo se bolje vidi na sl. 8.1(d) gde je prikazana 3D topografija rova 7. Izgleda kao da glatki delovi odgovaraju supstratu sa kojeg je grafen uklonjen AFM vrhom. Uklonjeni grafen je onda povučen i/ili

8. AFM manipulacija grafena

uvijen i ostavljen pri gornjem vrhu rova gde je litografija završena. Dakle, uočeni stepenici odgovaraju prelazima sa supstrata ka grafenu i obrnuto.

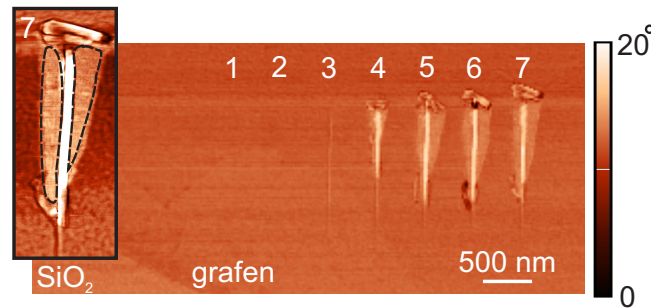


Slika 8.1: Morfološka analiza rovova dobijenih na bazi DPL-a: (a) AFM topografska slika, (b) odgovarajući profil duž isprekidane linije u delu (a), (c) 3D AFM slika rovova 3, i (d) 3D AFM slika rovova 7. Brojevi 1-7 označavaju rovove, strelice označavaju stepenike koje predstavljaju prelaze od supstrata ka grafenu i obrnuto. Debljina grafena je označena sa GT, D je dubina rovova, W je širina rovova, B označava izbočine, BH označava visine izbočina, S označava glatke delove pored rovova koji odgovaraju supstratu. R označava grafen koji je pokupljen AFM vrhom, povučen i/ili uvijen i konačno ostavljen pri vrhu rovova.

Istovremeno sa snimanjem topografije, fazno kašnjenje oscilacija kantilevera je snimljeno takođe. Slika faze može dati materijalni kontrast heterogenog uzorka nezavisno od topografije [220]. Fazna slika rovova je prikazana na sl. 8.2. Fazni kontrast između grafena i SiO_2 supstrata je oko 1° . Na desnoj i levoj strani rovova 5, 6 i 7, postoji fazni kontrast različit od faznog kontrasta u ostatku grafenskog uzorka. Ovaj fazni kontrast tačno odgovara glatkim delovima pored rovova u topografiji na

8. AFM manipulacija grafena

sl. 8.1. Ovo je istaknuto u isečku sl. 8.2 gde je prikazana fazna slika rova 7. U cilju provere da primećeni fazni kontrast nije posledica topografskog artifakta, faza je merena u oba smera skeniranja, i pošto je bila ista u oba slučaja, zaključak je da je faza zaista posledica materijalnog kontrasta. Dakle, grafen je zaista uklonjen iz oblasti sa leve i desne strane rovova 5, 6 i 7 ostavljajući tako ogoljen SiO_2 supstrat.

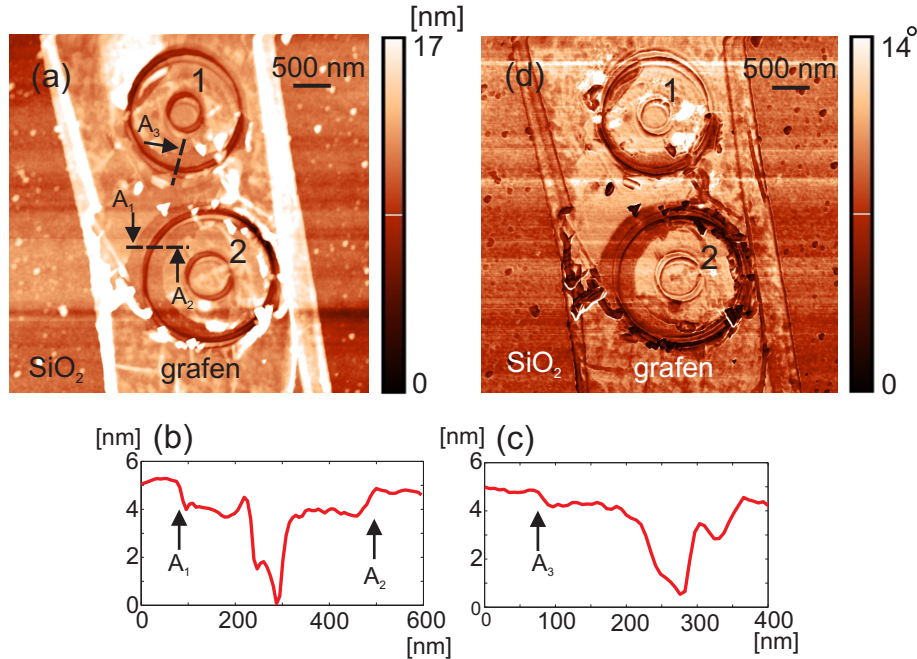


Slika 8.2: Fazna slika rovova sa sl. 8.1(a). Isečak prikazuje faznu sliku rova 7. Isprekidana linija naglašava primećeni fazni kontrast. On odgovara glatkim delovima sa strane rova 7 na sl. 8.1(a), 8.1(b) i 8.1(d). Beli kontrast izbočina je uglavnom topografski artefakt.

Primenom prethodne procedure, napravljeni su kružni rovovi, koji tako formiraju individualna grafenska ostrva, u cilju proučavanja njihovih električnih osobina. AFM topografska slika dva grafenska ostrva napravljena DPL-om su prikazana na sl. 8.3(a). Svetle linije sa obe strane grafena su uvijene ivice grafenske trake. Oba grafenska ostrva se sastoje od dva koncentrična prstena. Ostrvo 1 je formirano sa $SP_R = 80$, dok je ostrvo 2 formirano sa $SP_R = 100$. Ove dve vrednosti SP_R su izabrane tako da se u prvom slučaju formira ostrvo koje nije potpuno odvojeno od ostatka grafena, a da se u drugom slučaju formira izolovano ostrvo. Dubine dobijenih rovova su 3 – 4 nm što odgovara silama u opsegu 59 – 68 μN . Poprečni preseki spoljašnjih rovova (sl. 8.3(b) i 8.3(c)) pokazuju da sa obe strane rovova, postoje prvo glatki delovi, a zatim stepenici od oko 1 nm visine slično kao i slučaju rovova 5-7 na sl. 8.1(b). Ponovo, glatki delovi odgovaraju SiO_2 supstratu, dok stepenici označavaju prelaze ka grafenu. Odgovarajuća fazna slika je prikazana na sl. 8.3(d). Za oba ostrva se mogu naći delovi sa faznim kontrastom različitim od grafena, a slični faznom kontrastu supstrata. Poređenje sa slikom topografije otkriva da se ovi delovi poklapaju delovima bez grafena. Fazna slika ostrva 1 sugerise da je ono i dalje povezano sa ostatkom grafena u gornjem desnom delu. Za ostrvo 2, fazni kontrast je različit od ostakta grafena duž celog obima ostrva što sugerise da je ovo ostrvo

8. AFM manipulacija grafena

potpuno izolovano.



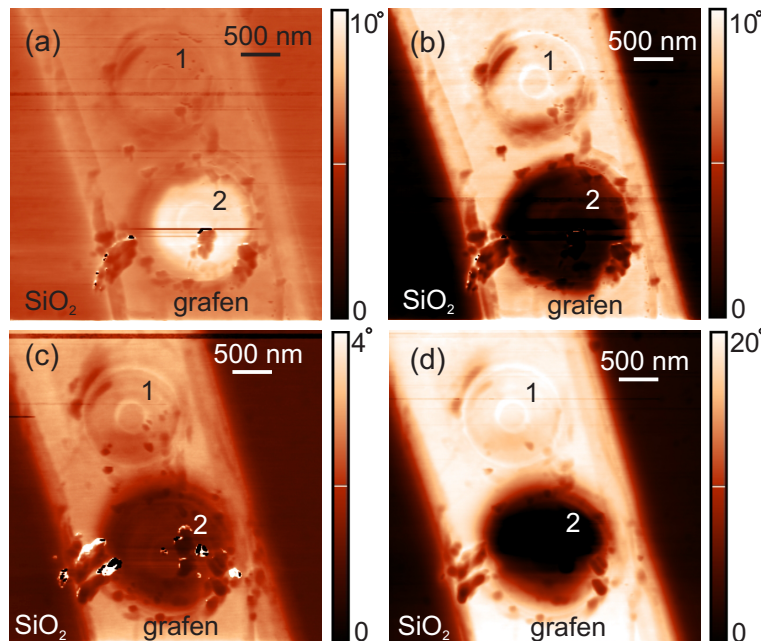
Slika 8.3: Grafenska ostrva formirana litografijom sa ekstremno velikim vrednostima SP_R: (a) AFM topografska slika, (b) i (c) odgovarajući profil poprečnog preseka duž isprekidanih linija u delu (a), i (d) fazna slika. Ostrva su označena brojevima 1 i 2.

