

UNIVERZITET U BEOGRADU ELEKTROTEHNI KI  
FAKULTET



Marko M. Obradov

**Plazmonske strukture za poboljšanje  
poluprovodni kih infracrvenih detektora**

doktorska disertacija

Beograd, 2016

UNIVERSITY OF BELGRADE  
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING



Marko M. Obradov

**PLASMONIC STRUCTURES FOR  
ENHANCEMENT OF SEMICONDUCTOR  
INFRARED DETECTORS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016

Mentor:

dr Jakši Zoran, nau ni savetnik,  
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

lanovi komisije:

dr Tadi Milan , redovni profesor,  
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

dr Radovanovi Jelena, redovni profesor,  
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

dr Radulovi Katarina, nau ni savetnik,  
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Arsoski Vladimir, docent,  
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

## Apstrakt

Plazmonika je jedna od oblasti nauke koje se u današnje vreme eksplozivno razvijaju. Ona je posvećena elektromagnetici nanokompozitnih metamaterijala koji podržavaju rezonanciju površinskih plazmona polaritona (surface plasmons polaritons, SPP). SPP predstavljaju hibridne ekscitacije nastale sprežanjem elektromagnetnih talasa sa oscilacijama slobodnih nosilaca naelektrisanja na razdvojnim površinama između dva materijala sa različitim znakovima relativne dielektrične permitivnosti, npr. provodnika i dielektrika. Posledica ovakvog sprežanja je između ostalog lokalizacija elektromagnetnog zračenja na podtalasnom nivou, osobina plazmonske struktura koja je našla veliku primenu u spektroskopiji, integrisanoj optici, senzoricima itd. Jedna od značajnih primena plazmonske lokalizacije je u oblasti fotodetekcije, pre svega za poboljšanje performansi solarnih ćelija.

Najveći problem proširenja primene plazmonike u fotodetekciji na drugu oblast od interesa, infracrvenu (IC) detektore, predstavlja činjenica da je plazmonska rezonantnost većine provodnika (metala) u ultraljubičastom ili vidljivom delu spektra. Brojne tehnološki pogodne tehnike koje su dale izuzetne rezultate za poboljšanje solarnih ćelija ostale su zbog toga bez primene u IC oblasti.

Ova disertacija se prevažno bavi proširenjem primenljivosti plazmonike na srednjetalasnu i dugotalasnu infracrvenu oblast i metodama prevazilaženja ograničenja koje postavljaju sami materijali. U tu svrhu razmatrana su dva pristupa. Jedan od njih podrazumeva upotrebu submikrometarskih rešetki od provodnog materijala. Funkcionalnost u IC oblasti postiže se kombinacijom izbora pogodnijeg materijala rešetke (elektroprovodni optički provodni oksid umesto metala) i imerzije rešetke u dielektrik visokog indeksa prelamanja. Drugi pristup podrazumeva korišćenje tankih metalnih slojeva sa uređenom matricom apertura koji omogućuju pomeranje spektralne zavisnosti prema crvenom delu spektra menjanjem isključivo geometrijskih parametara matrice apertura. Oba pristupa nude mogućnost praktično proizvoljnog podešavanja frekvencije plazmonske rezonancije i time njenu upotrebu za IC detektore. Analiza ova dva pristupa rađena je numeričkim simulacijama, primenom metode konačnih

elemenata. Uticaj na performanse infracrvenih detektora odreivan je kombinovanjem rezultata numeričkih modelovanja sa analitičkim modelom IC detektora.

U okviru disertacije predložene su i analizirane prve konkretne strukture plazmonski poboljšanih IC detektora zasnovanih na provodnim podtalasnim esticama i uračunata je njihova optimizacija. Predložena je primena antirefleksnih slojeva sa gradijentom indeksa prelamanja za maksimizaciju sprezanja prostirućeg talasa sa plazmonskim modovima estica. Razmatrana je mogućnost povećanja funkcionalnosti ovakvih struktura uvođenjem podtalasnih estica oblika izdužene ili spljoštene sfere, gde se frekvencija i intenzitet rezonancije odvojeno podešavaju veličinom poluosferoida.

Kod struktura sa nizom podtalasnih apertura pokazano je kako se njihova geometrija može izmeniti radi dodatnog povećanja specifične detektivnosti IC detektora superponiranjem više pojedinačnih 2D matrica na jednoj istoj strukturi. Za ovaj slučaj prikazano je formiranje optičkih vrtloga u aktivnoj oblasti detektora sa mogućnošću podešavanja spektralne i prostorne pozicije optičkih vrtloga.

Možda najvažniji rezultat je to što je pokazano kako se isto optičkim putem može smanjiti nivo generaciono-rekombinacionog šuma u poluprovodničkim infracrvenim detektorima prostim smanjenjem ukupne zapremine aktivne oblasti bez gubitka performansi detektora zahvaljujući plazmonskoj lokalizaciji, iako se smatralo da je ovaj šum fundamentalan i da su neophodne aktivne metode da bi se prevazišao. Pokazano je da se na taj način mogu na sobnoj temperaturi postići performanse plazmonski poboljšanih IC detektora koje odgovaraju konvencionalnim napravama hlađenim tehlom azotom.

**ključne reči:** plazmonika, nanotehnologije, nanofotonika, metamaterijali, IC detektori, gradijentni AR slojevi

**Naučna oblast:** Elektrotehnika, Mikroelektronika i tehnička fizika, Nanoelektronika i fotonika

**UDK:** 621.3

## Abstract

Plasmonics is one of the fastest growing fields in the contemporary science. Plasmonics studies properties of nanocomposite metamaterials which support surface plasmon polariton (SPP) resonance. SPP are formed by coupling electromagnetic waves with free charge carrier oscillations at an interface between materials with different signs of their relative permittivity i.e. conductor and dielectric. One of the results of this coupling is localization of electromagnetic radiation on subwavelength scale, property of plasmonic structures that has found practical use in the fields of spectroscopy, integrated optics, sensors, etc. One of the principal applications of light localization is in the field of photodetection, primarily for the enhancement of solar cells.

The main problem with any attempt to apply plasmonics for photodetector enhancement at longer wavelengths, i.e. for infrared (IR) detectors, is that the plasmon resonance frequency of most conductive materials (metals) is in the ultraviolet or visible part of the spectrum. Because of this many convenient methods yielding excellent results for plasmonic enhancement of solar cells have not been utilized in the infrared.

The main goal of this dissertation is bringing plasmonic enhancement of semiconductor photodetectors to medium and long wavelength infrared parts of the spectrum by overcoming limitations imposed by material properties. To achieve this two approaches are considered and analyzed. The first approach implies the use of submicrometer conductive particles. A sufficient shift of plasmonic resonance to the infrared is achieved by both a suitable choice of the particle material (transparent conductive oxides – TCO instead of metal) and by immersion of the particles in dielectric with a large index of refraction. The second approach is based on using thin metallic films with 2D array of holes drilled through them, where redshifting is achieved by tuning the geometrical properties of the hole array. It is shown that both approaches allow one to achieve practically arbitrary positioning of plasmonic resonance in the infrared. The finite element method was used for numerical simulations of the analyzed structures. A combination of the results of numerical modeling with the

analytical results for the IR detectors was used to determine the effects of the plasmonic enhancement.

As a result, the first actual structures based on subwavelength plasmonic particles for the enhancement of detectors in medium wavelength IR are proposed and analyzed. The use of antireflective layers with gradient index of refraction is proposed to maximize coupling of the incident light with the plasmonic modes of the particles. Modifications of the particle geometry from spherical to spheroidal are utilized to achieve additional degrees of freedom in designing the structure by allowing to tune separately the spectral positioning and magnitude of the plasmonic resonance by changing the size of different spheroid axes.

For the case of structures with subwavelength aperture arrays it is shown that an additional increase of specific detectivity can be achieved by modifying their geometry through a superposition of two or more 2D arrays of apertures in the same structure. It is shown that in this case optical vortices are formed in the photodetector active area with a possibility to tune the spectral and spatial positioning of the vortices.

Perhaps the most important contribution of the dissertation is the proof that it is possible to reduce generation-recombination noise of IR photodetectors through plasmonic localization by reducing the active area volume without sacrificing detector performance. This means that it is possible to reduce g-r noise by a purely optical method, although it was maintained previously that, being fundamental, this noise could only be suppressed by active methods. Because of this it is possible to achieve plasmonically enhanced photodetectors at room temperature with their characteristics corresponding to those of conventional devices cooled with liquid nitrogen.

**Keywords:** Plasmonics, Nanotechnologies, Nanophotonics, Metamaterials, IR photodetectors, graded AR structures

**Scientific field:** Electrical Engineering, Microelectronics and Engineering Physics,  
Nanoelectronics and Photonics

**UDC:** 621.3

## **Zahvalnost**

Autor pre svega želi da se zahvali svom mentoru prof. dr Zoranu Jakši u ne samo za strpljenje i korisne savete prilikom izrade same disertacije već i za svo znanje i iskustvo koje je podelio sa mnom tokom naše višegodišnje saradnje.

Autor tako e želi da se zahvali prof. dr Dani Vasiljevi Radovi , rukovodiocu Centra za mikroelektronske tehnologije, kao i svim kolegama iz Centra za podršku i razumevanje tokom izrade disertacije. Ova disertacija bez njih ne bi bila moguća.

Posebno želim da pomenem podršku koju mi je pružila moja majka Milena tokom celog dosadašnjeg školovanja iji vrhunac ova disertacija predstavlja.



*Ovu disertaciju posve ujem svom dedi Pavlu  
koji me je do poslednjeg daha podržavao u svim životnim izazovima*

# Sadržaj

<i>Apstrakt</i>	<i>II</i>
<i>Abstract</i>	<i>IV</i>
<i>Zahvalnost</i>	<i>VI</i>
<i>Sadržaj</i>	<i>VIII</i>
<b>1. Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2. Osnove plazmonike</b>	<b>6</b>
<b>2.1 Površinski plazmon polaritoni</b>	<b>6</b>
2.1.1 Višeslojne strukture	15
2.1.2 Prekomerna optička transmisija (Extraordinary optical transmission – EOT)	19
<b>2.2 Lokalizovani površinski plazmoni</b>	<b>24</b>
2.2.1 Podtalasne estice	24
2.2.2 Mieova Teorija	29
<b>3 Infracrveni detektori</b>	<b>35</b>
<b>3.1 Osnove IC detektora</b>	<b>35</b>
<b>3.2 Radijativni g-r procesi</b>	<b>41</b>
<b>3.3 Ožeoivi g-r procesi</b>	<b>43</b>
<b>3.3 Šokli-Ridovi g-r procesi</b>	<b>47</b>
<b>3.4 Šum IC detektora</b>	<b>50</b>
<b>3.4 Karakteristike <math>Hg_{1-x}Cd_xTe</math> IC fotodetektora</b>	<b>52</b>
<b>4. Principi poboljšanja IC fotodetektora</b>	<b>54</b>
<b>4.1 Antirefleksni slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja</b>	<b>56</b>
<b>4.2 Poboljšanje fotodetektora plazmonskim strukturama</b>	<b>61</b>
4.2.1 Plazmonske estice	61
4.2.2 EOT matrice za poboljšanje detektora	66
<b>5. Numeričke metode</b>	<b>70</b>
<b>5.1 Geometrija, materijalni sastav i mreža poddomena</b>	<b>71</b>
<b>5.2 Modelovanje optičkog odziva plazmonskih estica</b>	<b>75</b>

5.3 Modelovanje optičkog odziva EOT matrica	79
<b>6. Rezultati i diskusija</b>	<b>83</b>
6.1 Sferne GZO estice	83
6.2 Sferoidne GZO estice	93
6.3 EOT strukture	101
6.4 Performanse IC fotodetektora poboljšanih plazmonske strukture	113
<b>7. Zaključak</b>	<b>121</b>
<b>8. Reference</b>	<b>128</b>
<i>Biografski podaci</i>	<i>136</i>

# 1. Uvod

Plazmonika je relativno nedavno razvijena oblast nastala iz elektromagnetike i nauke o materijalima. Ona se bavi sprezanjem elektromagnetskih talasa sa oscilacijama elektronske plazme u provodnicima kao i manipulacijom ovako formiranim hibridnim ekscitacijama. Dve fundamentalne plazmonske ekscitacije su površinski plazmon polariton (Surface Plasmons Polariton, SPP) i lokalizovani površinski plazmon polariton (Localized Surface Plasmon polariton, LSPP). SPP su polarizovani elektromagnetni talasi (polaritoni) koji se prostiru na razdvojnoj površini provodnik-dielektrik spregnuti sa rezonantnim oscilacijama slobodnih elektrona u provodnom delu. Intenzitet ovih elektromagnetnih talasa eksponencijalno opada sa udaljavanjem od me upovršine provodnik-dielektrik, a me u njihove najvažnije osobine spadaju pojava da zadržavaju u estalost ali poseduju zna ajno kra u talasnu dužinu u odnosu na elektromagnetni talas koji ih je ekscitovao (skra enje talasne dužine je i do nekoliko redova veli ine u pore enju sa konvencionalnim prostoperiodi nim prostiru im talasima). Ovo za posledicu ima pojavu jakih lokalizacija pra enih ogromnim intenzitetom elektromagnetnog polja na podtalasnom nivou. LSPP sa druge strane predstavlja oscilacije elektronske plazme unutar estice od provodnog materijala okružene dielektrikom pobu ene prostiru im elektromagnetskim talasom. Ovako pobu ene oscilacije elektronske plazme pod uticajem restorativnih sila zakrivljene površi estica mogu da u u u rezonanciju sa prostiru im elektromagnetskim talasom što opet rezultuje u lokalizaciji i ogromnim intenzitetima polja, ovaj put u neposrednoj okolini estice. Izvanredne mogu nost manipulacije plazmanskim ekscitacijama se manifestuju u skoro potpunoj kontroli nad njihovom frekventnom i prostornom disperzijom, što se postiže variranjem materijalnog sastava i/ili geometrije osnovnih struktura koje podržavaju plazmonske modove. Me utim, mogu nost proizvoljnog podešavanja odziva plazmanskih struktura naro ito dolazi do izražaja u složenim nanokompozitima provodnik-dielektrik, gde su proizvedene strukture sa negativnim grupnim brzinama („levoruka” svetlost) [1], vrlo niskim („spora” svetlost) i vrlo visokim („superluminalna” ili „brza” svetlost) [2]. Dodatno, mogu nost prakti no proizvoljne kontrole prostorne disperzije bila je jedan od faktora koji su doveli do koncepta tzv.

transformacione optike [3], gde se vrši konformno preslikavanje opti kog prostora izme u dve proizvoljne geometrije, a rezultat su izme u ostalog bili superkoncentratori opti kog polja, superapsorberi [4], strukture za elektromagnetnu kamuflažu („cloaking device”) [5] itd.

Me u oblastima u kojima plazmonika nalazi sve ve u prakti nu primenu su integrisane opti ke komponente [4], gde je zahvaljuju i skra enju talasne dužine u odnosu na prostiru e talase mogu e realizovati talasovodne strukture veli ine uporedljive sa elektronskim komponentama. Tako e je izuzetno bitna primena u senzoricima, pre svega za ultrasetljive senzore hemijskih i bioloških agensa koji svoje visoke performanse duguju izuzetnoj osetljivosti plazmonske disperzione relacije na promenu indeksa prelamanja okolnog medijuma. Tre a bitna oblast je poboljšanje karakteristika fotodetektora zasnovano na podtalasnoj lokalizaciji opti kog zra enja [6].