Ostrva su dalje istraživana EFM-om. EFM fazne slike grafenskih ostrva za primenjeni napon vrha $V_{DC}^{tip} = -3$ V i $V_{DC}^{tip} = +3$ V su prikazana na sl. 8.4(a) i 8.4(b), respektivno. Za ostrvo 1, nema razlike u EFM faznom kontrastu između ostrva i ostatka grafena. Ovo znači da su oni isto naelektrisani i da je ostrvo povezano sa ostatkom grafena. Sa druge strane, ostrvo 2 pokazuje značajnu razliku u EFM fazi u odnosu na ostatak grafena. Ovaj fazni kontrast se menja kada se napon V_{DC}^{tip} menja od pozitivne ka negativnoj vrednosti što potvrđuje elektrostatičku prirodu interakcije između vrha i ostrva. Za ostrvo 2, pozitivni (negativni) fazni pomeraji su izmereni za negativni (pozitivni) napon V_{DC}^{tip} , što znači da je ostrvo 2 pozitivno naelektrisano u poređenju sa ostatkom grafena. Ovo stalno skladištenje naelektrisanja u ostrvu 2 pokazuje da je ono zaista odvojeno od ostatka grafena [221].

U cilju istraživanja transfera naelektrisanja između ostrva i ostatka grafena, grafen je naelektrisan prinošenjem AFM vrha pod naponom. EFM slika grafena pre naelektrisanja snimljena pri naponu $V_{DC}^{tip} = +1$ V je predstavljena na sl. 8.4(c). Fazni kontrast između ostrva 2 i ostatka grafena je oko 1.5°. AFM vrh je zatim doveden u kontakt sa centrom ostrva 1 i stavljen pod napon od -8 V u toku deset

8. AFM manipulacija grafena

minuta. Nakon toga, AFM vrh je podignut, prebačen u EFM mod i stavljen pod inicijalni napon od $V_{DC}^{tip} = +1$ V. EFM slika posle naelektrisanja je prikazana na sl. 8.4(d). Fazni kontrast između ostrva 2 i ostatka grafena je povećan do vrednosti od oko 24° . Primećeni fazni pomeraj je rezultat dodatnog negativnog naelektrisanja i detekcije sa pozitivnim naponom V_{DC}^{tip} što proizvodi dodatnu privlačnu silu. Negativna naelektrisanja sa AFM vrha pod naponom su preneti u ostrvo 1. Pošto je ono povezano sa ostatkom grafena u gornje-desnom delu, naelektrisanja su raspoređena u celoj grafenskoj traci osim u ostrvu 2 koje je odvojeno. Dakle, ovime je pokazano da deformacija grafena u gornjem desnom delu ostrva ne utiče na prenos naelektrisanja.

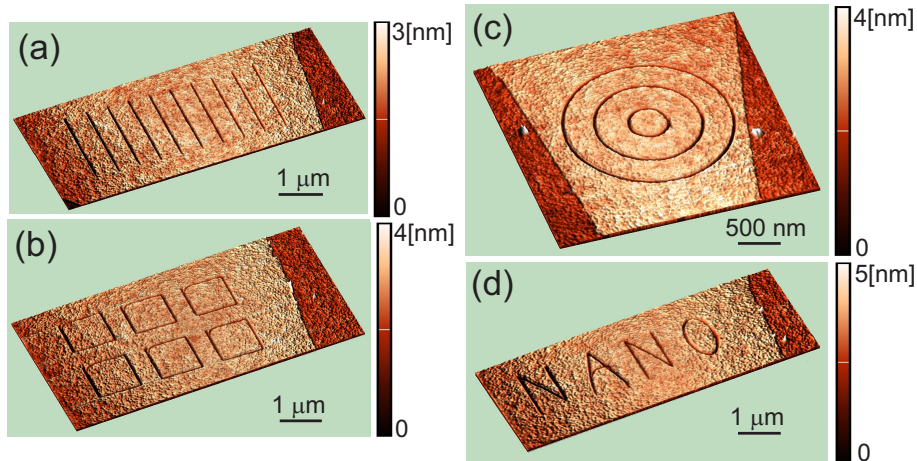


Slika 8.4: EFM slike grafenskih ostrva: (a) $V_{DC}^{tip} = -3$ V i (b) $V_{DC}^{tip} = +3$ V, (c) $V_{DC}^{tip} = +1$ V, pre naelektrisanja, i (d) $V_{DC}^{tip} = +1$ V, posle naelektrisanja AFM vrhom pri naponu od -8 V u kontaktu sa ostrvom 1.

Za srednje vrednosti SP_2 , DPL se može upotrebiti za generisanje lokalne deformacije u grafenu bez sečenja. Na sl. 8.5, su prikazane AFM topografske slike različitih struktura dobijenih DPL-om pri $SP_R = 16$. Ovi primeri pokazuju kako se DPL može upotrebiti za formiranje pravolinijskih rovova (sl. 8.5(a)), pravih i zatvorenih rovova (sl. 8.5(b)), kružnih rovova (sl. 8.5(c)) i proizvoljnih geometrija kao što je reč "NANO" (sl. 8.5(d)). Topografske konture rovova su kontinualne bez naglih promena, stepenika i izbočina što znači da je grafen samo deformisan duž rovova. Deformacija grafena ne zahteva velike mehaničke sile kao kod sečenja.

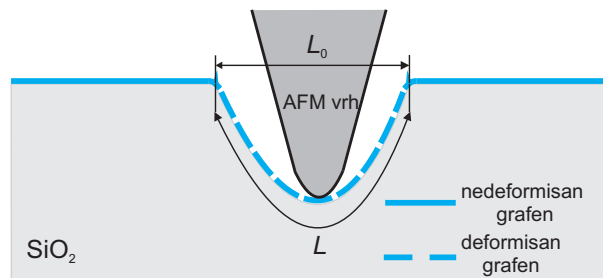
8. AFM manipulacija grafena

Pošto nema cepanja grafena, moguće je formirati veoma dobro definisane oblike u grafenu.



Slika 8.5: 3D AFM topografske slike struktura napravljenih DPL-om u grafenu: (a) linije, (b) kvadrati, (c) krugovi, i (d) reč "NANO".

DPL grafena pri srednjim vrednostima SP_2 omogućava kontrolisanu deformaciju grafena koji biva istegnut duž dna rova. Na ovaj način moguće je generisati lokalno naprezanje u grafenu. Ovo naprezanje se grubo može proceniti na osnovu izraza $(L - L_0)/L_0 \times 100\%$ gde su L_0 i L dužine grafena pre i posle deformacije [222]. Dužina grafena pre deformacije se može aproksimirati širinom rova dok se dužina grafena posle deformacije može aproksimirati obimom rova kao što je skicirano na sl. 8.6. Na osnovu snimljenih slika AFM topografije na sl. 8.5, odedene su vrednosti za L_0 i L . Za srednju širinu rova od oko 50 nm i dubinu rova u opsegu 1 – 2 nm (odgovarajuća sila deformacije je u opsegu 41 – 50 μN), procenjeno naprezanje je u opsegu 0.08% to 0.32%. Povećanje naprezanja se može postići formiranjem dubljih i užih rovova korišćenjem oštrijih AFM vrhova.



Slika 8.6: Skica grafena lokalno istegnutog AFM vrhom.

8.4 Zaključak

U ovom poglavlju, DPL je primenjen na grafenu po prvi put i on proširuje mogućnosti AFM manipulacije zbog svoje dvostruke namene: 1. sečenje grafena ili 2. deformacija grafena i generisanje lokalnog naprezanja. Za AFM kantilevere ovde korišćene (DCP20: dijamantski omotač vrhova, konstanta elastičnosti $k = 59 \pm 6$ N/m, poluprečnik krivine vrha 50 – 70 nm), sečenje grafena zahteva veoma niske vrednosti SP_2 koje odgovaraju silama iznad $60 \mu\text{N}$. Pod ovim uslovima, oscilacije AFM kantilevera su jako prigušene i litografija u dinamičkom modu je slična litografiji u statičkom, kontaktnom modu. Ponekad vrh i zakači grafen i zatim ga pocepa što dovodi do nepravilnih ivica isečenih struktura. Ipak, ove mane su manje izražene nego u litografiji u statičkom modu. Dakle, upotreba DPL-a za fabrikaciju grafenskih nanostruktura je ograničena, ali se može koristiti za strukture gde se uticaj nepravilnosti ivica može zanemariti. EFM-om je dokazana električna izolacija kružnog ostrva koje je lateralno odvojeno od ostatka grafena DPL-om. Pri srednje niskim vrednostima SP_2 koje odgovaraju silama manjim od $50 \mu\text{N}$, grafen je samo deformisan bez sečenja. Ovaj proces je veoma dobro kontrolisan tako da daje mogućnost za generisanje lokalnog naprezanja u grafenu. Za tipične širine i dubine formiranih rovova, procenjeno generisano lokalno naprezanje u grafenu je oko 0.1%.

Poglavlje 9 Zaključak

U ovoj disertaciji je proučeno korišćenje PhC-ova i PIC-ova u režimu metamaterijala u cilju kontrolisanja elektromagnetskog polja - za kontrolu pravca prostiranja i za kontrolu polja u frekvencijskom domenu. Kontrola pravca prostiranja polja je zasnovana na realizaciji različitih GRIN profila pomoću PhC-ova i PIC-ova sa prostorno promenljivim jediničnim ćelijama. Sa druge strane, kontrola elektromagnetskog polja u frekvencijskom domenu je zasnovana na plazmanskim rezonancijama u štapićima PIC-ova.