Koncept primene plazmonike za poboljšanje fotodetektora vrlo je jednostavan. Plazmonske strukture mogu lokalizovati opti ko polje na prostoru manjem od talasne dužine, a mogu se naneti na površinu fotodetektora ili inkorporirati u njegovu unutrašnjost. Zahvaljuju i tome zapremina detektora može biti mnogo manja od konvencionalno koriš ene, a da pri tom ekvivalentna gustina energije u aktivnoj oblasti i konsekvantno osetljivost detektora budu identitne ili bolje kod naprava sa plazmonskim poboljšanjem [7]. Zahvaljuju i obilju plazmonske materijala u prirodi za vidljivi i ultraljubi asti deo spektra (plemeniti metali kao zlato srebro, hrom itd.) plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora su inicijalno našle primenu u ovim spektralnim oblastima. Dodatno, primena plazmonske lokalizacije na fotonaponske solarne elije zna i ogromne uštede u skupom materijalu, jer takve fotodiode mogu biti znatno tanje nego klasi ne.

Druga grupa fotodetektora od interesa su naprave za infracrvenu (IC) detekciju, koriš ene u razli itim oblastima kao što su termovizija, no no samonavo enje, pra enje toplotnog zapisa i sli no. Me u oblastima primene su daljinsko merenje temperature, od interesa npr. u pogonima elektroprivrede, trafoima, generatorima, ali tako e vojne i policijske primene, daljinsko osmatranje itd. Osnovni problem prilikom primene plazmonike na infracrvene senzore jeste u tome što su rezonantne frekvencije (plazma frekvencije) uobi ajenih plazmonske materijala uglavnom u ultraljubi astom ili

vidljivom delu spektra. Međutim, dovođenje plazmonske lokalizacije u IC deo spektra bi imalo još jednu dodatnu prednost u oblasti fotodetekcije u odnosu na vidljivi deo spektra. IC fotodetektorima imaju značajno povećane nivoe šuma kao posledicu same elektronske strukture uskozonalnih poluprovodnika od kojih su sačinjeni i trenutni mehanizmi potiskivanja šuma se baziraju skoro isključivo na smanjivanju termalne komponente hlajenjem fotodetektora. Primenom plazmonske lokalizacije generaciono-rekombinaciona komponenta šuma se može potisnuti smanjivanjem zapremine fotodetektora bez gubljenja osetljivosti.

Cilj ove disertacije je analiza mogućnosti primene plazmonske lokalizacije u IC oblasti i pomeranja paradigme dizajna IC fotodetektora sa *kompromisa* između osetljivosti i šuma ka univerzalnoj maksimizaciji/minimizaciji istih između strukturalne zavisnosti osetljivosti sa fotodetektora na eksternu plazmonsku strukturu. Dodatno, jedan od ciljeva disertacije je razvoj metoda za postizanje plazmonske lokalizacije na što jednostavniji način bez ikakve izmene geometrije fotodetektora osim samog smanjenja debljine aktivne oblasti.

Disertacija je organizovana u sedam poglavlja. Prvo odnosno uvodno poglavlje bavi se osnovima plazmonike kao relativno nove naučne oblasti i brojnim praktičnim primenama plazmonske strukture u raznim inženjerskim disciplinama sa posebnim osvrtom na oblast fotodetekcije. Uvodno poglavlje se dodatno bavi pretpostavkama koje su dovele do istraživačkog rada prezentovanog u okviru disertacije kao i samim ciljevima disertacije.

U drugom poglavlju su detaljno prezentovani analitički modeli i karakteristike osnovnih plazmonske ekscitacije. Posebna pažnja je posvećena mogućnostima modifikovanja frekventnih i prostornih karakteristika prostirućih plazmonske ekscitacije (SPP) materijalnim i strukturalnim promenama na površini provodnik-dielektrik. Lokalizovane plazmonske ekscitacije (LSP) koje nastaju kao posledica rasejanja svetlosti na plazmonske esticama kao i uslovi plazmonske rezonancije opisani su u okviru modela kvazistatičke aproksimacije i Mie teorije u zavisnosti od dimenzija i oblika estica.

Tre e poglavlje se bavi kvantnim poluprovodni kim fotodetektorima sa naglaskom na IC detektore. U ovom poglavlju dat je pregled svih parametara fotodetektora i njihovog fizi kog zna enja u vezi sa karakteristikama fotodetektora, gde se poseban zna aj daje specifi noj detektivnosti kao ultimativnom parametru kvaliteta fotodetektora na odre enoj frekvenciji. Tako e su detaljno opisani unutrašnji fizi ki procesi u poluprovodni kom fotodetektoru na kojima se zasniva njegovo funkcionisanje. Posebna pažnja je posve ena zapreminskim generaciono-rekombinacionim procesima koji postaju posebno izraženi unutar uskozonalnih poluprovodnika. Zajedno sa karakteristikama živa kadmijum telurida (HgCdTe), poluprovodni kog materijala najzastupljenijeg u izradi dugotalasnih IC detektora (talasna oblast 8  $\mu\text{m}$  – 14  $\mu\text{m}$ ) ovo poglavlje tako e predstavlja kompletan analiti ki model kvantnog IC detektora.

U etvrtom poglavlju je dat pregled metoda koje se koriste za pove anje opti kog fluksa u aktivnoj oblasti fotodetektora sa posebnim osvrtom na strukture od direktnog zna aja za disertaciju. Dodatno, u ovom poglavlju su predstavljena savremena rešenja za plazmonske poboljšanje fotodetektora koja se trenutno isklju ivo primenjuju na solarne elije u vidljivom i bliskom IC opsegu, kao i najve i problemi primene plazmonske lokalizacije u IC delu spektra.

Peto poglavlje obuhvata detaljni opis numeri kih metoda za modelovanje opti kog odziva plazmonske strukture za poboljšanje IC fotodetektora koriš enjem Comsol Multiphysics programskog paketa. U ovom poglavlju prikazani su na in definisanja geometrije strukture, grani nih uslova kao i parametara materijala koriš enih u disertaciji . Dodatno, u ovom poglavlju predstavljen je zaokružen numeri ki model plazmonske strukture opisanih u disertaciji.

U šestom poglavlju su prezentovani nau ni doprinosi disertacije. Detaljno su analizirane opti ke osobine plazmonske strukture za poboljšanje IC detektora. Poseban naglasak je stavljen na promene geometrije plazmonske strukture za optimizaciju opti kog odziva fotodetektora. Kombinovanjem rezultata numeri ke simulacije opti kih osobina plazmonske strukture i analiti kog modela fotoprovodnog IC fotodetektora dobijen je kompletan model plazmonske poboljšanog fotodetektora i upore en sa konvencionalnim slu ajem. Ura eno je pore enje fotodetektora na relativnom i

apsolutnom nivou tj. poređene su specifične detektivnosti dva identična detektora sa i bez plazmonskih struktura, ali i specifične detektivnosti ultratankih fotodetektora ostvarivih zahvaljujući plazmonskoj lokalizaciji i konvencionalnih debelih fotodetektora kakvi se standardno koriste. Karakteristike fotodetektora su upoređene i na različitim radnim temperaturama, što pokazuje višestranost primene plazmonskih struktura za poboljšanje performansi IC detektora bilo direktnim povećanjem specifične detektivnosti, bilo povećanjem radne temperature pri kojem se postižu vrednosti specifične detektivnosti kao u slučaju konvencionalnih fotodetektora.

U poslednjem poglavlju dati su zaključak i mogući pravci daljeg istraživanja kao i lista publikacija nastalih tokom izrade disertacije.



## 2. Osnove plazmonike

### 2.1 Površinski plazmon polaritoni

Površinski plazmoni polaritoni (*Surface Plasmon Polaritons – SPP*) su površinski (dvodimenzioni, 2D) talasi koji se prostiru duž razdvojne površi izme u provodnika i dielektrika i predstavljaju kolektivne oscilacije elektronske plazme unutar provodnika spregnute sa polarisanim elektromagnetnim talasom.. Površinski plazmoni polaritoni su konfinirani na samu ravan razdvajanja izme u provodnika i dielektrika tj. evanescentni su u pravcu normalnom na ravan razdvajanja. Ovo konfiniranje dovodi do lokalizacije elektromagnetnog zra enja u tankom sloju uz samu površinu dielektrika i time do velikih intenziteta elektromagnetnog polja. Fizi ke osobine površinskih plazmona polaritona su opisane njihovom disperzionom relacijom i prostornom raspodelom polja.

Za detaljan opis prostiranja površinskih plazmona polaritona neophodno je krenuti od Maksvelovih jedna ina i disperzione relacije kompleksne dielektri ne permitivnosti metala (provodnika).

Maksvelove jedna ine u diferencijalnoj formi su date sa:

$$\nabla \cdot D = \rho_{ext}, \quad (1.a)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (1.b)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial T}, \quad (1.c)$$

$$\nabla \times H = J_{ext} + \frac{\partial D}{\partial T}. \quad (1.d)$$

Bez prisustva spoljašnjih naelektrisanja i gustina struja za prostoperiodi ne zavisnosti polja dolazi se do Helmholtcove jedna ine date sa:

$$\nabla^2 E + k_0^2 \varepsilon = 0, \quad (2)$$

gde je  $k_0 = \omega/c$  talasni vektor u vakuumu.

U širokom spektru frekvencija optičke osobine metala mogu se opisati plazmanskim modelom, koji pretpostavlja slobodan elektronski gas koji se kreće u polju fiksnih pozitivnih jona. U plazmanskom modelu ne uzimaju se eksplicitno u obzir uticaji potencijala kristalne rešetke ili međusobne interakcije među elektronima, već se njihovo dejstvo uređuje implicitno preko efektivne mase elektrona  $m$ . U prisustvu spoljašnjeg elektromagnetnog polja elektroni osciluju, njihove oscilacije su prigušene međusobnim sudarima opisanom karakterističnom frekvencijom  $\gamma = 1/\tau$ , gde je  $\tau$  vreme relaksacije elektronskog gasa. Jedna jednačina kretanja elektrona u prostoperiodičnom spoljašnjem električnom polju, pojednostavljena za 1D model, može se napisati kao:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} = -eE, \quad (3)$$

gde je  $E = E_0 e^{-j\omega t}$  primenjeno spoljašnje električno polje,  $m$  je efektivna masa elektrona,  $e$  je naelektrisanje elektrona. Rešavanjem ove jednačine dobija se zavisnost pomeraja elektrona od primenjenog električnog polja kao:

$$x(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t). \quad (4)$$

Pomeranje elektrona doprinosi makroskopskoj polarizaciji  $P = -nex$ , eksplicitno datoj kao:

$$P = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E, \quad (5)$$

odnosno preko dielektričnog pomeraja  $D$ :

$$D = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) E, \quad \omega_p = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}, \quad (6)$$

gde je  $\omega_p$  plazma frekvencija elektronskog gasa. Na ovaj način se dobija disperziona relacija relativne dielektrične permitivnosti slobodnog elektronskog gasa kao [8]:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (7)$$

Jedna ina (7) je tako e poznata kao Drudeov model dielektri ne permitivnosti slobodnog elektronskog gasa. Za u estanosti zna ajno manje od plazma frekvencije realni deo elektri ne permitivnosti je izrazito negativan. esto se za potrebe fitovanja Drudeove disperzione krive na eksperimentalne rezultate koristi prošireni model koji uzima u obzir rezidualnu polarizaciju usled pozitivno naelektrisanih jona u ijem polju elektroni osciluju  $P = \epsilon_0(\epsilon - I)$ . Ovaj efekat je opisan asimptotskom elektri nom permitivnoš u  $\epsilon$  i model se sad može napisati kao [8]:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (8)$$

Osim plemenitih metala koji su prirodni plazmonske materijali za opti ku oblast, Drudeov model se može koristiti za opis dielektri ne permitivnosti bilo kog materijala koji sadži slobodne nosioce, npr. dopiranih poluprovodnika. Posebnu klasu plazmonske materijala ine providni i provodni oksidi (Transparent Conductive Oxides – TCO). Za razliku od metala koji naj eš e imaju imaju plazma frekvenciju u ultraljubi astom delu spektra, kod TCO je plazma frekvencija u dugotalasnom delu vidljivog spektra ili u bliskoj infracrvenoj oblasti [9, 10]. Plazma u estanost (6) TCO materijala može se modifikovati dopiranjem i na inom fabrikacije. Najzna ajnija prednost TCO materijala u odnosu na metale za primenu u infracrvenoj oblasti su zna ajno manji gubici [10].

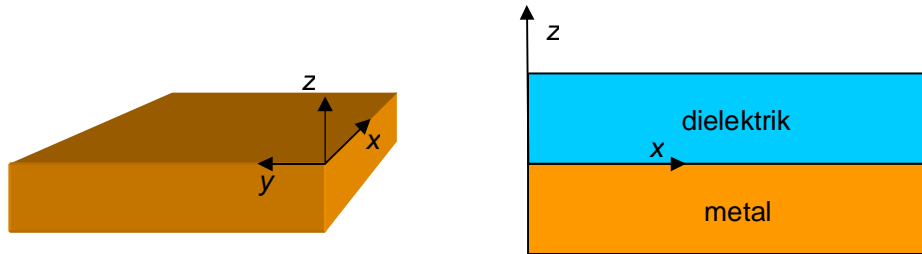
Razmotrimo sada slu aj planarnog talasovoda prikazanog na Sl. 1. Zarad jednostavnosti pretpostavimo da se  $\epsilon$  menja samo duž jednog prostornog pravca odnosno  $\epsilon = \epsilon(z)$ . Tako e, pretpostavimo da se talas prostire u pravcu normalnom na pravac promene elektrini ne permitivnosti, bez ikakve promene u samoj ravni prostiranja. Postavljamo koordinatni sistem tako da se talas prostire duž  $x$  ose, kao i da je  $z=0$  ravan prostiranja.

Ovakav talas možemo opisati sa:

$$E(x, y) = E(z)e^{i\beta x}, \quad (9)$$

gde je  $\beta = k_x$  konstanta prostiranja. Ako prethodnu jedna inu (9) ubacimo u Helmholtcovu jedna inu (2) dobijamo:

$$\frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E = 0. \quad (10)$$



Sl.1 Metal-dielektri ni planarni talasovod

Iz Maksvelovih jedna ina (1) i Helmholtcove jedna ine (10) dolazimo do seta spregnutih jedna ina koje opisuju modove planarnog talasvoda:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (11.a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (11.b)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (11.c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x, \quad (11.d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y, \quad (11.e)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z. \quad (11.f)$$

Prve tri jedna ine predstavljaju transverzalne magnetske (TM ili  $p$ ) modove, dok druge tri predstavljaju transverzalne elektri ne (TE ili  $s$ ) modove. Ako primenimo rešenja za TM modove na razdvojnu površ izme u metala i dielektrika prikazanu na Sl. 1 dobijamo dva skupa jedna ina, jedan iznad razdvojne površi  $z>0$  (u dielektriku):

$$\begin{aligned}
H_y(x, z) &= A_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
E_x(x, z) &= iA_d \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} k_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
E_z(x, z) &= -A_d \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} e^{i\beta x} e^{-k_d z},
\end{aligned} \tag{12}$$

i jedan ispod razdvojne površi  $z < 0$  (u metalu):

$$\begin{aligned}
H_y(x, z) &= A_m e^{i\beta x} e^{-k_m z}, \\
E_x(x, z) &= -iA_m \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} k_m e^{i\beta x} e^{-k_m z}, \\
E_z(x, z) &= -A_m \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} e^{i\beta x} e^{-k_m z},
\end{aligned} \tag{13}$$

gde su komponente talasnog vektora u pravcu normalnom na razdvojnu površ:

$$k_{d,m}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{d,m}, \tag{14}$$

pri čemu indeksi  $m$  i  $d$  označavaju metal odnosno dielektrik. Iz graničnih uslova kontinuiteta  $\epsilon_{d,m} E_z$  na razdvojnoj površi dolazimo do uslova prostiranja talasa duž međuspoja provodnik-dielektrik:

$$A_m = A_d, \quad \frac{k_d}{k_m} = -\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d}. \tag{15}$$

Iz uslova (15) i jednačine (14) vidi se da je postojanje modova konfiniranih u ravni  $k_{d,m} > 0$  zapravo moguće samo u slučaju postojanja razdvojne površi između provodnika i dielektrika, tj. neophodno je da dva materijala imaju realne delove električne permitivnosti različitog znaka. Iz uslova prostiranja dolazimo do disperzione relacije površinskih plazmona polaritona:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}. \tag{16}$$

Ako primenimo isti pristup za TE modove:

za  $z > 0$

$$\begin{aligned}
E_y(x, z) &= A_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
H_x(x, z) &= -iA_d \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} k_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
H_z(x, z) &= A_d \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} e^{i\beta x} e^{-k_d z},
\end{aligned} \tag{17}$$

dok je za  $z < 0$

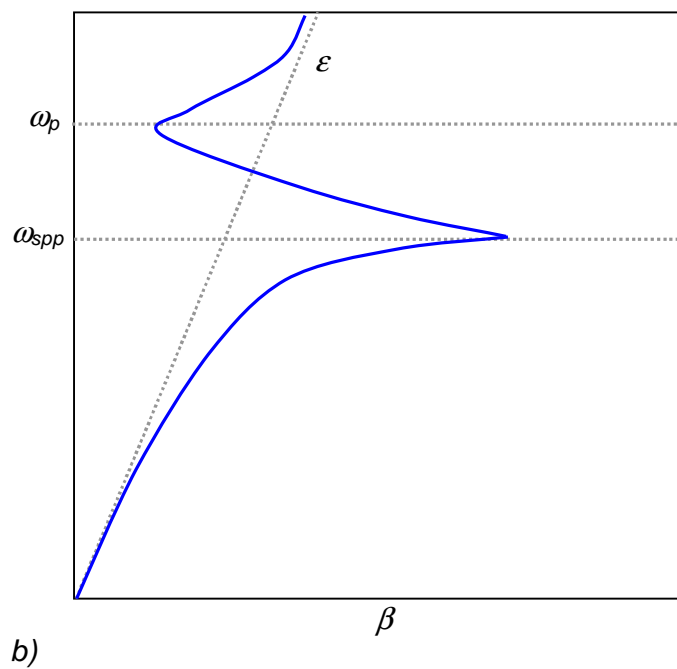
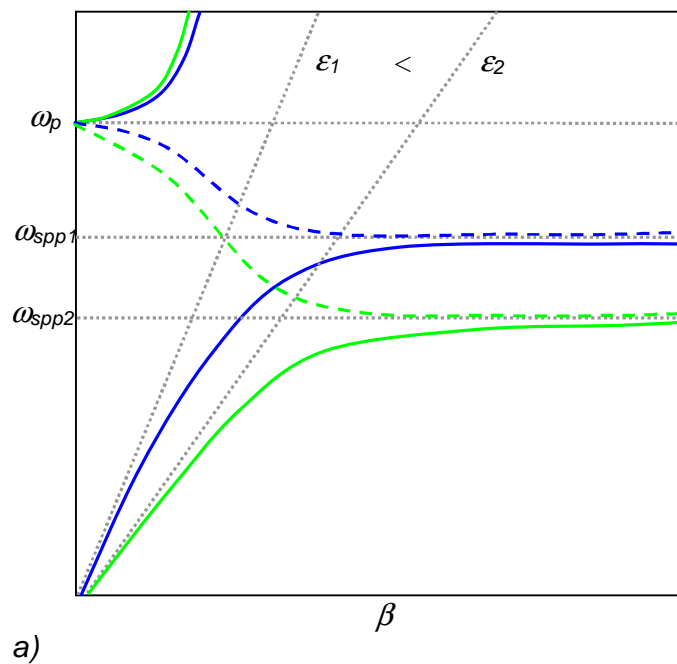
$$\begin{aligned}
E_y(x, z) &= A_m e^{i\beta x} e^{-k_m z}, \\
H_x(x, z) &= iA_m \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} k_m e^{i\beta x} e^{k_m z}, \\
H_y(x, z) &= A_m \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} e^{i\beta x} e^{k_m z},
\end{aligned} \tag{18}$$

dolazimo do uslova prostiranja za TE modove:

$$A_m = A_d, \quad A_d(k_m + k_d) = 0. \tag{19}$$

Ovaj uslov je ispunjen samo za  $A_d = A_m = 0$ , tj. površinski modovi ne postoje za TE polarizaciju.

Disperzione relacije SPP-a na me upovršini metal-dielektrik u zavisnosti od gubitaka prikazane su na Sl. 2. Grafici su dobijeni ubacivanjem disperzione relacije metala (7) u disperzionu relaciju SPP-a (16). Ako se potpuno zanemare gubici u metalu (podrazumeva se da je dielektrik bez gubitaka), konstanta prostiranja  $\beta$  u zavisnosti od frekvencije može da postane beskona na i prostiru i plazmonski modovi (SPP) poprimaju elektrostati ki karakter tj. postaju površinski plazmoni polaritoni. Ako se uzme realna situacija gde postoje gubici u metalu,  $\beta$  dostiže maksimalnu kona nu vrednost koja je obrnuto proporcionalna gubicima tj. što su gubici ve i maksimalna vrednost konstante prostiranja je manja.



Sl.2 Disperziona relacija SPP-a na me uspoju metala i dielektrika a) slu aj metala bez gubitaka, realni deo disperzione relacije (puna linija) – dozvoljena zona, imaginarni deo disperzione relacije (isprekidana linija) – zabranjena zona, za razli ite vrednosti dielektri ne permitivnosti dielektrika; b) slu aj realnog metala sa kona nom maksimalnom vrednoš u konstante prostiranja i pojava cure ih modova.

Karakteristi na frekvencija za koju  $\beta$  poprima maksimalnu vrednost poznata je kao frekvencija površinskih plazmona polaritona  $\omega_{spp}$  i definisana je samom strukturom kao:

$$\omega_{spp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}}, \quad (20)$$

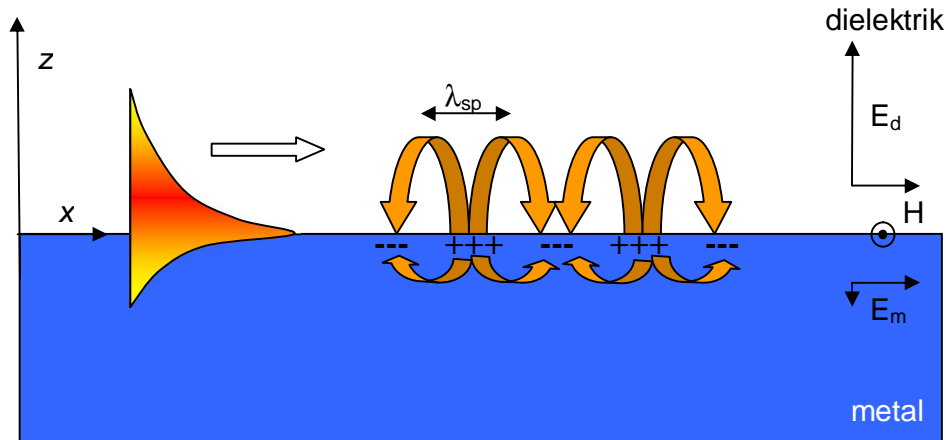
gde je  $\omega_p$  plazma frekvencija metala, a  $\epsilon_d$  je relativna dielektri na permitivnost dielektrika.

Kako su SPP vezani modovi, deo disperzione krive koji predstavlja njihovu propagaciju je sa desne strane svetlosne linije. Kao takvi SPP, se ne mogu direktno spregnuti sa prostiru im elektromagnetskim talasima, ve je nophodno uvesti dodatni sprežni element (naj eš e prizmu) koji vrši prilago enje vrednosti talasnih vektora prostiru eg talasa i SPP-a. Za u estanosti ve e od plazma frekvencije tj. kada metali gube svoj metalni karakter neophodan za uslov prostiranja na razdvojnoj površi (15) mogu e je postojanje normalnih radijativnih modova. U slu aju metala bez gubitaka postoji zabranjena zona izme u režima vezanih (SPP)  $\omega < \omega_{spp}$  i slobodnih modova  $\omega > \omega_p$  (Sl.2.a), dok u slu aju realnih materijala dolazi do pojave kvazivezanih (cure ih) modova (Sl.2.b). Zavisnost disperzione relacije SPP-a od permitivnosti dielektri ne strane spoja je prikazana na Sl. 2.a, što je ina e osobina koja je našla veliku primenu u senzoricima. Naime, ako do e do promene permitivnosti (odnosno indeksa prelamanja) dielektrika neposredno uz me uspoj provodnik-dielektrik usled npr. prisustva bioloških ili hemijskih analita, disperziona relacija e se promeniti u skladu sa novonastalim stanjem (refraktometrijski senzor). Ova promena se onda može pro itati svetlosnim snopom u zavisnosti od sprezanja svetlosnog snopa sa prostiru im SPP modovima.

Prostorna raspodela polja SPP prikazana na Sl. 3 data je jedna inama (12) i (13). Kako su SPP vezani modovi ( $\beta^2 > \epsilon_d k_0^2$ ), talas je evanescentan u pravcu normalnom na površ i polje je lokalizovano u jako tankom sloju uz samu me upovršinu. Dubina prodiranja polja u materijal je obrnuto proporcionalna transverzalnoj komponenti talasnog vektora u materijalu  $d_z \propto 1/k_{d,m}$ . Prema Drudeovom modelu (7) realni deo dielektri ne permitivnosti metala za u estanosti na kojima se prostiru SPP je



izrazito negativan, tj.  $|\text{Re}(\epsilon_m)| \gg \text{Re}(\epsilon_d)$ , tako da je prodiranje polja u materijal bitno veće na strani dielektrika nego i u slučaju idealnog provodnika. U slučaju realnih materijala dubina prodiranja polja u metal je zanemarljiva u odnosu na dielektrik.

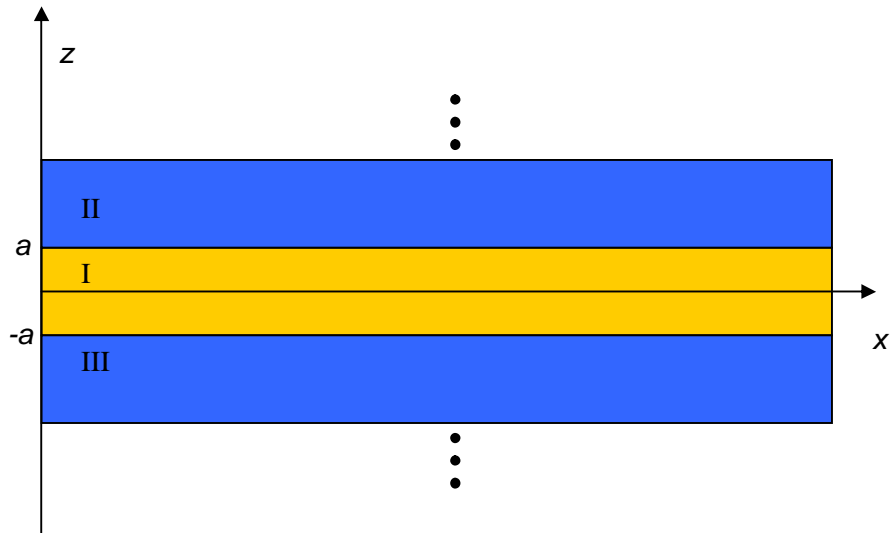


Sl.3 Prostorna raspodela električnog polja SPP-a zajedno sa mehanizmom sprezanja plazmonskih oscilacija (plazmona) i TM-polarisanog EM talasa (polaritona).

Talasna dužina SPP  $\lambda_{spp} = 2\pi \text{Re}[\beta]$  je uvek bitno manja od talasne dužine prostirućeg talasa u dielektriku. Zbog toga prilikom sprezanja prostirućeg svetlosnog talasa sa SPP modovima dolazi do dodatne koncentracije optičke energije u znatno manjem prostoru usled smanjenja talasne dužine, zajedno sa lokalizacijom usled evanescentnosti talasa. Ovo za posledicu ima veoma velike intenzitete polja u tankom sloju dielektrika odmah uz samu razdvojnu površ [11]. Osobina SPP da lokalizuju optičku energiju u jako malim zapreminama predstavlja osnovu brojne primene plazmonike, uključujući i razne tipove hemijskih i bioloških senzora [12-14], transformacionu optiku (npr. superkoncentratore, superapsorbere, cloaking devices) [3, 5, 15, 16] itd. Za ovu disertaciju je posebno bitna primena SPP lokalizacije optičke energije u fotodetekciji [6, 17, 18].

### 2.1.1 Višeslojne strukture

Osnovna struktura koja podržava SPP modove je me uspoj provodnik-dielektrik. Me utim, ovakav tip strukture ima dosta nedostataka u pogledu praktične primene u poboljšanju fotodetektora. Dva osnovna problema su nemogućnost pobude SPP prostiru im svetlosnim talasom i nepostojanje mogući projektovanja disperzione relacije izuzev onoga što se može postići i promenom vrste materijala koji ine spoj. Najjednostavniji način da se uvede dodatni stepen slobode projektovanja disperzione relacije SPP jeste da se upotrebe višeslojne strukture. Najprostija višeslojna struktura je prikazana na Sl.4 i sastoji se od jedne ploče od materijala (I) okružene sa obe strane polubeskonodnim materijalom (II, III) permitivnosti suprotnog znaka u odnosu na materijal (I), tako da umesto jednog me uspoja sada postoje dva.