Prva proučena metoda za dizajn optičkih uređaja za usmeravanje elektromagnetskog zraka je TO. Realizacija TO uređaja zahteva anizotropnu i prostorno promenljivu dielektričnu permitivnost i magnetsku permeabilnost. U cilju pronalaženja parametara koji se praktično mogu realizovati, primenjena je sledeća procedura. Uređaji su dvodimenzionalni i namenjeni radu za TE polarizaciju, dok se magnetizam iz materijalnih parametara eliminiše pronalaženjem odgovarajućeg redukovanog skupa parametara sa nepromenjenom disperzionom relacijom ili odgovarajućim transformacijama sa jediničnim Jakobijanom. Anizotropna i prostorno nehomogena dielektrična permitivnost u dve dimenzije se može realizovati 1D GPIC-ovima. Paralelni slojevi u 1D kristalu daju anizotropiju dok korišćenje plazmopskih materijala kao što su metali ili poluprovodnici za slojeve omogućava realizaciju veštačke plazme sa permitivnošću ispod jedan. Konačno, TO uređaji se mogu realizovati odgovarajućim oblikovanjem slojeva kako bi se realizovala zadata nehomogenost permitivnosti transformacione sredine.

Realizacija ekstremno velike anizotropije dielektrične permitivnosti podrazumeva upotrebu plazmopskih materijala sa gubicima i rad TO uređaja u veoma uskom frekvencijskom opsegu. Zbog toga su proučeni GRIN uređaji sa indeksom prelamanja većim od jedan. Oni su dizajnirani korišćenjem TO na bazi konformnih preslikavanja ili jednačinom ajkonala. Zadati indeks prelamanja je realizovan 2D GPhC-ovima - nizom dielektričnih štapića u vazduhu ili vazдушnim rupama u dielektriku dok je nehomogenost indeksa prelamanja realizovana prostorno promenljivim

poluprečnicima štapića ili rupa. Zbog dielektrične prirode GPhC-ova, oni rade u širokom frekvencijskom opsegu čija gornja granica je određena pojavom Bragovih refleksija u GPhC-ovima.

Podesivi GRIN uređaji se mogu realizovati ako su štapići od podesivog materijala. Ovde su proučeni GPIC-ovi koji se sastoje od poluprovodničkih štapića čija se permitivnost može podešavati promenom koncentracije naelektrisanja. Pošto GPIC-ovi rade u režimu metamaterijala, promenom permitivnosti štapića, moguće je menjati efektivnu permitivnost celog GPIC-a. Korišćenjem ovog metoda, na bazi GPIC-ova su realizovani podesivo sočivo sa podesivim fokusom (sočivo može biti fokusirajuće ili divergirajuće) i antena za podesivo skretanje zraka. Takođe, ovi uređaji se mogu učiniti nevidljivim za upadno zračenje izjednačavanjem permitivnosti štapića i okolnog vazduha. Iako korišćenje poluprovodnika podrazumeva uzak frekvencijski opseg rada podesivih uređaja, njihova inherentna podesivost omogućava da se podeše koncentracije naelektrisanja i permitivnosti za sve frekvenciju u opsegu gde GPIC-ovi rade u režimu metamaterijala.

Terahercni modulatori i prekidači su realizovani korišćenjem PIC-ova sa poluprovodničkim štapićima za TE polarizaciju. Električno polje tada pobuđuje LSPR-ove u štapićima što je praćeno velikom apsorpcijom i/ili refleksijom, tj. transmisija je mala. Odsustvo transmisije u određenom frekvencijskom opsegu daje PBG, dok podesivost poluprovodničkih štapića omogućava podesive plazmonske PBG-ove. Glavna prednost ovih modulatora u odnosu na modulatore na bazi podešavanja Bragovog PBG-a je daleko veća osetljivost. To znači da je za istu promenu koncentracije nosilaca naelektrisanja u štapićima, centralna frekvencija plazmanskog PBG-a je pomerena dva puta, dok je u isto vreme, Bragov PBG pomeren za svega nekoliko procenata.

Pored korišćenja plazmopskih PBG-ova u PIC-ovima za osetljive modulatore, pokazano je i da su plazmopski PBG-ovi veoma robustni na neuređenost. U poređenju sa Bragovim PBG-ovima, plazmopski PBG-ovi su daleko robustniji na neuređenost u poziciji štapića i poluprečniku štapića i na neuređenost zbog izostavljenih štapića. Bragov PBG je robustniji samo na neuređenost poprečnog preseka štapića. Robustnost plazmanskog PBG-a na neuređenost je posledica njegove prirode - on potiče od LSPR-ova u izolovanim štapićima i nije vezan za kolektivne fenomene kao što je to slučaj kod Bragovog PBG-a. Naglašena je i važnost plazmanskog PBG-a za veštačke ftonske strukture fabrikovane tzv. "odozdo-naviše" metodama. U poređenju sa tzv. "odozgo-naniže" metodama na bazi litografije, "odozdo-naviše" metode su rel-

ativno jeftine i jednostavne. Dakle, ove metode se mogu prilagoditi za komercijalnu proizvodnju i realne primene sredina za PBG-om. Ipak, "odozdo-naviše" metode uvek daju manje ili više neuređen niz nanočestica. Pošto je pokazano da su plazmonski PBG-ovi i dalje veoma robustni na neuređenost, može se reći da oni mogu poslužiti kao osnova robustnih sredina sa PBG-om proizvedenih "odozdo-naviše" metodama. Takođe, široka primena plazmonskih PBG-ova je podržana i razvojem alternativnih poluprovodničkih plazmonskih materijala čija se plazmonska rezonancija može podešavati u blisko-infracrvenoj oblasti. Ovo je veoma važno pošto je plazmonski PBG određen plazma frekvencijom korišćenog materijala za štapiće u PIC-ovima. Na ovaj način, razvoj novih plazmonskih materijala omogućava podešavanje pozicije plazmonskog PBG-a po želji.

Jedan od novih plazmonskih materijala je i grafen. U kontekstu plazmonike, grafen je veoma interesantan pošto podržava prostiranje jako konfiniranih SPP-ova u daleko- i srednje-infracrvenom delu spektra. Ovi duboko podtalasni plazmoni pojačavaju interakciju svetlosti i okolne sredine što može omogućiti detekciju veoma malih promena dielektričnog okruženja grafena. Kao platforma za senzore, razmotreni su planarni 1D PIC-ovi koji se sastoje iz paralelnih grafenskih traka koje podržavaju LSPR-ove. Pokazano je da su ove rezonancije jako osetljive na promene debljine i indeksa prelamanja tankih filmova na grafenskim trakama. Takođe, plazmonske rezonancije grafenskih traka su podesive promenom Fermijevog nivoa, tj. dopiranjem grafena. Stoga se nizovi grafenskih traka mogu iskoristiti i kao širokopojasni supstrati za SEIRA gde dinamičko podešavanje rezonancije omogućava preklapanje sa vibracionim modovima tankog molekularnog filma u celom opsegu frekvencija.

Dalja istraživanja treba posvetiti realizaciji GRIN uređaja pomoću 2D GPhC-ova konstantnih poluprečnika štapića (što olakšava proizvodnju) i prostorno promenljivih međusobnih rastojanja. Takođe, potrebno je realizovati 2D GPhC-ove koji realizuju zadati GRIN uređaj(e) za obe polarizacije kako se ne bi uvek jedna od polarizacija žrtvovala. Korisno bi bilo razmotriti i realizaciju odgovarajućih antirefleksionih slojeva na ulazu GRIN uređaja, takođe pomoću 2D GPhC-ova. U daljim istraživanjima podesivih uređaja i modulatora, potrebno je proučiti druge materijale i metode podešavanja kako bi se omogućio rad u blisko-infracrvenom i vidljivom delu spektra pri daleko većim brzinama podešavanja.

Spisak radova

Ova disertacija je zasnovana na sledećim radovima:

Radovi u časopisima:

1. B. Vasić, G. Isić, K. Hingerl and R. Gajić, Coordinate transformation based design of confined metamaterial structures, *Phys. Rev. B* **79**, 085103 (2009), [Poglavlje 2],
2. B. Vasić, G. Isić, K. Hingerl and R. Gajić, Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime, *Opt. Express* **18**, 20321 (2010), [Poglavlje 3],
3. B. Vasić and R. Gajić, Self-focusing media using graded photonic crystals: Focusing, Fourier transforming and imaging, directive emission, and directional cloaking, *J. Appl. Phys.* **110**, 053103 (2011), [Poglavlje 3],
4. B. Vasić and R. Gajić, Tunable gradient refractive index optic using graded plasmonic crystals with semiconductor rods, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 79 (2012), [Poglavlje 4]
5. B. Vasić and R. Gajić, Broadband and subwavelength terahertz modulators using tunable plasmonic crystals with semiconductor rods, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 095101 (2012), [Poglavlje 5],
6. B. Vasić and R. Gajić, Robust plasmonic photonic band gaps in two-dimensional plasmonic crystals, in preparation, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 2964 (2012), [Poglavlje 6],
7. B. Vasić, G. Isić and R. Gajić, Localized surface plasmon resonance in graphene ribbon arrays for sensing of dielectric environment at infrared frequencies, recenzija u toku, [Poglavlje 7].

-
8. B. Vasić, M. Kratzer, A. Matković, A. Pavitschitz, U. Ralević, Dj. Jovanović, C. Ganser, C. Teichert, and R. Gajić, Atomic force microscopy based manipulation of graphene using dynamic plowing lithography, prihvaćeno za publikovanje u *Nanotechnology*, [**Poglavlje 8**].