Sl.4 Plazmonska struktura sa dva me uspoja

Ako primenimo rešenja za TM modove iz (11) na obe razdvojne površi strukture sa sl. 4 pod pretpostavkom da su materijali omota a (II) i (III) sa Sl.4 identični, dolazimo do para jednačina koji opisuju disperzionu relaciju SPP modova za ovakvu strukturu:

$$\begin{aligned}\tanh(k_1 a) &= -\frac{k_2 \varepsilon_1}{k_1 \varepsilon_2}, \\ \tanh(k_2 a) &= -\frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1},\end{aligned}\tag{21}$$

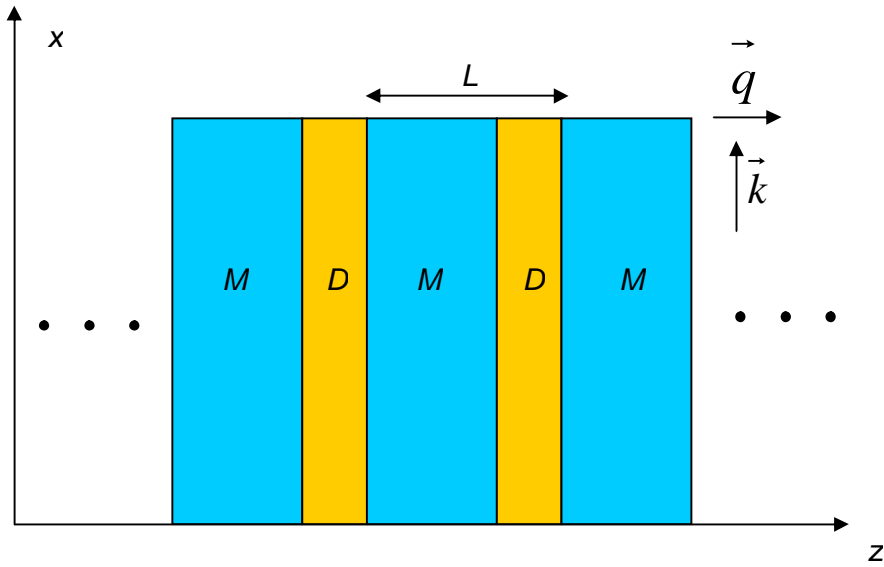
gde je  $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i$  dok parametri sa indeksom 1 odgovaraju tankom sloju, a parametri sa indeksom 2 omota u. Dve osnovne višeslojne strukture koje se mogu formirati od metala i dielektrika su: tanak sloj metala između dva polubeskona na sloja dielektrika – (*izolator-metal-izolator*) IMI struktura i tanak sloj dielektrika između dva polubeskona na sloja metala – (*metal-izolator-metal*) MIM struktura. U oba sluaja postoje dve razdvojne površine koje podržavaju identične SPP. Ako je rastojanje između površina dovoljno malo, doći će do sprezanja plazmonske modova. Posledica ovog sprezanja je cepanje jedinstvenog stanja na parne i neparne modove. Prva jedna ina u (21) odgovara neparnim, a druga parnim modovima.

Za IMI strukturu neparni modovi imaju više u estanosti  $\omega_+$  u odnosu na SPP koji se prostire samo na jednom me uspoju, dok parni modovi imaju niže u estanosi  $\omega_-$ . Maksimalne u estanosti za parne i neparne modove se postižu za metal bez gubitaka i date su sa:

$$\begin{aligned}\omega_+ &= -\frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}} \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_2 e^{-2\beta a}}{1 + \varepsilon_2}}, \\ \omega_- &= -\frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon_2 e^{-2\beta a}}{1 + \varepsilon_2}}.\end{aligned}\tag{22}$$

Za IMI strukturu cepanje između parnih i neparne modova je uslovljeno debljinom metalnog sloja (odnosno snagom sprezanja SPP na pojedinim me uspojevima). Logično, cepanje je veće što je metalni film tanji, tj. sprezanje je jače. U obrnutom sluaju, ako su dva interfejsa dovoljno udaljena (određeno dubinom prodiranja polja u metal), dva SPP moda na pojedinim me uspojevima se mogu tretirati nezavisno jedan od drugog. U sluaju relatiivnih materijala dužina prostiranja SPP-a je uslovljena gubicima u metalu, tj. imaginarnim delom konstante prostiranja  $L/Im[\beta]$ . U sluaju neparne modova smanjivanje debljine metala dovodi do smanjenja konfinacije moda u metalu (manji uticaj gubitaka) i konverzije moda u

planarni talas u dielektrinom omotačnom, značajno povećavaju i dužinu prostiranja (*long-range SPP*). Za parne modove je potpuno suprotna situacija i konfinacija moda u metalu se povećava, značajno smanjuju i dužinu prostiranja. Za MIM strukturu od posebnog interesa je neparni mod koji ne nestaje ni za beskonačno tanak sloj dielektrika. Za razliku od SPP-a na jednom interfejsu, smanjivanjem debljine dielektrika moguće je postići i velike vrednosti konstante prostiranja za u estanosi manje od  $\omega_{spp}$  čak i za realne materijale.



S1.5 Jednodimenzioni plazmonski kristal.

Višeslojna struktura sa proizvoljnim brojem slojeva prikazana je na S1.5. Na ovaj način formiramo jednodimenzioni plazmonski kristal odnosno višeslojni periodični metal-dielektrični film [19, 20]. Debljine slojeva metala i dielektrika su  $d_m$  odnosno  $d_d$ . Zbog jednostavnosti možemo pretpostaviti da je plazmonski kristal beskonačan u  $xy$  ravni. Ukoliko je plazmonski kristal beskonačan i u  $z$  pravcu sa periodom  $L$  možemo da proširimo jednačinu (9) za periodičnu strukturu:

$$E(x, z) = E(x, z)e^{-i\beta x} = E_q(z)e^{-iqz}e^{-i\beta x}, \quad (23)$$

gde je  $q$  Blohov talasni broj, a  $E_q$  takođe mora biti periodična sa periodom  $L$ . Ovde postoji očigledna analogija sa Blohovim talasnim funkcijama za elektron koji se kreće u beskonačnom periodičnom potencijalu. Ako nastavimo sa analogijom uočimo

postojanje dovoljenih zona u plazmotskom kristalu kada je  $q$  realno, tj. kada je mogu e prostiranje talasa u plazmotskom kristalu, odnosno zabranjenih zona kada je  $q$  kompleksno tj. kada nema prostiranja talasa u plazmotskom kristalu. Uslov pod kojim je Blohov talasni broj realan odnosno kompleksan je dat Floke-Blohovom (Floquet-Bloch) disperzionom relacijom za beskona ni višeslojni medijum:

$$\frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}) = \cos(qL), \quad (24)$$

gde su:

$$T_{11} = e^{(k_m \delta L)} \left[ \cos(k_d(1 - \delta)L) - \frac{1}{2} \left( \alpha_{s,p} - \frac{1}{\alpha_{s,p}} \right) \sin(k_d(1 - \delta)L) \right], \quad (25.a)$$

$$T_{22} = e^{(-k_m \delta L)} \left[ \cos(k_d(1 - \delta)L) - \frac{1}{2} \left( \alpha_{s,p} - \frac{1}{\alpha_{s,p}} \right) \sin(k_d(1 - \delta)L) \right], \quad (25.b)$$

$$\alpha_s = \frac{k_d}{k_m}, \alpha_p = \frac{\epsilon_m k_d}{\epsilon_d k_m}. \quad (25.c)$$

Ovde je debljina slojeva data preko faktora potpunosti metalom  $=d_m/L$  i sve prostorne dimenzije i talasni vektori su normirani na talasnu dužinu, odnosno talasni vektor u vakuumu.  $T_{11}$  i  $T_{22}$  su dijagonalni elementi matrice prenosa za 1D plazmotski kristal, a  $s$  i  $p$  u indeksu ozna avaju polarizaciju. Vidimo da za dovoljene zone u plazmotskom kristalu važi  $\frac{1}{2}|T_{11} + T_{22}| \leq 1$ .

Ako sada uzmemo da plazmotski kristal ima kona an broj slojeva i da je prvi i poslednji sloj od istog materijala tako da se formira talasovod od plazmotskog kristala. Možemo da formiramo disperzionu relaciju za vo ene modove:

$$\frac{1}{2}(T_{11} - T_{22}) = -\cot g(NqL) \sin(qL). \quad (26)$$

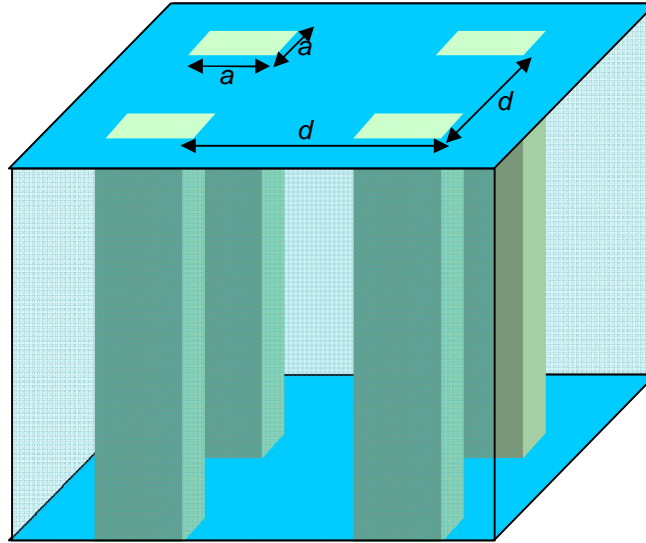
Prvo pretpostavljamo da su prvi i poslednji sloj u materijalu od metala, a  $N$  je broj metalnih slojeva u strukturi. Pretpostavlja se da je kristal okružen polubeskona nim dielektrikom sa obe strane, tj. ima dielektri ni omota . U slu aju slobodnostoje e

strukture dielektrik je vazduh. Iz Floke-Blohovog uslova (24) i disperzione relacije za kona ni broj slojeva (26) dobija se puna disperziona relacija za površinske talase u plazmionskom kristalu. Modovi postoje samo za TM polarizaciju, gde broj modova po dozvoljenoj zoni odgovara broju metalnih slojeva. Najviši i najniži mod prelaze u zabranjenu zonu gde nema prostiranja, dodatno modovi u najvišoj dozvoljenoj zoni imaju negativnu grupnu brzinu.

Za slu aj kada su prvi i poslednji sloj u kristalu od dielektrika i omota je od metala,  $N$  je sada broj dielektri nih slojeva i broj TE modova. Broj TM modova po dozvoljenoj zoni ostaje  $N$ , što je opet ukupno  $2N$  modova za TM polarizaciju. Opet najviši i najniži TM mod ulaze u zabranjenu zonu, s tim što modovi iz najviše dozvoljene zone sa negativnim grupnom brzinom prelaze svetlosnu liniju i postaju kvazivezani modovi, što omogu ava da se ovi modovi pobude direktno upadnom svetloš u.

### **2.1.2 Prekomerna opti ka transmisija (Extraordinary optical transmission – EOT)**

Sva dosadašnja razmatranja prostiranja talasa na me uspoju provodnik-dielektrik podrazumevala su da nema promene dielektri ne permitivnosti materijala na samoj razdvojnoj površi. Pretpostavimo da postoji periodi na perturbacija indeksa prelamanja u ravni data u vidu kvadratnih rupa u polubeskona nom savršenom provodniku sa periodom  $d$  kao što je prikazano na Sl.6. Pretpostavimo da su i stranice kvadrata  $a$  i perioda rešetke  $d$  zna ajno manje od talasne dužine upadne svetlosti u vakuumu,  $a < d \ll \lambda_0$ .



Sl.6 Periodi ne kvadratne aperture dimenzija stranice  $a$  sa periodom ponavljanja  $d$  u polubeskonom savršenom provodniku.

Elektrino i magnetsko polje u savršenom provodniku su nula, rupe u provodniku funkcionišu kao talasovodi i elektrino polje u rupama možemo pisati kao:

$$E = E_0[0,1,0]\sin(\pi x/a)e^{(ik_z z - i\omega t)},$$

$$k_z = i\sqrt{\pi^2/a^2 - \epsilon_h \mu_h k_0^2},$$
(27)

gde je  $E_0$  konstanta,  $k_0$  je talasni vektor u vakuumu, a  $\epsilon_h$  i  $\mu_h$  su permitivnost i permeabilnost materijala rupe.

Upadna svetlost ne može da razluči pojedine detalje na površini usled njihovog podtalasnog karaktera i vidi celu strukturu kao homogeni medijum opisan efektivnim parametrima  $\epsilon = (\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$  i  $\mu = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ . Sada elektrino polje u efektivnom medijumu možemo napisati u formi prostirućeg talasa kao:

$$E' = E_0[0,1,0]e^{(ik_x x + ik_z z - i\omega t)}.$$
(28)

Neophodno je da talasni vektor  $k_z$  bude isti u efektivnom medijumu i u rupama (talasovodima), dok je talasni vektor  $k_x$  određen upadnim uglom pobudne svetlosti (talasni vektor upadne svetlosti u ravni). Da bi se elektrino polje u efektivnom medijumu slagalo sa upadnim i reflektovanim talasom neophodno je da realni i efektivni

materijal imaju isti odziv tj. da jedna ine (27) i (28) imaju istu srednju vrednost po površini strukture:

$$E_0 \frac{a}{d^2} \int_0^a \sin(\pi x / a) dx = E_0 \frac{2a^2}{\pi d^2} = E'_0. \quad (29)$$

Dodatno, protok energije kroz površ mora biti isti za realni i efektivni medijum:

$$(E \times H)_z = \frac{-k_z E_0^2 a}{2\omega \mu_h \mu_0 d^2} \int_0^a \sin(\pi x / a) dx = \frac{-k_z E_0^2 a^2}{2\omega \mu_h \mu_0 d^2} = \frac{-k_z E_0'^2}{\omega \mu_h \mu_0}. \quad (30)$$

Iz uslova (29) i (30) možemo odrediti efektivne parametre kao:

$$\mu_x = \mu_y = \frac{8a^2 \mu_h}{\pi^2 d^2}, \quad (31)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{\pi^2 d^2 \varepsilon_h}{8a^2} \left( 1 - \frac{\pi^2 c_0^2}{a^2 \omega^2 \varepsilon_h \mu_h} \right), \quad (32)$$

$$\varepsilon_z = \mu_z = \infty, \quad (33)$$

gde frekvenciju odsecanja (*cutoff*) talasovoda (rupe) možemo napisati u formi plazma frekvencije kao:

$$\omega_{pl} = \frac{\pi c_0}{a \sqrt{\varepsilon_h \mu_h}}. \quad (34)$$

Za TM polarizaciju za velike vrednosti talsnog vektora u ravni  $k_{\parallel}$  dolazi do divergencije koeficijenta refleksije na površini efektivnog medijuma:

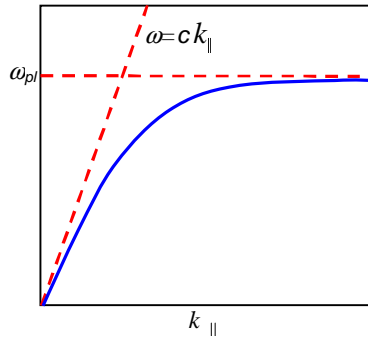
$$r = \frac{k'_z - \varepsilon_{\parallel}^{-1} k_{\parallel}}{k'_z + \varepsilon_{\parallel}^{-1} k_{\parallel}} \rightarrow \infty, \quad (35)$$

gde je  $k'_z = i \sqrt{k_{\parallel}^2 - k_0^2}$ .

Ovakva divergencija koeficijenta refleksije označava pojavu vezanih površinskih modova opisanih disperzionom relacijom [21]:

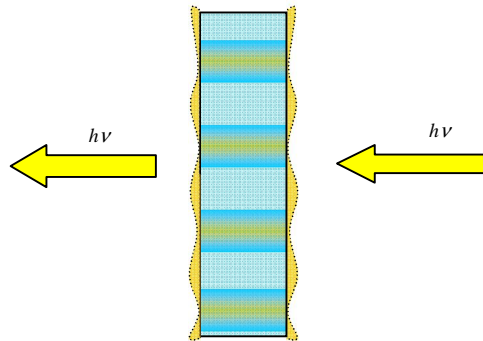


$$k_{\parallel}^2 c_0^2 = \omega^2 + \frac{1}{\omega_{pl}^2 - \omega^2} \frac{64a^4 \omega^4}{\pi^4 d^4}. \quad (36)$$



Sl. 7 Disperziona relacija vezanih modova na površini efektivnog medijuma (savršeni provodnik sa matricom apertura).

Disperziona relacija vezanih površinskih modova (36) prikazana na Sl. 7 pokazuje da ovakvi modovi imaju osobine nalik na SPP na metal-dielektrik razdvojnoj površi bez gubitaka. Perforirana površina savršenog provodnika imitira plazmonske modove zbog čega se ovi modovi često nazivaju i "lažni" ("*spoof*") plazmoni [21]. Ključna razlika između "*spoof*" i realnih plazmona je mogućnost da se disperziona relacija gotovo u potpunosti kontroliše menjanjem geometrije i materijalnog sastava rupa, uključujući i podešavanje rezonantne frekvencije, zbog čega se ovi modovi često nazivaju i projektovani ("designer") plazmoni [21, 22]. Projektovani plazmoni su karakteristični po tome što lokalizuju polje unutar perturbacija tj. polje se bitno konfinirano unutar rupa i njegov intenzitet se bitno veći za nekoliko redova veličine u odnosu na slobodan prostor.



Sl.8 Mehanizam prekorne optičke transmisije

Ako se dvodimenziona matrica rupa izbuši u realnom materijalu koji može da podržava SPP (npr. u me upovršini metal-dielektrik), difrakciona rešetka koju ine te rupe vrši e sprezanje talasnih vektora SPP i upadnog prostiru eg talasa (37). Ovako pobu eni realni SPP e se prakti no stopiti sa "spoof" plazmonima u jedinstvene hibridne površinske plazmonske modove [21]. Oscilacije elektronske plazme SPP na jednoj strani e se preslikati na drugu stranu preko oscilacija elektronske plazme unutar metala, dok e opti ki deo SPP-a biti "proguran" kroz podtalasne otvore zahvaljuju i "spoof" plazmonima i ponovo se spregnuti sa elektronskim oscilacijama formiraju i SPP sa druge strane, kao što je prikazano na Sl. 8. Ako je metal dovoljno tanak, dolazi do cepanja stanja identitnog kao u slu aju IMI strukture usled sprezanja modova. Kad se upadni svetlosni talas spregne sa hibridnim plazmanskim modom, opti ka energija e biti konvertovana u ovaj plazmanski mod:

$$k_{spp} = k_{upadnogtalasa} + k_{rešetke}. \quad (37)$$

Hibridni modovi sa druge strane sloja se sprežu sa prostiru im modovima i konvertuju opti ku energiju nazad u prostiru i talas [21, 23]. Kako su sve perturbacije indeksa prelamanja u strukturi na podtalasnom nivou, transmisija svetlosti kroz neprozirni sloj materijala (metali u opti koj oblasti) nemogu a je bez posredovanja plazmopskih modova. Ovaj efekat se naziva prekomerna opti ka transmisija (*Extraordinary Optical Transmission - EOT*) [24], a same strukture EOT matrice (nizovi). Za primenu u poboljšanju fotodetektora EOT matrice donose pogodnosti plazmonske lokalizacije polja sa mogu noš u pobude prostiru im svetlosnim talasom kao i potpunom kontrolom nad disperzionom relacijom plazmopskih modova strukture menjanjem geometrije same strukture.

Gledano sa strane difrakcione rešetke koju ini matrica podtalasnih rupa, princip funkcionisanja je suštinski isti kao u slu aju konvencionalne difrakcione rešetke. Upadni talas se razbija na talasi e (*wavelet*) i sa druge strane rekonstruiše interakcijom talasi a. U slu aju EOT matrice kvantovi oscilacija su plazmoni, ali kako je plazmonska disperziona relacija EOT matrice prakti no proizvoljno podesiva geometrijom, uslov koji EOT matrica unosi u pogledu vrednosti talasnih vektora je tako e proizvoljan, što za rezultat ima prakti no proizvoljne prostorne transformacije upadnog talasa. Mogu nost da se plazmonske strukture kao što su EOT matrice upotrebe da proizvoljno

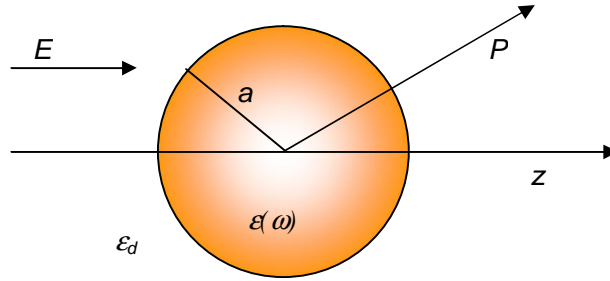
modifikuju prostornu raspodelu svetlosti dovela je do razvoja oblasti transformacione optike [3, 16, 25], gde se prostorna lokalizacija svetlosti može posmatrati kao samo jedna od bezbroj mogućnosti manipulacije svetlosnim talasom.

## 2.2 Lokalizovani površinski plazmoni

Površinski plazmoni polaritoni (SPP) se prostiru na ravni razdvajanja između u plazmanskog materijala i dielektrika. Nasuprot njima oscilacije elektronske plazme unutar plazmonske estice okružene dielektrikom spregnute sa prostirućim EM talasom pod uticajem restorativnih sila zakrivljene površinske estice predstavljaju fundamentalnu neprostiru u plazmonsku ekscitaciju – lokalizovani površinski plazmon polariton. Oblik ovih estica može u opštem slučaju biti proizvoljan, baš kao i raspodela i oblik lokalizovanih modova na njima [26-28]. Najjednostavnija situacija se sreće kada je plazmonska estica sferna.

### 2.2.1 Podtalasne estice

Najpre ćemo razmatrati slučaj estice čija je najveća dimenzija znatno manja od talasne dužine svetlosti u okolnom medijumu. Zbog toga se može pretpostaviti da je elektromagnetsko polje konstantno u celoj zapremini estice i problem se svodi na rešavanje raspodele polja za esticu u elektrostatikom polju. Ovakav pristup se naziva kvazi-statičkom aproksimacija. Harmonijska zavisnost polja od vremena se posle samo doda na rešenja dobijena za elektrostatiki slučaj. Uzmimo sada u obzir homogenu izotropnu sfernuesticu poluprečnika  $a$  u uniformnom elektrostatikom polju  $E = E_0 \hat{e}_z$ , kao što je prikazano na Sl. 9. Okolni medijum je homogeni dielektrik bez gubitaka sa dielektričnom konstantom  $\epsilon_d$ .



Sl.9 Homogena metalna sfera u elektrostatici kom polju.

Za elektrostatici ki pristup rešenja za raspodelu polja se dobijaju iz Laplasove jedna ine za potencijal  $\nabla^2\Phi = 0$ . Zbog simetrije problema rešenja su data kao:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} [A_l r^l + B_l r^{-(l+1)}] P_l(\cos \theta), \quad (38)$$

gde je  $P_l(\cos \theta)$  Ležandrov (Legendre) polinom  $l$ -tog reda, a  $\theta$  je ugao izme u vektora  $r$  u ta ki  $P$  i  $z$  ose. Pošto potencijal mora da bude kona an u izvoru, dobijamo rešenja za potencijal unutar i izvan sfere:

$$\begin{aligned} \Phi_{in}(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos \theta), \\ \Phi_{out}(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} [B_l r^l + C_l r^{-(l+1)}] P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (39)$$

Koeficijenti  $A_l$ ,  $B_l$  i  $C_l$  se odre uju iz grani nih uslova za  $r = a$  i  $r \rightarrow \infty$ . Kako je  $\Phi_{out} \rightarrow -E_0 z = -E_0 r \cos(\theta)$  za  $r \rightarrow \infty$ , to zna i da je  $B_1 = -E_0$  i  $B_l = 0$  za  $l \neq 0$ . Koeficijenti  $A_l$  i  $C_l$  se odre uju na osnovu jednakosti tangencijalnih komponenti elektri nog polja i jednakosti normalnih komponenti polja elektri nog pomeraja za:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial \theta} \Big|_{r=a} &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial \theta} \Big|_{r=a}, \\ -\epsilon \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial r} \Big|_{r=a} &= -\epsilon_d \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial r} \Big|_{r=a}. \end{aligned} \quad (40)$$

Na osnovu grani nih uslova iz (40) dobijamo  $A_l = C_l = 0$  za  $l \neq 0$  i dobijamo vrednosti potencijala:

$$\begin{aligned}\Phi_{in}(r, \theta) &= -\frac{3\epsilon_d}{\epsilon + 2\epsilon_d} E_0 r \cos(\theta), \\ \Phi_{out}(r, \theta) &= -E_0 r \cos(\theta) + \frac{\epsilon - \epsilon_d}{\epsilon + 2\epsilon_d} E_0 a^3 \frac{\cos(\theta)}{r^2}.\end{aligned}\quad (41)$$

Zanimljivo je primetiti da  $\Phi_{out}$  predstavlja superpoziciju spoljašnjeg polja i polja dipola u centru sfere, tako da možemo napisati potencijal izvan sfere preko dipolnog momenta  $p$ :

$$\begin{aligned}\Phi_{out}(r, \theta) &= -E_0 r \cos(\theta) + \frac{p \cdot r}{4\pi\epsilon_0\epsilon_d r^3}, \\ p &= 4\pi\epsilon_0\epsilon_d a^3 \frac{\epsilon - \epsilon_d}{\epsilon + 2\epsilon_d} E_0.\end{aligned}\quad (42)$$

Vidimo da spoljašnje polje indukuje dipolni momenat unutar sfere intenziteta srazmernog sa  $|E_0|$ . Ako uvedemo polarizabilnost  $\alpha$  takvu da je  $p = \epsilon_0\epsilon_d\alpha E_0$ , dobijamo:

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\epsilon - \epsilon_d}{\epsilon + 2\epsilon_d}.\quad (43)$$

Polarizabilnost  $\alpha$  ima rezonantno pojačanje za minimalnu vrednost imenioca, odnosno za slučaj malih gubitaka:

$$\text{Re}[\epsilon(\omega)] = -2\epsilon_d.\quad (44)$$

Relacija (44) je uslov plazmonske rezonancije, a odgovaraju i mod je dipolni površinski plazmon metalne nanoestice odnosno lokalizovani površinski plazmon. Za Drudeovsku nanoesticu u vazduhu uslov plazmonske rezonancije se postiže za  $\omega = \omega_p / \sqrt{3}$ , gde je  $\omega_p$  plazmonska frekvencija drudeovskog materijala. Dodatno, u slučaju da okolni medijum nije vazduh, rezonantna frekvencija se pomera ka nižim frekvencijama (*red shift*) sa povećanjem permitivnosti okolnog medijuma.

Kada ravanski talas  $E(r, t) = E_0 e^{i\omega t}$  naiđe na metalnu nanoesticu, električno polje talasa indukuje oscilujuć i dipolni moment  $p(t) = \epsilon_0\epsilon_d\alpha E_0 e^{i\omega t}$ , gde je polarizabilnost (42) dobijena iz elektrostatikog uslova. Zračenje ovog dipola dovodi do

rasejanja svetlosti na metalnoj sfernoj estici. Izrazimo sada ukupna polja u radijacionoj zoni dipola:

$$\begin{aligned} E_{in} &= -\frac{3\varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d} E_0, \\ E_{out} &= E_0 + \frac{3n(n \cdot p) - p}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_d r^3}, \end{aligned} \quad (45)$$

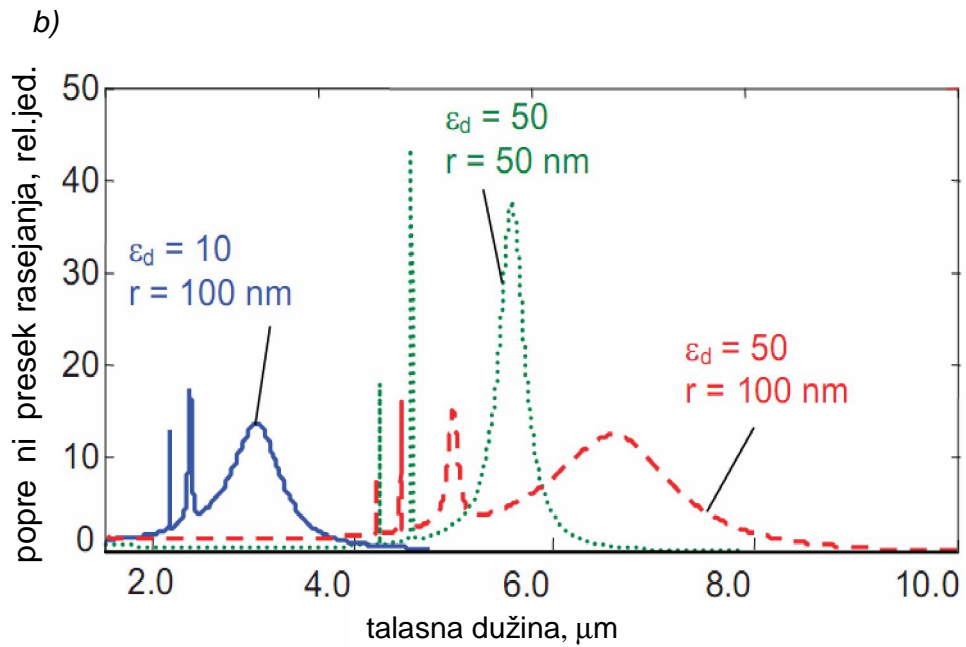
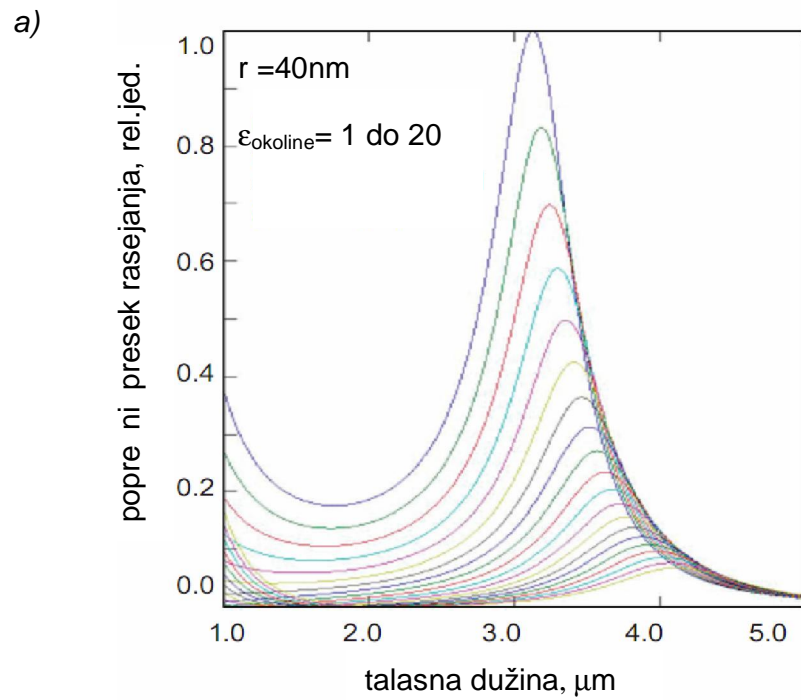
gde je  $k = 2\pi/\lambda$  i  $n$  je jedini ni vektor u pravcu ta ke od interesa P (Sl.12). Zna ajnije je odrediti na koji na in rezonantno poja anje polarizabilnosti uti e na efikasnost rasejanja i apsorpcije svetlosti na metalnoj sfernoj estici. Odgovaraju i efektivni preseki za rasejanje i apsorpciju  $C_{sca}$  i  $C_{abs}$  mogu se izra unati na osnovu Pointingovog vektora za ukupna polja u radijacionoj zoni nano estice data sa (45):

$$\begin{aligned} C_{sca} &= \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + \varepsilon_d} \right|^2, \\ C_{abs} &= k \operatorname{Im}[\alpha] = 4\pi k a^3 \operatorname{Im} \left[ \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + \varepsilon_d} \right]. \end{aligned} \quad (46)$$