Konferencijski radovi u časopisima:

1. B. Vasić, G. Isić, K. Hingerl and R. Gajić, Optical design of 2D confined structures with metamaterial layers based on coordinate transformations, *Phys. Scr.* **T135**, 014045 (2009) [**Poglavlje 2**],
2. B. Vasić, G. Isić, K. Hingerl and R. Gajić, Confined metamaterial structures based on coordinate transformations, *Acta Phys. Pol. A* **116**, 96 (2009), [**Poglavlje 2**],
3. B. Vasić, K. Hingerl and R. Gajić, Graded photonic crystals for implementation of gradient refractive index media, *J. Nanophotonics* **5**, 051806 (2011), [**Poglavlje 3**].

Reference

- [1] G. W. Milton, *The Theory of Composites*, Cambridge University Press (2004). 1
- [2] G. Mie, Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Annalen der Physik* **25**, 377 (1908). 2
- [3] J. C. Maxwell Garnett, Colours in metal glasses and metal films, *Trans. of the Royal Society* **CCIII**, 385 (1904). 2
- [4] W. E. Kock, Metal-lens antennas, *Proc. IRE* **34**, 828 (1946). 2
- [5] W. E. Kock, Metallic delay lenses, *Bell System Technical J.* **27**, 58 (1948). 2
- [6] S. B. Cohn, Experimental verification of the metal-strip delay-lens theory, *J. Appl. Phys.* **24**, 839 (1953). 2
- [7] J. Brown, Artificial dielectrics, *Progress in dielectrics* **2**, 195 (1960). 2
- [8] W. Rotman, Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel plate media, *IRE Trans. Antennas Propagat.* **10**, 82 (1962). 2
- [9] S. A. Schelkunoff and H. T. Friis, *Antennas: theory and practise*, John Wiley & Sons, New York (1952). 2
- [10] W. H. Southwell, Coating design using very thin high- and low-index layers, *Appl. Opt.* **24**, 457 (1985). 2
- [11] P. Yeh, A. Yariv, and C. S. Hong, Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423 (1977). 2
- [12] A. Yariv and P. Yeh, Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 438 (1977). 2

REFERENCE

- [13] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4773 (1996). 2
- [14] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, 2075 (1999). 2
- [15] 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**, 4184 (2000). 3
- [16] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Experimental Verification of a Negative Index of Refraction, *Science* **292**, 77 (2001). 3
- [17] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials, *Phys. Rev. E* **71**, 036617 (2005). 5
- [18] F. Wooten, *Optical Properties of Solids*, Academic Press, New York and London (1972). 5
- [19] M. Fox, *Optical Properties of Solids*, Oxford University Press (2001). 5, 101
- [20] V. Shalaev and W. Cai, *Optical Metamaterials*, Springer (2010). 6, 7
- [21] J. B. Pendry, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000). 6
- [22] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens, *Science* **308**, 534 (2005). 6
- [23] J. Yao, Z. Liu, Y. Liu, Y. Wang, C. Sun, G. Bartal, A. M. Stacy, and X. Zhang, Optical Negative Refraction in Bulk Metamaterials of Nanowires, *Science* **321**, 930 (2008). 6
- [24] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index, *Nature* **455**, 376 (2008). 6

REFERENCE

- [25] M. Moskovits, Surface-enhanced spectroscopy, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 783 (1985). 6
- [26] F. Neubrech, A. Pucci, T. W. Cornelius, S. Karim, A. García-Etxarri, and J. Aizpurua, Resonant Plasmonic and Vibrational Coupling in a Tailored Nanoantenna for Infrared Detection, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 157403 (2008). 6, 14, 90
- [27] P. Halevi and F. Ramos-Mendieta, Tunable Photonic Crystals with Semiconducting Constituents, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1875 (2000). 7, 26, 57, 63, 65, 68
- [28] J. Gómez Rivas, C. Janke, P. Bolivar, and H. Kurz, Transmission of THz radiation through InSb gratings of subwavelength apertures, *Opt. Express* **13**, 847 (2005). 7, 8, 57, 68, 97
- [29] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer Berlin (2005). 8
- [30] W. G. Spitzer and H. Y. Fan, Determination of optical constants and carrier effective mass of semiconductors, *Phys. Rev.* **106**, 882 (1957). 8
- [31] P. West, S. Ishii, G. Naik, N. Emani, V. Shalaev, and A. Boltasseva, Searching for better plasmonic materials, *Laser Photonics Rev.* **4**, 795 (2010). 9, 62
- [32] G. V. Naik and A. Boltasseva, A comparative study of semiconductor-based plasmonic metamaterials, *Metamaterials* **5**, 1 (2011). 9
- [33] G. V. Naik, J. L. Schroeder, X. Ni, A. V. Kildishev, T. D. Sands, and A. Boltasseva, Titanium nitride as a plasmonic material for visible and near-infrared wavelengths, *Opt. Mater. Express* **2**, 478 (2012). 9
- [34] S. Q. Li, P. Guo, L. Zhang, W. Zhou, T. W. Odom, T. Seideman, J. B. Ketterson, and R. P. H. Chang, Infrared Plasmonics with Indium-Tin-Oxide Nanorod Arrays, *ACS Nano* **5**, 9161 (2011). 9, 78
- [35] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, *Science* **306**(5696), 666 (2004). 9, 11

REFERENCE

- [36] L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, Space-time dispersion of graphene conductivity, *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* **56**, 281 (2007). 9
- [37] G. W. Hanson, Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *J. Appl. Phys.* **103**, 064302 (2008). 9, 11, 91
- [38] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, and A. K. Geim, Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene, *Science* **320**, 1308 (2008). 10
- [39] Z. Q. Li, E. A. Henriksen, Z. Jiang, Z. Hao, M. C. Martin, P. Kim, H. L. Stormer, and D. N. Basov, Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy, *Nat. Phys.* **4**, 532. 11, 91, 94, 100
- [40] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, Plasmonics in graphene at infrared frequencies, *Phys. Rev. B* **80**, 245435 (2009). 11, 91
- [41] F. H. L. Koppens, D. E. Chang, and F. J. García de Abajo, Graphene Plasmonics: A Platform for Strong Light-Matter Interactions, *Nano Lett.* **11**, 3370 (2011). 11, 91
- [42] Z. Fei, G. O. Andreev, W. Bao, L. M. Zhang, A. S. McLeod, C. Wang, M. K. Stewart, Z. Zhao, G. Dominguez, M. Thiemens, M. M. Fogler, M. J. Tauber, A. H. Castro-Neto, C. N. Lau, F. Keilmann, and D. N. Basov, Infrared Nanoscopy of Dirac Plasmons at the Graphene-SiO₂ Interface, *Nano Lett.* **11**, 4701 (2011). 11, 91
- [43] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, Spasenović, A. M. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A. Zurutuza, N. Camara, J. García de Abajo, R. Hillenbrand, and F. Koppens, Optical nano-imaging of gate tunable graphene plasmons, *Arxiv 1202.4996*. 11, 91, 92
- [44] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen, and F. Wang, Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials, **6**, 630 (2011). 11, 26, 91, 92, 100

- [45] A. Sihvola, *Electromagnetic mixing formulas and applications*, The Institution of Electrical Engineers, London, United Kingdom (1999). 11, 40, 66
- [46] G. Schider, J. R. Krenn, A. Hohenau, H. Ditlbacher, A. Leitner, F. R. Aussenegg, W. L. Schaich, I. Puscasu, B. Monacelli, and G. Boreman, Plasmon dispersion relation of Au and Ag nanowires, *Phys. Rev. B* **68**, 155427 (2003). 14
- [47] C.-Y. Chen, S.-C. Wu, and T.-J. Yen, Experimental verification of standing-wave plasmonic resonances in split-ring resonators, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 034110 (2008). 14
- [48] K. A. Willets and R. P. Van Duyne, Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy and Sensing, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **58**, 267 (2007). 14, 90
- [49] M. M. Miller and A. A. Lazarides, Sensitivity of Metal Nanoparticle Surface Plasmon Resonance to the Dielectric Environment, *J. Phys. Chem. B* **109**, 21556 (2005). 14, 90, 93
- [50] P. Kvasnička and J. Homola, Optical sensors based on spectroscopy of localized surface plasmons on metallic nanoparticles: sensitivity considerations, *Biointerphases* **3**, FD4 (2008). 14, 90, 93, 96
- [51] C. Rockstuhl, S. Fahr, and F. Lederer, Absorption enhancement in solar cells by localized plasmon polaritons, *J. Appl. Phys.* **104**, 123102 (2008). 14
- [52] H. A. Atwater and A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices, *Nat. Mater.* **9**, 205 (2010). 14
- [53] D. R. Smith, J. J. Mock, A. F. Starr, and D. Schurig, Gradient index metamaterials, *Phys. Rev. E* **71**, 036609 (2005). 15, 54
- [54] C. Gomez-Reino, M. V. Perez, and C. Bao, *Gradient Index Optics: Fundamentals and Applications*, Springer Verlag, Berlin (2002). 15
- [55] Z. L. Mei and T. J. Cui, Arbitrary bending of electromagnetic waves using isotropic materials, *J. Appl. Phys.* **105**, 104913 (2009). 18
- [56] Zhong Lei Mei, Jing Bai, and Tie Jun Cui, Gradient index metamaterials realized by drilling hole arrays, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 055404 (2010). 18, 37, 54