Za male estice, efikasnost apsorpcije koja je proporcionalna sa  $a^3$  dominantna je u odnosu na efikasnost rasejanja koje je proporcionalno sa  $a^6$ . Izrazi za efektivne preseke rasejanja i apsorpcije (46) važe za sve podtalasne sferne estice bez obzira na to da li se radi o metalu ili dielektriku. Me utim, za metalne estice rasejanje i apsorpcija su rezonantno poja ani kada je postignut uslov plazmonske rezonancije (44). Za sferu zapremine  $V$  i dielektri ne permitivnosti  $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$  u okviru kvazi-stati ke aproksimacije presek ekstinkcije  $C_{ext} = C_{sca} + C_{abs}$  je:

$$C_{ext} = 9 \frac{\omega}{c} \varepsilon_d^{3/2} V \frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_1 + 2\varepsilon_d]^2 + \varepsilon_2^2}. \quad (47)$$

Na Sl. 10 je prikazano rezonantno poja anje rasejanja svetlosti na indijum-kalaj oksidnoj (ITO) nano estici u zavisnosti od dielektri ne permitivnosti okoline.



Sl.10 Rezonantno povečanje efektivnega preseka rasejanja na sfernim ITO nano esticama: a) za konstantnu vrednost polpre nika estice u zavisnosti od dielektri ne permitivnosti okoline. Vrednost permitivnosti menja se od 1 do 20 sa korakom 1 sleva udesno i b) za dve razli ite vrednosti polpre nika estice u razli itim dielektri nim sredinama.

U slučaju da se radi o esticama oblika različitog od sfernog, neophodno je koristiti jednaštinu sa depolarizacionim (ekranizujućim) faktorima. Za elipsoidnu metalnu nanoesticu sa poluosama  $a_i$ ,  $a_j$  i  $a_k$  u dielektričnoj matrici polarizabilnost je [8]:

$$\alpha_{ii} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d (\epsilon_m - \epsilon_d)}{(\epsilon_m - \epsilon_d) L_i + \epsilon_d} a_i a_j a_k, \quad (48)$$

gde je  $L_i$  depolarizacioni faktor:

$$L_i = \int_0^\infty \frac{a_i a_j a_k ds}{2(s + a_i^2)^{3/2} (s + a_j^2)^{1/2} (s + a_k^2)^{1/2}}. \quad (49)$$

Depolarizacioni faktor  $L_i$  zavisi od oblika estice i polarizacije upadne svetlosti u odnosu na osu estice  $a_i$ . Vrednosti za  $L_i$  su između 0 i 1/3 kada je estica izdužena duž  $a_i$  ose, odnosno između 1/3 i 1 kada je estica spljoštena duž  $a_i$  ose. Odmah se može zaključiti da je za sferu  $L_i = 1/3$ . Zbir svih depolarizacionih faktora mora biti jednak jedinici za sve oblike estice.

### 2.2.2 Mieova Teorija

Kvazi-statička aproksimacija važi samo za podtalasne estice. Za estice veće dimenzije dolazi do značajnih faznih promena polja upadnog talasa po celoj zapremini sfere, dok za izuzetno male estice kvazi-statička aproksimacija ne važi jer je srednji slobodni put oscilujućih elektrona značajno veći od dimenzije estice. Gustav Mie je razvio teoriju rasejanja svetlosti na sfernim esticama prema kojoj se unutrašnja i rasejana polja razvijaju u skup ortogonalnih modova opisanih vektorskim harmonicima  $M_{e_{nm}}$  i  $N_{o_{nm}}$  [29], redom:

$$M_{e_{nm}} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} z_n(\rho) \\ -\cos(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} z_n(\rho) \end{pmatrix}, \quad (50.a)$$



$$M_{omn} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} z_n(\rho) \\ -\sin(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\sin\theta} z_n(\rho) \end{pmatrix}, \quad (50.b)$$

$$N_{enm} = \begin{pmatrix} \cos(m\varphi) \cdot n(n+1) \cdot P_{nm}(\cos\theta) \frac{z_n(\rho)}{\rho} \\ \cos(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \\ -\sin(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \end{pmatrix}, \quad (50.c)$$

$$N_{onm} = \begin{pmatrix} \sin(m\varphi) \cdot n(n+1) \cdot P_{nm}(\cos\theta) \frac{z_n(\rho)}{\rho} \\ \sin(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \\ \cos(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \end{pmatrix}, \quad (50.d)$$

gde su  $n=0,1,2,\dots$  i  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm n$ , indeksi  $e$  i  $o$  oznaavaju parnu i neparnu simetriju vektorskih harmonika,  $\rho = k \cdot r$  je projekcija talasnog vektora u radijalnom pravcu,  $P_{nm}(\cos\theta)$  su pridruženi Ležandrovi polinomi,  $z_n$  je bilo koja od četiri sferne Beselove (Bessel) funkcije (sferna Beselova, sferna Nojmanova (Neumann), sferna Hankelova (Hankel) prve ili druge vrste) [29, 30]. Za TM polarizaciju ne postoji radijalna komponenta magnetnog polja  $H_r=0$ , ekvivalentno za TE polarizaciju ne postoji radijalna komponenta elektri nog polja  $E_r=0$ . Usled sferne simetrije estice mogu e je ograni iti rešenja za vektorske harmonike na  $m=\pm l$  tj. arbitrarno se uzima da je pravac prostiranja upadne svetlosti duž  $z$  ose.

Kompleksni indeks prelamanja estice je  $n_p$ , dodatno se podrazumeva da je indeks prelamanja okoline  $n_d$  isklju ivo realan (bez gubitaka). Talasni vektori u okolnom dielektriku i estici su  $k_d$  odnosno  $k_p$ . Rešenja za rasejanje talasa na sfernoj estici mogu se napisati u obliku linerne kombinacije polja nezavisnih radijativnih multipola  $n$ -tog reda.

Upadni talas:

$$\begin{aligned}
 E_{inc} &= E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [M_{on1}^{(I)}(k_d) - iN_{en1}^{(I)}(k_d)] \\
 H_{inc} &= \frac{-k_d E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [M_{en1}^{(I)}(k_d) + iN_{on1}^{(I)}(k_d)]
 \end{aligned} \tag{51}$$

Rasejani talas:

$$\begin{aligned}
 E_{sca} &= -E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [b_n M_{on1}^{(III)}(k_d) - i a_n N_{en1}^{(III)}(k_d)] \\
 H_{sca} &= \frac{k_d E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [a_n M_{en1}^{(III)}(k_d) + i b_n N_{on1}^{(III)}(k_d)]
 \end{aligned} \tag{52}$$

Talas unutar estice:

$$\begin{aligned}
 E_1 &= E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [\beta_n^1 M_{on1}^{(I)}(k_p) - i \alpha_n^1 N_{en1}^{(I)}(k_p)] \\
 H_1 &= \frac{-k_p E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [\alpha_n^1 M_{en1}^{(I)}(k_p) + i \beta_n^1 N_{on1}^{(I)}(k_p)]
 \end{aligned} \tag{53}$$

Gornji indeks u vektorskim harmonicima odreduje tip sferne Beselove funkcije u (50), (I) označava sfernu Beselovu funkciju, (III) označava Hankelovu funkciju prve vrste. U slučaju frekventno zavisnog kompleksnog indeksa prelamanja estice za rasejana polja koriste se Hankelove funkcije druge vrste. Koeficijenti razvoja polja unutar estice i rasejanog talasa  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $\alpha_n$  i  $\beta_n$  se dobijaju iz Maksvelovih graničnih uslova za sfernuesticu polupre nika  $R$ :

$$\begin{aligned}
 (E_{inc} + E_{sca}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R} &= E_1 \times \mathbf{r} \Big|_{r=R}, \\
 (H_{inc} + H_{sca}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R} &= E_1 \times \mathbf{r} \Big|_{r=R}.
 \end{aligned} \tag{54}$$

Poprečni preseki rasejanja i ekstinkcije se mogu dobiti integracijom protoka energije po površini sfere koncentrične samoj estici polupre nika  $R_c \geq R$  i normiranjem intenziteta upadne svetlosti[29]:

$$C_{ext} = -\frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ \begin{array}{l} \text{Re}(a_n + b_n) \cdot \text{Im} \left[ \begin{array}{l} \xi_n(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \\ -\xi_n'(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \end{array} \right] \\ + \text{Im}(a_n + b_n) \cdot \text{Re} \left[ \begin{array}{l} \xi_n(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \\ -\xi_n'(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \end{array} \right] \end{array} \right\}, \quad (55)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \cdot \text{Im}(\xi_n(k_d R_c) \xi_n^*(k_d R_c)). \quad (56)$$

gde su  $\xi_n$  i  $\psi_n$  Rikati-Beselove (*Riccati*) odnosno Rikati-Hankelove funkcije. Koriš enjem osobina specijalnih funkcija [30], relacije (55) i (56) se dodatno mogu pojednostaviti:

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n), \quad (57)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (58)$$

Relacije (57) i (58) ne zavise od sfere integracije i važe i u bliskom i u dalekom polju i za sferne metalne i za dielektri ne estice.

U slu aju odstupanja geometrije estice od sferne, eksplicitna analiti ka rešenja je mogu e dati za sferoide (izdužene i spljoštene). U principu rešenja se dobijaju tako što se vrši preslikavanje sa sfernog ( $r, \theta, \varphi$ ) koordinatnog sistema na elipti ni (sferoidni) ( $\xi, \eta, \varphi$ ) [29, 31]. Koordinata  $\xi$  je definisana kao recipro na vrednost ekscenti nosti sferoida  $e=1-(B^2/A^2)$ , dok je koordinata  $\eta$  definisana kao kosinus polarnog ugla  $\theta$ . Ve a poluosa sferoida u elipti nom koordinatnom sistemu izražena preko polovine žižne razdaljine  $F$  je  $A=F\xi$ , dok je manja poluosa  $B = F\sqrt{\xi^2 - 1}$ .

Za sferoidnu esticu popre ni preseki rasejanja i ekstinkcije su dati kao [29, 31]

$$C_{sca}^{TM,TE} = \frac{\pi}{k_d^2} \text{Re} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{q=m}^{\infty} \prod_{nq}^m \text{Re} [a_{nm}^{TM,TE} (a_{nm}^{TM,TE})^* + b_{nm}^{TM,TE} (b_{nm}^{TM,TE})^*], \quad (58)$$

$$C_{ext}^{TM,TE} = -\frac{4\pi}{k_d^2} \text{Re} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \left[ a_{nm}^{TM,TE} \frac{m}{\sin \xi} S_{nm}(\cos \xi) + b_{nm}^{TM,TE} \frac{\partial S_{nm}(\cos \xi)}{\partial \xi} \right], \quad (60)$$

gde su:

$$\prod_{nq}^m = \begin{cases} 0 \\ \sum_{r=0,1} \frac{2(r+m)(r+m+1)(r+2m)!}{(2r+2m+1)r!} d_r^{nm} d_r^{qm} \end{cases} \begin{matrix} |n-q| \text{ neparno} \\ |n-q| \text{ parno} \end{matrix}, \quad (60)$$

$$S_{nm}(kF, \eta) = \sum d_{nm}^r(kF) P_{m+r,m}(\eta), \quad (61)$$

a koeficijent  $d_r^{nm}$  zadovoljava rekurzivnu relaciju:

$$A_r^m(kF) d_{r+2}^{nm}(kF) + [B_r^m(kF) - \lambda_{nm}(kF)] d_r^{nm}(kF) + C_r^m(kF) d_{r-2}^{nm}(kF), \quad (62)$$

gde su:

$$\begin{aligned} A_r^m(kF) &= \frac{(2m+r+2)(2m+r+1)}{(2m+2r+3)(2m+2r+5)} (kF)^2, \\ B_r^m(kF) &= \frac{2(m+r)(m+r+1) - 2m^2 - 1}{(2m+2r-1)(2m+2r+3)} (kF)^2 + (m+r)(m+r+1), \\ C_r^m(kF) &= \frac{r(r-1)}{(2m+2r-3)(2m+2r-1)} (kF)^2. \end{aligned} \quad (63)$$

Parametari  $\lambda_{nm}(kF)$  su svojstvene vrednosti sferoidnih talasnih funkcija [32].

Sve jedna ine date za rasejanje svetlosti na sferoidima važe za izdužene sferoide, ekvivalentne jedna ine za spljoštene sferoide se dobijaju uvo enjem smene  $kF \rightarrow ikF$  i  $\xi \rightarrow i\xi$  [29].

Rezonantni odziv plazmonske sferne estice zapremine  $V$  emo posmatrati preko polarizabilnosti  $\alpha$  izra unate za prvi TM mod Mieove teorije [8]:

$$\alpha = \frac{1 - \frac{1}{10}(\varepsilon_p + \varepsilon_d)x^2 + O(x^4)}{\left(\frac{1}{3} + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p - \varepsilon_d}\right) - \frac{1}{30}(\varepsilon_p + 10\varepsilon_d)x^2 - i \frac{4\pi^2 \varepsilon_d^{3/2}}{3} \frac{V}{\lambda_0^3} + O(x^4)} V, \quad (63)$$

gde je  $x = \pi R / \lambda_0$  parametar veli ine koji povezuje polupre nik estice sa talasnom dužinom u vakuumu,  $\varepsilon_p$  i  $\varepsilon_d$  su permitivnosti estice odnosno okoline. Rezonantno poja anje rasejanja se dobija za minimum imenioca u (63). Kvadratna zavisnost od  $x$  u

brojiocu predstavlja kašnjenje pobudnog polja po zapremini sfere, što dovodi do pomeranja frekvencije plazmonske rezonancije. Kvadratna zavisnost u imeniocu tako e dovodi do pomeranja rezonantne frekvencije zbog kašnjenja depolarizacionog polja unutar sfere. Za drudeovske materijale rezonancija se pomera ka nižim frekvencijama sa pove anjem estice. Ovo se može objasniti time što sa porastom rastojanja izme u suprotnih naelektrisanja na površini sfere dolazi do smanjenja restorativne sile unutar estice i opadanja rezonantne frekvencije. Kvadratni lan u imeniocu tako e poja ava polarizaciju i smanjuje uticaj apsorpcije u samom materijalu tj. prodiranje polja u esticu je odre eno imaginarnim delom talasnog vektora u estici (gubicima u materijalu). Kako sam koeficijent apsorpcije eksponencijalno raste sa porastom talasne dužine, polje se potiskuje iz estice u okolinu sa pove anjem dimenzija. Me utim, imaginarni lan u imeniocu predstavlja slabljenje rezonancije koja je posledica rekombinacije nosilaca usled zapreminskih rekombinacionih efekata budu i da oni postaju sve dominantniji kako estica napreduje ka zapreminskom materijalu.

### 3 Infracrveni detektori

Infracrveni (IC) detektori konvertuju energiju infracrvenog zračenja nevidljivog za ljudsko oko u druge fizičke veličine koje se efektivno mogu izmeriti. Primena plazmonskih struktura za poboljšanje IC fotodetektora svodi se na povećanje gustine optičkih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora. Fokus disertacije će biti isključivo kvantni (fotonski) fotodetektori (uskozonalni poluprovodni i IC fotodetektori) kod kojih se optička energija IC zračenja konvertuje u električni signal (struju ili napon). Dodatno, razmatranje IC fotodetektora će biti ograničeno na nivo detektorskog elementa tj. pretpostavićemo da je raspodela polja po površini fotodetektora homogena. Od posebnog interesa su IC fotodetektori za transparentne optičke prozore u Zemljinj atmosferi, srednjetalasnu infracrvenu oblast (*medium wavelength infrared – MWIR*) 3-5 $\mu\text{m}$  i dugotalasnu infracrvenu oblast (*long wavelength infrared – LWIR*) 8-14 $\mu\text{m}$ . Osim primene za detekciju objekata u uslovima slabe i nulte vidljivosti, npr. *night vision*, IC fotodetektori u LWIR oblasti imaju dodatnu primenu u detekciji termalnog zračenja ljudskog tela, pošto je maksimum termalne emisije ljudskog organizma u odsustvu vidljive svetlosti na talasnoj dužini od 10,6  $\mu\text{m}$ .

#### 3.1 Osnove IC detektora

Karakteristike IC fotodetektora se mogu opisati nizom parametara (*figures of merit*) [33, 34]. Pojedini parametri kao i njihovo fizičko značenje dati su u Tabeli 1.

Tabela 1 Parametri kvantnog IC detektora

parametar	oznaka	fizičko značenje (definicija)	matematički izraz
Responzivnost, Osetljivost	$R$	Odnos srednje vrednosti kvadrata (rms) izlaznog signala (struja ili napon) fotodetektora i snage upadnog zračenja	$R_v = \frac{U}{P} \left[ \frac{V}{W} \right]$ $R_I = \frac{I}{P} \left[ \frac{A}{W} \right]$

Kvantna efikasnost	$\eta$	Verovatnoća konverzije upadnog fotona u par elektron-šupljina	$\eta = \frac{hc R_l}{q \lambda}$
Fotolektrično pojačanje	$\Gamma$	Broj elektrona koji protiče kroz fotodetektor po jednom upadnom fotonu; odnos vremena života nosilaca i vremena prolaza nosilaca kroz fotodetektor	$\Gamma = \frac{\tau}{T_{tr}}$
Spektralni opseg	$\lambda_{co}$	Talasna dužina posle koje odziv fotodetektora počinje da naglo opada; talasna dužina koja odgovara energiji energetske šupljine	$\lambda_{co} = 1.239 / E_g [\mu m]$
Napon šuma	$V_n$	Srednja vrednost kvadrata izlaznog signala (struja ili napon) za određeni frekventni opseg u odsustvu ekscitacije	$V_n = U / \Delta f \left[ \frac{V}{Hz^{1/2}} \right]$
Struja šuma	$I_n$		$I_n = I / \Delta f \left[ \frac{A}{Hz^{1/2}} \right]$
Snaga ekvivalentna šumu	$NEP$	Snaga upadnog zračenja koja izaziva izlazni signal fotodetektora ekvivalentan šumu fotodetektora; minimalni upadni fluks koji fotodetektor može da detektuje	$NEP = \frac{V_n, I_n}{R_v, R_l} \left[ \frac{W}{Hz^{1/2}} \right]$
Detektivnost	$D$	Recipročna vrednost snage ekvivalentne šumu	$D = \frac{1}{NEP} \left[ \frac{Hz^{1/2}}{W} \right]$

Specifi na detektivnost	$D^*$	Odnos signala i šuma izra unat za upadnu snagu od 1 W po površini od 1 cm <sup>2</sup> u intervalu frekvencije od 1 Hz	$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} \left[ \frac{cmHz^{1/2}}{W} \right]$
D sa dve zvezde	$D^{**}$	Specifi na detektivnost po prostornom uglu	$D^{**} = D^* \sin(\theta) \left[ \frac{cmHz^{1/2} sterad^{1/2}}{W} \right]$
Vreme prelaza	$T_{tr}$	Srednje vreme neophodno nosiocima da pro u kroz aktivnu oblast fotodetektora dužine $L$ pod uticajem polja; obrnuto proporcionalna promenjenom polju i pokretljivosti nosilaca	$T_{tr} = L^2 / \mu V [s]$
Vreme života nosilaca	$\tau$	Srednje vreme rekombinacije nosilaca	$\tau = \Delta n / \Delta g [s]$
Vreme odziva	$\tau_R$	Vreme za koje odziv fotodetektora dostigne (1-1/e) maksimalnog odziva pri pobudi Hevisajdovom funkcijom upadnog zra enja; vreme za koje izlazni signal fotodetektora opadne na 0.37 maksimalne vrednosti kad se pobuda ugasi	$V = \frac{V_0}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_R)^2}}$
Propusni opseg, cutoff frekvencija, frekvencija	$f_{3dB}$	U estanost prostoperiodi ne pobude za koju odziv fotodetektora opadne na 0.707 maksimalne vrednosti;	$f_{3dB} = 1 / 4\tau_R [Hz]$



odsecanja		slabljenje izlaznog signala od 3 dB	
Propusni opseg detektivnosti	$f^*$	U estanost na kojoj specifi na detektivnost opadne za 3 dB	$D^*(f^*) \approx 0,707 D_{\max}^*(f)$
Proizvod specifi ne detektivnosti i frekvencije odsecanja	$D^*f^*$	Specifi na detektivnost fotodetektora proširena da uzima u obzir sve faktore koji uti u na performanse fotodetektora	$D^* f^* \left[ \frac{cmHz^{3/2}}{W} \right]$

Specifi na detektivnost  $D^*$  se esto uzima kao glavni parametar kvaliteta fotodetektora jer u sebi sadrži sve informacije o odzivu fotodetektora na odre enoj talasnoj dužini. Za fotoprovodne detektore na osnovu fundamentalne jedna ine fotoprovodnosti [34, 35] specifi na detektivnost se može napisati kao:

$$D^* = \frac{q}{hc} (\eta \eta_{ext}) \lambda \sqrt{A} \Gamma \left( \frac{I_n}{\sqrt{\Delta f}} \right)^{-1}, \quad (64)$$

gde je  $q$  elementarno naelektrisanje,  $h$  je Plankova konstanta,  $c$  brzina svetlosti u vakuumu,  $\eta$  kvantna efikasnost (unutrašnja),  $A$  je površina aktivne oblasti,  $I_n$  je struja šuma. Ovako napisana specifi na detektivnost eksplicitno uzima u obzir spoljašnju kvantnu efikasnost  $\eta_{ext}$ . Generalno spoljašnja kvantna efikasnost ima jedini nu vrednost, nije posledica unutrašnjih procesa u fotodetektoru i esto se uzima implicitno. Situacija se zna ajno menja u slu aju primene plazmonske lokalizacije, gde pove anje gustine opti kih stanja u aktivnoj oblasti rezultuje u efektivnim vrednostima spoljašnje kvantne efikasnosti ve im od jedini ne. Za fotoprovodne detektore izraz za unutrašnju kvantnu efikasnost je dat sa [36]:

$$\eta = \frac{1 - R_1}{(\alpha^2 L_a^2 - 1)(1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha d})} \{F(\alpha, S_1, S_2) - R_2 e^{-2\alpha d} F(-\alpha, S_1, S_2)\}. \quad (65)$$

Faktor  $F$  je

$$F(\alpha, S_1, S_2) = \left( \alpha L_a - \frac{L_a S_1}{D_a} \left[ \sinh\left(\frac{d}{L_a}\right) + \frac{L_a S_2}{D_a} \left( \cosh\left(\frac{d}{L_a}\right) - 1 \right) \right] \right), \quad (66)$$

gde je  $d$  debljina aktivne oblasti fotodetektora,  $\alpha$  je koeficijent apsorpcije aktivne oblasti,  $R_1$  i  $R_2$  su koeficijenti refleksije na stranama fotodetektora na kojima svetlost ulazi odnosno izlazi iz fotodetektora,  $S_1$  i  $S_2$  su površinske brzine rekombinacije na ulaznoj odnosno izlaznoj strani,  $L_a = \sqrt{D_a \tau}$  je ambipolarna difuziona dužina, gde je  $D_a$  ambipolarni koeficijent difuzije.

Ako se zanemare površinske rekombinacije stanja, izraz za kvantnu efikasnost se pojednostavljuje:

$$\eta = \frac{(1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d})(1 + R_2 e^{-\alpha d})}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha d}}. \quad (67)$$

U slučaju da nema refleksije na upadnoj i izlaznoj površini fotodetektora, izraz za kvantnu efikasnost postaje:

$$\eta = 1 - e^{-\alpha d}. \quad (68)$$

U slučaju fotonaponskih detektora kvantna efikasnost  $n$ -dela p-n spoja je [34, 37, 38]:

$$\eta_n = \frac{1 - R_1}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha H_d}} \{F_n(\alpha) - R_2 e^{-2\alpha H_d} F_n(-\alpha)\}, \quad (69)$$

gde je:

$$F_n(\alpha) = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \left( \alpha L_n - \frac{d \left[ \frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) \right]}{d(H'/L_n)} + \left( \alpha L_n - \frac{S_n L_n}{D_n} \right) e^{-\alpha H'} \right), \quad (70)$$

gde je  $x_j$  položaj spoja ra unat od  $n$  strane,  $w$  je širina zone osiromašenja,  $H'$  je širina  $p$  strane spoja,  $H_d$  je ukupna debljina fotodetektora,  $L_n$  je difuziona dužina elektrona,  $D_n$  je difuziona konstanta elektrona.

Kvantna efikasnost zone osiromašenja je:

$$\eta_w = \frac{1 - R_1}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha H_d}} \{F_w - R_2 e^{-2\alpha H_d} F_w\}, \quad (71)$$

gde je:

$$F_w(\alpha) = e^{-\alpha x_j} (1 - e^{\alpha w}), \quad (72)$$

kvantna efikasnost p strane p-n spoja:

$$\eta_p = \frac{1 - R_1}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha H_d}} \{F_p(\alpha) - R_2 e^{-2\alpha H_d} F_p(-\alpha)\}, \quad (73)$$

gde je:

$$F_p(\alpha) = \frac{\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left( \frac{\left( \alpha L_p + \frac{S_p L_p}{D_p} \right) e^{-\alpha x_j} \left[ \frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{x_j}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{x_j}{L_n}\right) \right]}{d(x_j / L_n)} - \alpha L_p e^{-\alpha x_j} \right) \cdot \left( \frac{S_p L_p}{D_p} \sinh\left(\frac{x_j}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{x_j}{L_p}\right) \right). \quad (74)$$

Ukupna kvantna efikasnost fotonaponskog detektora je:

$$\eta = \frac{\eta_p + \eta_n + \eta_w}{1 - R_1}. \quad (75)$$

Optička generacija nosilaca je onda proporcionalna kvantnoj efikasnosti[39]:

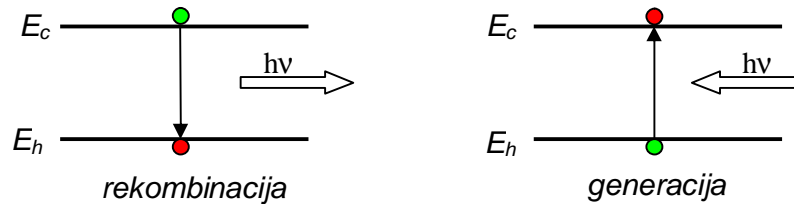
$$G_{opt} = A_0 \Phi \eta, \quad (76)$$

gde je  $A_0$  površina aktivne oblasti, a  $\Phi$  je upadni fluks fotona.

Generacija i rekombinacija (g-r) nosilaca u poluprovodniku su fundamentalni procesi odgovorni za odziv kvantnih fotodetektora. Površinski rekombinativni procesi se esto ukljuuju u samu kvantnu efikasnost fotodetektora kao što je prikazano za fotoprovodne i fotovoltai ne detektore. Osnovni zapreminski g-r procesi u poluprovodni kim fotodetektorima su radijativni, Ožeov i Šokli-Ridov.

### 3.2 Radijativni g-r procesi

Radijativni procesi su me uzonski procesi koji obuhvataju generaciju parova elektron-šupljina upadnim zra enjem, kao i inverzni proces rekombinacije nosilaca uz osloba anje fotona, kao što je prikazano na Sl.11.



Sl.11 Radijativni g-r procesi. Elektroni su obeleženi zelenom, a šupljine crvenom bojom.

U termodinami koj ravnoteži (TDR) brzina radijativne generacije nosilaca je:

$$G_{r,0} = \int_{\nu_{co}}^{\infty} W(\nu) \frac{\rho(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (77)$$

gde je  $\nu_{co}$  frekvencija odsecanja, a  $W(\nu)$  je verovatno a apsorpcije fotona:

$$W(\nu) = \alpha(\nu) \frac{c}{n_{ref}(\nu)}, \quad (78)$$

dok je  $n_{ref}(\nu)$  realni deo indeksa prelamanja poluprovodni kog materijala detektora.

Gustina energije je data Plankovim zakonom:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3(\nu)}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1}. \quad (79)$$

U neravnotežnom stanju brzina rekombinacije je određena natkoncentracijama nosilaca  $n=n_0+\Delta n$  i  $p=p_0+\Delta p$ :

$$G_r = \frac{np}{n_i^2} G_{r0}, \quad (80)$$

Za male vrednosti natkoncentracija  $(\Delta n, \Delta p) \ll (n, p)$  odstupanje brzine generacije od ravnotežnog stanja je dato sa:

$$\Delta G_r = G_r - G_{r0} = \frac{\Delta n p_0 + \Delta p n_0 + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0} G_{r0}. \quad (81)$$

Za  $\Delta n = \Delta p$  radijativno vreme života nosilaca je:

$$\tau_r = \frac{n_i^2}{G_{r0}(n_0 + p_0 + \Delta n)}, \quad (82)$$

gde je  $n_i^2 = n_0 p_0$ .