REFERENCE

- [57] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Controlling Electromagnetic Fields, *Science* **312**, 1780 (2006). 18, 20
- [58] E. J. Post, *Formal Structure of Electromagnetics: General Covariance and Electromagnetics*, Nort-Holland Publishing Company, Amsterdam (1962). 18
- [59] U. Leonhardt and T. G. Philbin, Chapter 2 Transformation Optics and the Geometry of Light, In E. Wolf, editor, *Progress in Optics* volume 53 of *Progress in Optics* p. 69. Elsevier (2009). 18, 23
- [60] D. Schurig, J. B. Pendry, and D. R. Smith, Calculation of material properties and ray tracing in transformation media, *Opt. Express* **14**, 9794 (2006). 18
- [61] Huanyang C. and C. T. Chan, Transformation media that rotate electromagnetic fields, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241105 (2007). 20, 34
- [62] M. Rahm, D. Schurig, D.A. Roberts, S.A. Cummer, D.R. Smith, and J.B. Pendry, Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwells equations, *Photonics Nanos-struct. Fundam. Appl.* **6**, 87 (2008). 20
- [63] M. Rahm, S. A. Cummer, D. Schurig, J. B. Pendry, and D. R. Smith, Optical Design of Reflectionless Complex Media by Finite Embedded Coordinate Transformations, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 063903 (2008). 20, 33
- [64] Rahm M., D. A. Roberts, J. B. Pendry, and D. R. Smith, Transformation-optical design of adaptive beam bends and beam expanders, *Opt. Express.* **16**, 11555 (2008). 20
- [65] B. Donderici and F. L. Teixeira, Metamaterial blueprints for reflectionless waveguide bends, *IEEE Microwave Compon. Lett.* **18**(4), 233 (2008). 20
- [66] O. Ozgun and M. Kuzuoglu, Electromagnetic metamorphosis: Reshaping scatterers via conformal anisotropic metamaterial coatings, *Microwave Opt. Technol. Lett.* **49**, 2386 (2007). 20
- [67] J. J. Zhang, Y. Luo, S. Xi, H. Chen, L.-X. Ran, B.-I. Wu, and J. A. Kong, Directive emission obtained by coordinate transformation, *Prog. Electromagn. Res.* **81**, 437 (2008). 20

REFERENCE

- [68] O. Ozgun and M. Kuzuoglu, Utilization of Anisotropic Metamaterial Layers in Waveguide Miniaturization and Transitions, *IEEE Microwave Compon. Lett.* **17**, 754 (2007). 20
- [69] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies, *Science* **314**, 977 (2006). 20, 29
- [70] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, Optical cloaking with metamaterials, *Nature Photon.* **1**, 224 (2007). 20, 29
- [71] J. B. Pendry B. Wood and D. P. Tsai, Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system, **74**, 115116 (2006). 21, 31
- [72] Y. Huang, Y. Feng, and T. Jiang, Electromagnetic cloaking by layered structure of homogeneous isotropic materials, *Opt. Express* **15**, 11133 (2007). 21, 31
- [73] H. Chen and C. T. Chan, Electromagnetic wave manipulation by layered systems using the transformation media concept, *Phys. Rev. B.* **78**, 054204 (2008). 21, 34
- [74] W. X. Jiang, T. J. Cui, X. Y. Zhou, X. M. Yang, and Q. Cheng, Arbitrary bending of electromagnetic waves using realizable inhomogeneous and anisotropic materials, *Phys. Rev. E.* **78**, 066607 (2008). 21
- [75] X. Wu, Z. Lin, H. Chen, and C. T. Chan, Transformation optical design of a bending waveguide by use of isotropic materials, *Appl. Opt.* **48**, G101 (2009). 21
- [76] M. Yan, Z. Ruan, and M Qiu, Cylindrical Invisibility Cloak with Simplified Material Parameters is Inherently Visible, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 233901 (2007). 21
- [77] U. Leonhardt, Optical Conformal Mapping, *Science* **312**, 1777 (2006). 22, 23, 48
- [78] S. Han, Y. Xiong, D. Genov, Z. Liu, G. Bartal, and X. Zhang, Ray optics at a deep-subwavelength scale: a transformation optics approach, *Nano Lett.* **8**(12), 4243–4247 (2008). 24

-
- [79] Nathan I. Landy and Willie J. Padilla, Guiding light with conformal transformations, *Opt. Express* **17**(17), 14872–14879 (2009). 24, 48
- [80] J. P. Turpin, A. T. Massoud, A. H. Jiang, P. L. Werner, and D. H. Werner, Conformal mappings to achieve simple material parameters for transformation optics devices, *Opt. Express* **18**, 244 (2010). 24
- [81] M. Schmiele, V. S. Varma, C. Rockstuhl, and F. Lederer, Designing optical elements from isotropic materials by using transformation optics, *Phys. Rev. A* **81**, 033837 (2010). 24
- [82] J. Li and J. B. Pendry, Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 203901 (2008). 24, 37
- [83] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui, and D. R. Smith, Broadband Ground-Plane Cloak, *Science* **323**, 366 (2009). 24
- [84] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, An optical cloak made of dielectrics, *Nature Mater.* **8**, 568 (2009). 24, 37
- [85] J. H. Lee, J. Blair, V. A. Tamma, Q. Wu, S. J. Rhee, C. J. Summers, and W. Park, Direct visualization of optical frequency invisibility cloak based on silicon nanorod array, *Opt. Express* **17**, 12922 (2009). 24, 37
- [86] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, and M. Lipson, Silicon nanostructures cloak operating at optical frequencies, *Nature Photon.* **3**, 461 (2009). 24, 37
- [87] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals*, Princeton University Press, Princeton (2008). 24
- [88] D. A. Pawlak, S. Turczynski, M. Gajc, K. Kolodziejak, R. Diduszko, K. Rozniatowski, J. Smalc, and I. Vendik, How Far Are We from Making Metamaterials by Self-Organization? The Microstructure of Highly Anisotropic Particles with an SRR-Like Geometry, *Adv. Funct. Mater.* **20**, 1116 (2010). 24
- [89] J. F. Galisteo-López, M. Ibisate, R. Sapienza, L. S. Froufe-Pérez, Á. Blanco, and C. López, Self-Assembled Photonic Structures, *Adv. Mater.* **23**, 30 (2011). 24

REFERENCE

- [90] G. A. Wurtz, W. Dickson, D. O'Connor, R. Atkinson, W. Hendren, P. Evans, R. Pollard, and A. V. Zayats, Guided plasmonic modes in nanorod assemblies: strong electromagnetic coupling regime, *Opt. Express* **16**, 7460 (2008). 24
- [91] S. Mühlig, C. Rockstuhl, V. Yannopapas, T. Bürigi, N. Shalkevich, and F. Lederer, Optical properties of a fabricated self-assembled bottom-up bulk metamaterial, *Opt. Express* **19**, 9607 (2011). 24
- [92] S. Mühlig, A. Cunningham, S. Scheeler, C. Pacholski, T. Bürigi, C. Rockstuhl, and F. Lederer, Self-Assembled Plasmonic Core-Shell Clusters with an Isotropic Magnetic Dipole Response in the Visible Range, *ACS Nano* **5**, 6586 (2011). 24
- [93] E. Lidorikis, M. M. Sigalas, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, Tight-Binding Parametrization for Photonic Band Gap Materials, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1405 (1998). 24
- [94] V. Yannopapas, A. Modinos, and N. Stefanou, Optical properties of metalodielectric photonic crystals, *Phys. Rev. B* **60**, 5359 (1999). 24, 72
- [95] G. Veronis, R. W. Dutton, and S. Fan, Metallic photonic crystals with strong broadband absorption at optical frequencies over wide angular range, *J. Appl. Phys.* **97**, 093104 (2005). 24
- [96] J. M. Pitarke, J. E. Inglesfield, and N. Giannakis, Surface-plasmon polaritons in a lattice of metal cylinders, *Phys. Rev. B* **75**, 165415 (2007). 24
- [97] E. Lidorikis, S. Egusa, and J. D. Joannopoulos, Effective medium properties and photonic crystal superstructures of metallic nanoparticle arrays, *J. Appl. Phys.* **101**, 054304 (2007). 24
- [98] C. Rockstuhl and T. Scharf, A metamaterial based on coupled metallic nanoparticles and its band-gap property, *J. Microsc.* **229**, 281 (2007). 24
- [99] C.-p. Huang, X.-g. Yin, Q.-j. Wang, H. Huang, and Y.-y. Zhu, Long-wavelength optical properties of a plasmonic crystal, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 016402 (2010). 24

REFERENCE

- [100] T. V. Teperik, F. J. García de Abajo, V. V. Popov, and M. S. Shur, Strong terahertz absorption bands in a scaled plasmonic crystal, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 251910 (2007). 24
- [101] J. Leon and T. Taliercio, Large tunable photonic band gaps in nanostructured doped semiconductors, *Phys. Rev. B* **82**(19), 195301 (2010). 24
- [102] J. M. Luther, P. K. Jain, T. Ewers, and A. P. Alivisatos, Localized surface plasmon resonances arising from free carriers in doped quantum dots, *Nat. Mater.* **10**, 361 (2011). 24, 26
- [103] G. Garcia, R. Buonsati, E. L. Runnerstrom, R. J. Mendelsberg, A. Llodes, A. Anders, T. J. Richardson, and D. J. Milliron, Dynamically Modulating the Surface Plasmon Resonance of Doped Semiconductor Nanocrystals, *Nano Lett.* **11**, 4415 (2011). 24, 26
- [104] J.-M. Liu, *Photonic Devices*, Cambridge University Press (2005). 25
- [105] T. S. El-Bawab, *Optical Switching*, Springer (2005). 25
- [106] S. Sato, Applications of Liquid Crystals to Variable-Focusing Lenses, *Opt. Rev.* **6**, 471 (1999). 26
- [107] C.-S. Kee and H. Lim, Tunable complete photonic band gaps of two-dimensional photonic crystals with intrinsic semiconductor rods, *Phys. Rev. B* **64**, 121103 (2001). 26, 57, 65, 68
- [108] A. Figotin, Y. A. Godin, and I. Vitebsky, Two-dimensional tunable photonic crystals, *Phys. Rev. B* **57**, 2841 (1998). 26, 65
- [109] S. Liu, J. Du, Z. Lin, R. X. Wu, and S. T. Chui, Formation of robust and completely tunable resonant photonic band gaps, *Phys. Rev. B* **78**, 155101 (2008). 26, 65
- [110] C.-S. Kee, J.-E. Kim, H. Y. Park, I. Park, and H. Lim, Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals, *Phys. Rev. B* **61**, 15523 (2000). 26, 65
- [111] K. Busch and S. John, Liquid-crystal photonic-band-gap materials: The tunable electromagnetic vacuum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 967 (1999). 26, 65

- [112] J. Li, Terahertz modulator using photonic crystals, *Opt. Commun.* **269**, 98 (2007). 26, 65
- [113] Z. Ghattan, T. Hasek, R. Wilk, M. Shahabadi, and M. Koch, Sub-terahertz on-off switch based on a two-dimensional photonic crystal infiltrated by liquid crystals, *Opt. Commun.* **281**, 4623 (2008). 26, 65
- [114] S. W. Leonard, H. M. van Driel, J. Schilling, and R. B. Wehrspohn, Ultrafast band-edge tuning of a two-dimensional silicon photonic crystal via free-carrier injection, *Phys. Rev. B* **66**, 161102 (2002). 26, 65
- [115] X. Hu, Q. Zhang, Y. Liu, B. Cheng, and D. Zhang, Ultrafast three-dimensional tunable photonic crystal, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2518 (2003). 26, 65
- [116] D. A. Mazurenko, R. Kerst, J. I. Dijkhuis, A. V. Akimov, V. G. Golubev, D. A. Kurdyukov, A. B. Pevtsov, and A. V. Sel'kin, Ultrafast Optical Switching in Three-Dimensional Photonic Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213903 (2003). 26, 65
- [117] S. Kim and V. Gopalan, Strain-tunable photonic band gap crystals, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3015 (2001). 26, 65
- [118] H.-T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad, A. J. Taylor, R. D. Averitt, D. B. Shrenkenhamer, and W. J. Padilla, Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials, *Nat. Photon.* **2**, 295 (2008). 26
- [119] A. Degiron, J. J. Mock, and D. R. Smith, Modulating and tuning the response of metamaterials at the unit cell level, *Opt. Express* **15**, 1115 (2007). 26
- [120] J.-M. Manceau, N.-H. Shen, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and S. Tzortzakis, Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: Blueshift tunability and broadband phase modulation, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 021111 (2010). 26
- [121] N.-H. Shen, M. Massaouti, M. Gokkavas, J.-M. Manceau, E. Ozbay, M. Kafesaki, T. Koschny, S. Tzortzakis, and C. M. Soukoulis, Optically Implemented Broadband Blueshift Switch in the Terahertz Regime, *Phys. Rev. Lett.* **106**(3), 037403 (2011). 26

REFERENCE

- [122] 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**, 597 (2006). 26
- [123] H. Tao, A. C. Strikwerda, K. Fan, W. J. Padilla, X. Zhang, and R. D. Averitt, Reconfigurable Terahertz Metamaterials, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 147401 (2009). 26
- [124] J. Y. Ou, E. Plum, L. Jiang, and N. I. Zheludev, Reconfigurable Photonic Metamaterials, *Nano Lett.* **11**, 2142 (2011). 26
- [125] I. M. Pryce, K. Aydin, Y. A. Kelaita, R. M. Briggs, and H. A. Atwater, Highly Strained Compliant Optical Metamaterials with Large Frequency Tunability, *Nano Lett.* **10**, 4222 (2010). 26
- [126] J. Han, A. Lakhtakia, and C.-W. Qiu, Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability, *Opt. Express* **16**, 14390 (2008). 26
- [127] V. A. Fedotov, A. Tsiatmas, J. H. Shi, R. Buckingham, P. de Groot, Y. Chen, S. Wang, and N.I. Zheludev, Temperature control of Fano resonances and transmission in superconducting metamaterials, *Opt. Express* **18**, 9015 (2010). 26
- [128] A. Minovich, D. N. Neshev, D. A. Powell, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, Tunable fishnet metamaterials infiltrated by liquid crystals, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 193103 (2010). 26
- [129] S. Xiao, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, V. Drachev, I. C. Khoo, and V. M. Shalaev, Tunable magnetic response of metamaterials, *Appl. Phys. Lett.* **95**(3), 033115(1–3) (2009). 26
- [130] K. Aydin and E. Ozbay, Capacitor-loaded split ring resonators as tunable metamaterial components, *J. Appl. Phys.* **101**, 024911 (2007). 26
- [131] T. Driscoll, Hyun-Tak Kim, Byung-Gyu Chae, Bong-Jun Kim, Yong-Wook Lee, N. Marie Jokerst, S. Palit, D. R. Smith, M. Di Ventra, and D. N. Basov, Memory Metamaterials, *Science* **325**, 1518 (2009). 26

REFERENCE

- [132] J. Zhu, J. Han, Z. Tian, J. Gu, Z. Chen, and W. Zhang, Thermal broadband tunable terahertz metamaterials, *Opt. Commun.* **284**, 3129 (2011). 26, 57, 68
- [133] A. V. Krasavin and N. I. Zheludev, Active plasmonics: Controlling signals in Au/Ga waveguide using nanoscale structural transformations, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1416 (2004). 26
- [134] J. Gómez Rivas, M. Kuttge, H. Kurz, P. H. Bolivar, and J. A. Sanchez-Gil, Low-frequency active surface plasmon optics on semiconductors, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 082106 (2006). 26, 57, 68
- [135] D. Pacifici, H. J. Lezec, and H. A. Atwater, All-optical modulation by plasmonic excitation of CdSe quantum dots, *Nat. Photon.* **1**, 402 (2007). 26
- [136] J. A. Dionne, K. Diest, L. A. Sweatlock, and H. A. Atwater, PlasMOStor: A Metal-Oxide-Si Field Effect Plasmonic Modulator, *Nano Lett.* **9**, 897 (2009). 26
- [137] R. A. Pala, K. T. Shimizu, N. A. Melosh, and M. L. Brongersma, A Nonvolatile Plasmonic Switch Employing Photochromic Molecules, *Nano Lett.* **8**, 1506 (2008). 26
- [138] K. F. MacDonald, Z. L. Samson, M. I. Stockman, and N. I. Zheludev, Ultrafast active plasmonics, *Nat. Photon.* **3**, 55 (2009). 26
- [139] T. Nikolajsen, K. Leosson, and S. I. Bozhevolnyi, Surface plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths. 26
- [140] P. St. J. Russell and T. A. Birks, Hamiltonian Optics of Nonuniform Photonic Crystals, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1982 (1999). 37, 39
- [141] Y. Jiao, S. Fan, and D. A. B. Miller, Designing for beam propagation in periodic and nonperiodic photonic nanostructures: Extended Hamiltonian method, *Phys. Rev. E* **70**, 036612 (2004). 37, 39
- [142] E. Centeno and D. Cassagne, Graded photonic crystals, *Opt. Lett.* **30**, 2278 (2005). 37
- [143] E. Centeno, D. Cassagne, and J.-P. Albert, Mirage and superbending effect in two-dimensional graded photonic crystals, *Phys. Rev. B* **73**, 235119 (2006). 37

REFERENCE

- [144] H. Kurt and D. S. Citrin, Graded index photonic crystals, *Opt. Express* **15**, 1240 (2007). 37
- [145] H. Kurt, E. Colak, O. Cakmak, H. Caglayan, and E. Ozbay, The focusing effect of graded photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 171108 (2008). 37
- [146] F. S. Roux and I. De Leon, Planar photonic crystal gradient index lens, simulated with a finite difference time domain method, *Phys. Rev. B* **74**, 113103 (2006). 37
- [147] H.-T. Chien and C.-C. Chen, Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii, *Opt. Express* **14**, 10759 (2006). 37
- [148] U. Levy, M. Abashin, K. Ikeda, A. Krishnamoorthy, J. Cunningham, and Y. Fainman, Inhomogenous Dielectric Metamaterials with Space-Variant Polarizability, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 243901 (2007). 37
- [149] U. Levy, M. Nezhad, H.-C. Kim, C.-H. Tsai, L. Pang, and Y. Fainman, Implementation of a graded-index medium by use of subwavelength structures with graded fill factor, *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 724 (2005). 37
- [150] Yu. A. Kravtsov and Yu. I. Orlov, *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media*, Springer-Verlag (1990). 38, 48
- [151] W. Śmigaj and B. Gralak, Validity of the effective-medium approximation of photonic crystals, *Phys. Rev. B* **77**, 235445 (2008). 39
- [152] P. A. Belov and C. R. Simovski, Homogenization of electromagnetic crystals formed by uniaxial resonant scatterers, *Phys. Rev. E* **72**, 026615 (2005). 39
- [153] S. Datta, C. T. Chan, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis, Effective dielectric constant of periodic composite structures, *Phys. Rev. B* **48**, 14936 (1993). 39
- [154] Philippe Lalanne, Effective medium theory applied to photonic crystals composed of cubic or square cylinders, *Appl. Opt.* **35**, 5369 (1996). 39
- [155] P. Halevi, A. A. Krokhin, and J. Arriaga, Photonic Crystal Optics and Homogenization of 2D Periodic Composites, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 719 (1999). 39

- [156] M. J. A. De Dood, E. Snoeks, A. Moroz, and A. Polman, Design and optimization of 2D photonic crystal waveguides based on silicon, *Opt. Quant. Electron.* **34**, 145. 40
- [157] W. G. Egan and D. E. Aspnes, Finite-wavelength effects in composite media, *Phys. Rev. B* **26**, 5313 (1982). 41
- [158] W. T. Doyle, Optical properties of a suspension of metal spheres, *Phys. Rev. B* **39**, 9852 (1989). 41
- [159] R. Ruppin, Evaluation of extended Maxwell-Garnett theories, *Opt. Commun.* **182**, 273 (2000). 41
- [160] R. K. Lüneburg, *The mathematical theory of optics*, University of California Press, Los Angeles, CA (1944). 42
- [161] C. Gomez-Reino, M. V. Perez, C. Bao, and M. T. Flore-Arias, Design of GRIN optical components for coupling and interconnects, *Laser Photonics Rev.* **2**, 203 (2008). 49, 54
- [162] E. McLeod and C. B. Arnold, Mechanics and refractive power optimization of tunable acoustic gradient lenses, *J. Appl. Phys.* **102**, 033104 (2007). 53
- [163] X. Mao, S.-C. S. Lin, M. I. Lapsley, J. Shi, B. K. Juluri, and T. J. Huang, Tunable Liquid Gradient Refractive Index (L-GRIN) lens with two degrees of freedom, *Lab Chip* **9**, 2050 (2009). 53
- [164] Y.-Y. Kao, P. C.-P. Chao, and C.-W. Hsueh, A new low-voltage-driven GRIN liquid crystal lens with multiple ring electrodes in unequal widths, *Opt. Express* **18**, 18506 (2010). 53
- [165] M.-K. Chen, Y.-C. Chang, C.-E. Yang, Y. Guo, J. Mazurowski, S. Yin, P. Ruffin, C. Brantley, E. Edwards, and C. Luo, Tunable terahertz plasmonic lenses based on semiconductor microslits, *Microwave Opt. Technol. Lett.* **52**(4), 979 (2010). 53
- [166] C. Min, P. Wang, X. Jiao, Y. Deng, and H. Ming, Beam manipulating by metallic nano-optic lens containing nonlinear media, *Opt. Express* **15**, 9541 (2007). 53

REFERENCE

- [167] M. D. Goldflam, T. Driscoll, B. Chapler, O. Khatib, N. M. Jokerst, S. Palit, D. R. Smith, B.-J. Kim, G. Seo, H.-T. Kim, M. Di Ventra, and D. N. Basov, Reconfigurable gradient index using VO₂ memory metamaterials, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 044103 (2011). 53
- [168] H. Wallén, H. Kettunen, and A. Sihvola, Composite near-field superlens design using mixing formulas and simulations, *Metamaterials* **3**, 129 (2009). 57
- [169] O. Paul, B. Reinhard, B. Krolla, R. Beigang, and M. Rahm, Gradient index metamaterial based on slot elements, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 241110 (2010). 59
- [170] J. Neu, B. Krolla, O. Paul, B. Reinhard, R. Beigang, and M. Rahm, Metamaterial-based gradient index lens with strong focusing in the THz frequency range, *Opt. Express* **18**, 27748 (2010). 59
- [171] B. Scherger, C. Jördens, and M. Koch, Variable-focus terahertz lens, *Opt. Express* **19**, 4528 (2011). 60
- [172] N. Garcia, E. V. Ponizovskaya, and J. Q. Xiao, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1120 (2002). 67
- [173] J. Kottmann and O. Martin, *Opt. Express* **8**, 655 (2001). 72
- [174] M. G. Rockstuhl, C. Salt and H. P. Herzig, *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 1761 (2004). 72
- [175] M. A. Garcia, Surface plasmons in metallic nanoparticles: fundamentals and applications, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 283001 (2011). 81
- [176] M. M. Sigalas, C. M. Soukoulis, C. T. Chan, R. Biswas, and K. M. Ho, Effect of disorder on photonic band gaps, *Phys. Rev. B* **59**, 12767 (1999). 82
- [177] W. Rechberger, A. Hohenau, A. Leitner, J. R. Krenn, B. Lamprecht, and Aussenegg, Optical properties of two interacting gold nanoparticles, *Opt. Commun.* **220**, 137 (2003). 83
- [178] J. P. Kottmann and O. J. F. Martin, Retardation-induced plasmon resonances in coupled nanoparticles, *Opt. Lett.* **26**, 1096 (2001). 84
- [179] C. Debus and P. H. Bolivar, Frequency selective surfaces for high sensitivity terahertz sensing, *Appl. Phys. Lett* **91**, 184102 (2007). 90

REFERENCE

- [180] 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**, 062511 (2007). 90
- [181] Y. Sun, X. Xia, H. Feng, H. Yang, C. Gu, and L. Wang, Modulated terahertz responses of split ring resonators by nanometer thick liquid layers, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 221101 (2008). 90
- [182] J. F. O'Hara, R. Singh, I. Brener, E. Smirnova, J. Han, A. J. Taylor, and W. Zhang, Thin-film sensing with planar terahertz metamaterials: sensitivity and limitations, *Opt. Express* **16**, 1786 (2008). 90
- [183] H. Tao, A. C. Strikwerda, M. Liu, J. P. Mondia, E. Ekmekci, K. Fan, D. L. Kaplan, W. J. Padilla, X. Zhang, R. D. Averitt, and F. G. Omenetto, Performance enhancement of terahertz metamaterials on ultrathin substrates for sensing applications, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 261909 (2010). 90, 93
- [184] W. Withayachumnankul, H. Lin, K. Serita, C. M. Shah, S. Sriram, M. Bhaskaran, M. Tonouchi, C. Fumeaux, and D. Abbott, Sub-diffraction thin-film sensing with planar terahertz metamaterials, *Opt. Express* **20**, 3345 (2012). 90
- [185] B. Lahiri, A. Z. Khokhar, R. M. De La Rue, S. G. McMeekin, and N. P. Johnson, Asymmetric split ring resonators for optical sensing of organic materials, *Opt. Express* **17**, 1107 (2009). 90
- [186] B. Reinhard, K. M. Schmitt, V. Wollrab, J. Neu, R. Beigang, and M. Rahm, Metamaterial near-field sensor for deep-subwavelength thickness measurements and sensitive refractometry in the terahertz frequency range, *Appl. Phys. Lett.* **100**(22), 221101 (2012). 90
- [187] I. M. Pryce, Y. A. Kelaita, K. Aydin, and H. A. Atwater, Compliant Metamaterials for Resonantly Enhanced Infrared Absorption Spectroscopy and Refractive Index Sensing, *ACS Nano* **5**(10), 8167 (2011). 90, 91, 104
- [188] M. Osawa, *Surface-Enhanced Infrared Absorption*, Near-Field Optics and Surface Plasmon Polariton, ed. S. Kawata. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2001). 90

REFERENCE

- [189] E. Cubukcu, S. Zhang, Y.-S. Park, G. Bartal, and X. Zhang, Split ring resonator sensors for infrared detection of single molecular monolayers, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 043113 (2009). 90
- [190] C. Wu, A. B. Khanikaev, R. Adato, N. Arju, A. A. Yanik, H. Altug, and G. Shvets, Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers, *Nat. Mater.* **11**, 69 (2012). 90
- [191] R. Adato, A. A. Yanik, J. J. Amsden, D. L. Kaplan, F. G. Omenetto, M. K. Hong, S. Erramilli, and H. Altug, Ultra-sensitive vibrational spectroscopy of protein monolayers with plasmonic nanoantenna arrays, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **106**, 19227 (2009). 90, 102
- [192] V. Liberman, R. Adato, T. H. Jeys, B. G. Saar, S. Erramilli, and H. Altug, Rational design and optimization of plasmonic nanoarrays for surface enhanced infrared spectroscopy, *Opt. Express* **20**, 11953 (2012). 90, 101, 102
- [193] K. Chen, R. Adato, and H. Altug, Dual-Band Perfect Absorber for Multi-spectral Plasmon-Enhanced Infrared Spectroscopy, *ACS Nano* **6**, 7998 (2012). 91
- [194] T. H. Isaac, W. L. Barnes, and E. Hendry, Determining the terahertz optical properties of subwavelength films using semiconductor surface plasmons, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 241115 (2008). 91
- [195] V. Giannini, A. Berrier, S. A. Maier, J. A. Sánchez-Gil, and J. Gómez Rivas, Scattering efficiency and near field enhancement of active semiconductor plasmonic antennas at terahertz frequencies, *Opt. Express* **18**, 2797 (2010). 91
- [196] A. Berrier, R. Ulbricht, M. Bonn, and J. Gómez Rivas, Ultrafast active control of localized surface plasmon resonances in silicon bowtie antennas, *Opt. Express* **18**, 23226 (2010). 91
- [197] A. Berrier, P. Albella, M. A. Poyli, R. Ulbricht, M. Bonn, J. Aizpurua, and J. Gómez Rivas, Detection of deep-subwavelength dielectric layers at terahertz frequencies using semiconductor plasmonic resonators, *Opt. Express* **20**, 5052 (2012). 91

- [198] B. Sensale-Rodriguez, R. Yan, S. Rafique, M. Zhu, W. Li, X. Liang, D. Gundlach, V. Protasenko, M. M. Kelly, D. Jena, L. Liu, and H. G. Xing, Extraordinary Control of Terahertz Beam Reflectance in Graphene Electro-absorption Modulators, *Nano Lett.* **12**, 4518 (2012). 91, 100
- [199] L. Wu, H. S. Chu, W. S. Koh, and E. P. Li, Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance, *Opt. Express* **18**, 14395 (2010). 91
- [200] S. H. Choi, Y. L. Kim, and K. M. Byun, Graphene-on-silver substrates for sensitive surface plasmon resonance imaging biosensors, *Opt. Express* **19**, 458 (2011). 91
- [201] R. Verma, B. D. Gupta, and R. Jha, Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance based biomolecules sensor using graphene and silicon layers, *Sensor. Actuat. B-Chem.* **160**, 623 (2011). 91
- [202] J. C. Reed, H. Zhu, A. Y. Zhu, C. Li, and E. Cubukcu, Graphene-enabled silver nanoantenna sensors, *Nano Lett.* **12**, 4090 (2012). 91
- [203] O. Salihoglu, S. Balci, and C. Kocabas, Plasmon-polaritons on graphene-metal surface and their use in biosensors, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 213110 (2012). 91
- [204] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, Unusual microwave response of dirac quasiparticles in graphene, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 256802 (2006). 92
- [205] A. Yu. Nikitin, F. Guinea, F. J. Garcia-Vidal, and L. Martin-Moreno, Surface plasmon enhanced absorption and suppressed transmission in periodic arrays of graphene ribbons, *Phys. Rev. B* **85**, 081405 (2012). 92
- [206] J. P. Hugonin and P. Lalanne, *RETICOLO Code for Grating Analysis*, Institute d'Optique, Palaiseau, France (2005). 93
- [207] H. Yan, F. Xia, W. Zhu, M. Freitag, C. Dimitrakopoulos, A. A. Bol, G. Tulevski, and P. Avouris, Infrared Spectroscopy of Wafer-Scale Graphene, *ACS Nano* **5**, 9854 (2011). 94
- [208] L. S. Jung, C. T. Campbell, T. M. Chinowsky, M. N. Mar, and S. S. Yee, Quantitative Interpretation of the Response of Surface Plasmon Resonance Sensors to Adsorbed Films, *Langmuir* **14**, 5636 (1998). 97

REFERENCE

- [209] Y. Liu, G. Bartal, and X. Zhang, All-angle negative refraction and imaging in a bulk medium made of metallic nanowires in the visible region, *Opt. Express* **16**, 15439 (2008). 97
- [210] 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**, 946 (2007). 97
- [211] M. Wendel, S. Kuhn, H. Lorenz, J. P. Kotthaus, and M. Holland, Nanolithography with an Atomic Force Microscope for Integrated Fabrication of Quantum Electronic Devices, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1775 (1994). 105
- [212] B. Klehn and U. Kunze, Nanolithography with an Atomic Force Microscope by Means of Vector-Scan Controlled Dynamic Plowing, *J. Appl. Phys.* **85**, 3897 (1999). 105
- [213] U. Kunze, Invited Review Nanoscale Devices Fabricated by Dynamic Ploughing with an Atomic Force Microscope, *Superlattices Microstruct.* **31**, 3 (2002). 105, 107
- [214] M. Heyde, K. Rademann, B. Cappella, M. Geuss, H. Sturm, T. Spangenberg, and H. Niehus, Dynamic Plowing Nanolithography on Polymethylmethacrylate using an Atomic Force Microscope, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 136 (2001). 105
- [215] K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov, and A. K. Geim, Two-Dimensional Atomic Crystals, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102**, 10451. 106
- [216] J. L. Hutter and J. Bechhoefer, Calibration of Atomic-Force Microscope Tips, *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 1868–1873 (1993). 106
- [217] B. Cappella and H. Sturm, Comparison Between Dynamic Plowing Lithography and Nanoindentation methods, *J. Appl. Phys.* **91**, 506 (2002). 106
- [218] S. S. Datta, D. R. Strachan, E. J. Mele, and A. T. C. Johnson, Surface Potentials and Layer Charge Distributions in Few-layer Graphene Films, *Nano Lett.* **9**, 7 (2009). 107

REFERENCE

- [219] A. Verdaguer, M. Cardellach, J. J. Segura, G. M. Sacha, J. Moser, M. Zdrojek, A. Bachtold, and J. Fraxedas, Charging and Discharging of Graphene in Ambient Conditions Studied with Scanning Probe Microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 233105 (2009). 107
- [220] N. F. Martínez and R. García, Measuring Phase Shifts and Energy Dissipation with Amplitude Modulation Atomic Force Microscopy, *Nanotechnology* **17**, S167 (2006). 108
- [221] N. Kurra, G. Prakash, S. Basavaraja, T. S. Fisher, G. U. Kulkarni, and R. G. Reifenberger, Charge Storage in Mesoscopic Graphitic Islands Fabricated Using AFM Bias Lithography, *Nanotechnology* **22**, 245302 (2011). 110
- [222] Zhen Hua Ni, Ting Yu, Yun Hao Lu, Ying Ying Wang, Yuan Ping Feng, and Ze Xiang Shen, Uniaxial Strain on Graphene: Raman Spectroscopy Study and Band-Gap Opening, *ACS Nano* **2**, 2301 (2008). 112

CURRICULUM VITAE - Borislav Vasić

OBRAZOVANJE

- **(2007-2012)** Doktorske studije, Elektrotehnički fakultet, Smer za nanoelektroniku i fotoniku, Univerzitet u Beogradu
- **(2005-2007)** Postdiplomske - magistarske studije, Elektrotehnički fakultet, Smer za nanoelektroniku i fotoniku, Univerzitet u Beogradu
- **(2002-2005)** Diplomске studije, Fakultet tehničkih nauka, Smer za mikroelektroniku, Univerzitet u Novom Sadu
- **(2000-2002)** Diplomске studije, Vojnotehnička akademija, Smer za elektroniku, Univerzitet u Beogradu

ZAPOSLLENJE I ISTRAŽIVAČKI PROJEKTI

- **(2011-2014)** Nacionalni istraživački projekat OI171005 "Fizika uređenih nanostrukture i novih materijala u fotonici" finansiran od strane Ministarstva obrazovanja i nauke Republike Srbije
- **(2011-2014)** Nacionalni istraživački projekat III45018 "Nanostrukturni multifunkcionalni materijali i nanokompoziti" finansiran od strane Ministarstva obrazovanja i nauke Republike Srbije
- **(2009-2012)** FP7 projekat Evropske komisije "NIM_NIL: Materijali sa negativnim indeksom prelamanja pomoću nano-imprint litografije"
- **(2007-2010)** FP7 projekat Evropske komisije "NanoCharm: Karakterizacija Multifunkcionalnih Nanomaterijala - Elipsometrija i Polarimetrija"
- **(2007-2010)** Nacionalni istraživački projekat OI141047 "Fizika niskodimenzionih i nanometarskih struktura i materijala" finansiran od strane Ministarstva za nauku Republike Srbije

-
- **(2007-trenutno)** Zaposlen u Centru za fiziku čvrstog stanja i nove materijale Instituta za fiziku u Beogradu, Srbija

SARADNJA SA DRUGIM INSTITUCIJAMA

- **(2011-2012)** Nekoliko poseta SPM grupi Dr. Kristijana Tajherta na Institutu za fiziku, Montanj univerziteta u Leobenu, Austrija

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Борислав Васић

број индекса 5059/07

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Моделовање градираних фотонских и плазмонских кристала који раде у режиму

метаматеријала

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

Потпис докторанда

У Београду, 05. 12. 2012.

Борислав Васић

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Борислав Васић

Број индекса 5059/07

Студијски програм Наноелектроника и фотоника

Наслов рада

Моделовање градираних фотонских и плазмонских кристала који раде у режиму метаматеријала

Ментор др. Јелена Радовановић

Потписани/а Борислав Васић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања 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 докторанда

У Београду, 05. 12. 2012.

Борислав Васић

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

Моделовање градираних фотонских и плазмонских кристала који раде у

режиму метаматеријала

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 05. 12. 2012.

Борислав Вацић

1. Ауторство - Дозвољавање умножавања, 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. Дозвољавање умножавања, 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 прераде. Дозвољавање умножавања, 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. Дозвољавање умножавања, 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 прераде. Дозвољавање умножавања, 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. Дозвољавање умножавања, 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.