Prilikom rekombinacije nosilaca unutar fotodetektora postoji šansa da se oslobodi neki foton ponovo apsorbira, tako da se brzina rekombinacije uzima u obzir reapsorpciju može napisati kao:

$$R_r = \frac{np}{n_i^2} R_{r0} P_E, \quad (83)$$

gde je  $P_E$  verovatnoća da foton dobijen rekombinacijom napusti uzorak (foton nije reapsorbovan).

Iz uslova jednakosti brzine generacije i rekombinacije u TDR može se odrediti ravnotežna verovatnoća generacije fotona  $P_{E0}$ . Za mala odstupanja od ravnotežnog stanja uzima se da je promena verovatnoće generacije fotona zanemarljiva,  $P_E \approx P_{E0}$ . Razlika između brzine generacije i rekombinacije predstavlja efektivnu brzinu generacije nosilaca:

$$g_{rad} = G_r - R_r = \left( \frac{np}{n_i^2} - 1 \right) \frac{c}{4n_{ref}^3 d} q_0(\nu) P_A(\nu), \quad (84)$$

gde je  $q_0$  gustina fotona u TDR pod uslovom da su dimenzije detektora zna ajno ve e od talasne dužine svetlosti:

$$q_0(\nu) = \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3}{c^3 \left( e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1 \right)}. \quad (85)$$

Verovatno a apsorpcije fotona uzimaju i u obzir refleksiju na obe strane fotodetektora data je sa:

$$P_A = \frac{1 - e^{-\alpha d}}{1 - R_1 R_2 e^{-\alpha d}} \left[ 2 - (R_1 + R_2)(1 - e^{-\alpha d}) - 2R_1 R_2 e^{-\alpha d} \right]. \quad (86)$$

Radijativno vreme života nosilaca uzimaju i u obzir reapsorpciju je sada:

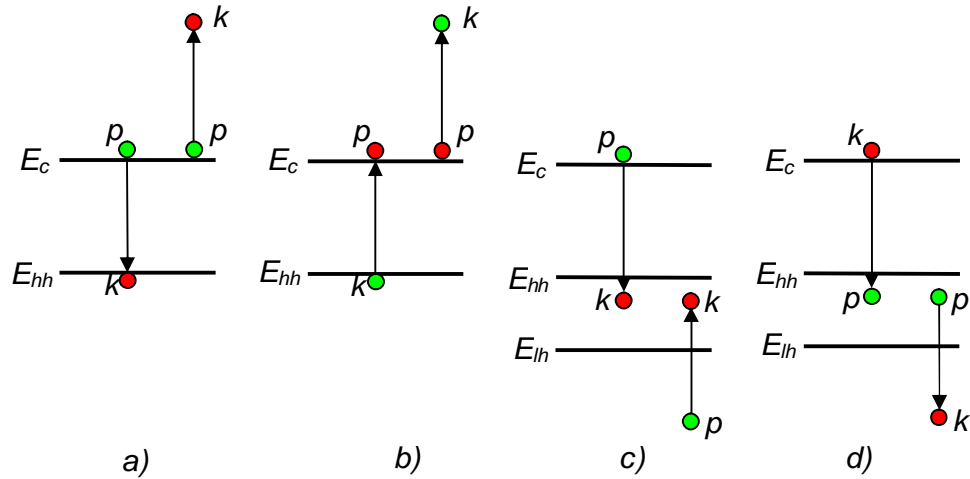
$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{g_{rad}}{\Delta n} = \frac{n_0 + p_0}{n_i^2} \frac{c}{d} \int_{E_g/h}^{+\infty} \frac{1}{4n_{ref}^3} \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3}{c^3 \left( e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1 \right)} P_A(\nu) d\nu. \quad (87)$$

### 3.3 Ožeovi g-r procesi

Ožeovi procesi (Ožeova rekombinacija i udarna jonizacija) su neradijativni tro esti ni me uzonski g-r procesi. Naime energija oslobo ena interakcijom dve estice (elektrona i šupljine) se ne manifestuje u formi fotona ve u formi ekscitacije tre e estice na više energetska stanje. Deset osnovnih Ožeovih procesa je definisano za poluprovodnik sa jednom provodnom, jednom zonom teških šupljina i jednom zonom lakih šupljina [40], kao i sedamdeset sekundarnih Ožeovih procesa kada se uzmu u obzir fononska stanja, ne isto e i lokalizovana stanja [40, 41].

Za uskozonalne poluprovodnike sa direktnim energetskim procepom kao što su živa kadmijum telurid i indijum antimonid dominantni Ožeovi procesi su prvi Ožeov

proces (CCCH) i sedmi Ožeov proces (CHHL), prikazani na Sl.12. Oznake procesa obeležavaju zone u kojima su nosioci koji u estvuju u procesima: C – provodna zona, H – zona teških šupljina, L – zona lakih šupljina, S - zona otcepljena usled spin orbitne interakcije.



Sl.12 Prosesi Ožeove rekombinacije i udarne jonizacije,  $p$  označavaju početna stanja, a  $k$  označavaju krajnja stanja, elektroni su obeleženi zelenom, a šupljine crvenom bojom: a) CCCH proces rekombinacije i b) njemu inverzni proces udarne jonizacije, c) CHHL proces i d) njemu inverzni proces udarne jonizacije.

Energije praga prvog i sedmog Ožeovog procesa (Ože 1 i Ože 7) su najniže i time su ova dva procesa najverovatnija i imaju najveći udeo u neradijativnim g-r procesima. U Ože 1 rekombinaciji kulonske interakcije između dva elektrona u provodnoj zoni dovode do rekombinacije jednog elektrona sa šupljinom u zoni teških šupljina, što je praćeno ekscitacijom drugog elektrona na više energetska stanje u provodnoj zoni, da bi se ekscitovani elektron najzad vratio u prvobitno stanje uz oslobađanje fonona. U Ože 7 rekombinaciji, rekombinacija elektrona iz provodne zone i šupljine iz zone teških šupljina dovodi do ekscitacije elektrona iz zone lakih šupljina koji se rekombinuje sa drugom šupljinom iz zone teških šupljina. U inverznim procesima udarne jonizacije u Ože 1 procesu elektron sudarom generiše par elektron-šupljina, dok u Ože 7 procesu laka šupljina sudarom generiše par elektron - teška šupljina. Ože 1 proces je dominantan u poluprovodnicima n-tipa, dok je Ože 7 proces dominantan u uskozonalnim poluprovodnicima p-tipa.

Kako proces podrazumeva dva elektrona i šupljinu, neravnotežna brzina Ožeove rekombinacije u zavisnosti od TDR brzine rekombinacije za prvi Ožeov proces se može izraziti kao:

$$R_{O1} = \frac{n^2 p}{n_i^3} R_{O1}^i . \quad (88)$$

Po istom principu brzina Ožeove generacije (udarna jonizacija) je proporcionalna koncentraciji elektrona:

$$G_{O1} = \frac{n}{n_i} G_{O1}^i . \quad (89)$$

Ekvivalentno ovome, za sedmi Ožeov proces u kom u estvuju dve šupljine i elektron brzina rekombinacije se može napisati kao:

$$R_{O7} = \frac{p^2 n}{n_i^3} R_{O1}^i . \quad (90)$$

Verovatno a prelaza  $T_{if}$  u prvom Ožeovom procesu (Sl.12) za nedegerisani poluprovodnik dobija se kao kvadrat modula matri nog elementa operatora perturbacije. Operator perturbacije ima oblik ekranizovanog Kulonovog potencijala (interakcija dva elektrona)[40]:

$$T_{if} = \frac{2q^4 t^2}{V^2 \hbar^2 \epsilon_0^2 \epsilon_r^2} \left\{ \left[ \frac{F_1 F_2}{\lambda_D^2 + k_g^2} - \frac{F_3 F_4}{\lambda_D^2 + k_h^2} \right]^2 + \left[ \frac{F_1 F_2}{\lambda_D^2 + k_g^2} \right]^2 + \left[ \frac{F_3 F_4}{\lambda_D^2 + k_h^2} \right]^2 \right\} \\ \times \frac{1 - \cos \omega_{fi} t}{(\omega_{fi} t)^2} \delta(k_1 + k_2 - k_{1'} - k_{2'}), \quad (91)$$

gde je  $V$  zapremina,  $t$  je vreme,  $\omega_{fi} = |E_f - E_i|/\hbar$  je ugaona frekvencija koja odgovara energetskej razlici izme u po etnog stanja  $i$  i krajnjeg stanja  $f$ ,  $\mathbf{k}_j$  su talasni vektori nosilaca u  $j$ -om stanju ( $j = 1, 2, 1', 2'$ ),  $\mathbf{k}_g = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_{1'}$ ,  $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{2'}$ ,  $F_1, F_2, F_3$  i  $F_4$  su integrali preklapanja anvelopa Blohovih funkcija stanja  $1-1', 2-2', 1-2', 2-1'$  respektivno,  $\lambda_D$  je Debajeva dužina ekranizovanog Kulonovog potencijala.



Ožeovo vreme života nosilaca se onda može izraziti kao:

$$\tau_{O1} = \frac{\Delta n}{\Delta G_{O1}} = \frac{\Delta n V t}{P_{O1}}, \quad (92)$$

gde je  $P_{O1}$  ukupna verovatno a prelaza dobijena integracijom matri nog elementa  $T_{if}$  za sve vrednosti talasnih vektora uzimaju i u obzir verovatno u da su po etna stanja popunjena  $w_j$ , odnosno krajna stanja slobodna  $1-w_j$ :

$$P_{O1} = \int T_{if} (w_1 w_2 w_1' w_2' - (1-w_1)(1-w_2)(1-w_1')(1-w_2')) dk. \quad (93)$$

Odnos ravnotežnog vremena života nosilaca prvog i sedmog Ožeovog procesa se aproksimativno može izraziti preko energije praga  $E_T$ , tj. minimalne energije neophodne da se otpo ne proces udarne jonizacije:

$$\gamma = \frac{\tau_{O1}}{\tau_{O7}} = 2 \frac{m_n(E_T) 1-5/(4E_T/k_b T)}{m_0 1-3/(2E_T/k_b T)}, \quad (94)$$

gde je energija praga:

$$E_T = \frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} E_g, \quad (95)$$

$m_n$  i  $m_p$  su redom efektivne mase elektrona odnosno šupljina,  $E_g$  je energija energetskog procepa.

Ukupno Ožeovo vreme života nosilaca za prvi i sedmi proces je dato sa:

$$\tau_O = \frac{\tau_{O1} \tau_{O7}}{\tau_{O1} + \tau_{O7}}. \quad (96)$$

U slu aju degenerisanih poluprovodnika materijal se može predstaviti kao efektivni materijal sa proširenim energetskim procepom i u ovom slu aju energija praga postaje [42]:

$$E_T = \frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} (E_g + E_{fn} - 4k_b T), \quad (97)$$

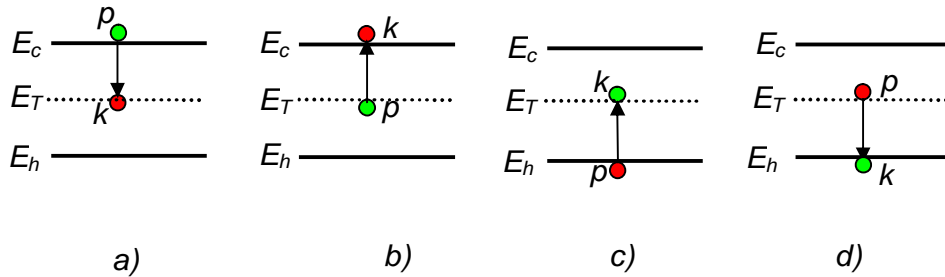
gde je  $E_{fn}$  kvazi Fermijev nivo za elektrone.

Sada je ravnotežno vreme života nosilaca za prvi Ožeov proces u degenerisanom materijalu:

$$\tau_{O1}^{i \text{ deg}} = \tau_{O1}^i \left( \frac{E_g + E_{fn} - 4k_b T}{E_g} \right)^{3/2} e^{\frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} \left( \frac{E_{fn} - 4k_b T}{k_b T} \right)}. \quad (98)$$

### 3.3 Šokli-Ridovi g-r procesi

Za razliku od radijativnih i Ožeovih procesa, Šokli-Ridovi (Š-R) procesi nisu fundamentalna posledica zonalne strukture poluprovodnika, ve su posledica postojanja energetskih nivoa (klopki) usled ne isto a i defekata u strukturi poluprovodnika. Akceptorski energetski nivoi "hvataju" elektrone, dok donorski energetski nivoi "hvataju" šupline ili u zavisnosti od popunjenosti zamke otpuštaju odgovaraju e nosioce.



Sl.13 Šokli-Ridovi g-r procesi: a) hvatanje elektrona u klopku iz provodne zone, b) otpuštanje elektrona iz klopke u provodnu zonu, c) hvatanje šupljine u klopku iz valentne zone i d) otpuštanje šupljine iz kopke u valentnu zonu.

Klopka opisana enegretskim stanjem  $E_T$  izme u provodne i valentne zone (Sl.13) može da uhvati elektron iz provodne zone (rekombinacija) ili da termalnom emisijom otpusti elektron u provodnu zonu (generacija), tako e stanje  $E_T$  može da uhvati elektron iz valentne zone (generacija šupljine) ili ga otpusti u valentnu zonu (rekombinacija šupljine). U zavisnosti od tipa klopki energija oslobo ena prilikom

prelaza može biti oslobođena u vidu kvanta energije zračenja (fotoni) ili oscilacija kristalne rešetke (fononi). Brzina rekombinacije elektrona usled Š-R procesa je data sa:

$$R_{SR} = (1 - f_t) N_t \int_{E_c}^{\infty} C_{SR} N(E) f_c dE = \alpha_n N_t (1 - f_t) n, \quad (99)$$

gde su  $f_i$  i  $f_c$  Fermijeve funkcije verovatnoće zauzetosti stanja klopke odnosno stanja u provodnoj zoni,  $N(E)dE$  je koncentracija elektrona u energetsom intervalu  $dE$ ,  $N_t$  je koncentracija praznih zamki,  $C_{SR} = \langle \sigma_n v_n \rangle$  je srednja vrednost verovatnoće hvatanja elektrona u klopku za energetski interval  $dE$  po jedinici vremena,  $v_n$  je termalna brzina elektrona,  $\sigma_n$  je eksperimentalno određeni efektivni poprečni presek hvatanja elektrona u klopku. Jedna ina (99) se može napisati u sličnoj formi za šupljine korišćenjem parametara šupljina (definisanih na isti način kao za elektrone) i valentne umesto provodne zone. Ovde je  $\alpha$  koeficijent hvatanja nosilaca u klopku:

$$\alpha_n = \sigma_n v_n, \quad \alpha_p = \sigma_p v_p, \quad (100)$$

Brzina generacije elektrona proporcionalna je koncentraciji popunjenih klopki:

$$G_{SR} = \beta_n N_t f_t, \quad (101)$$

gde je  $\beta_n$  koeficijent emisije elektrona:

$$\beta_n = \alpha_n N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}. \quad (102)$$

U slučaju preklapanja Fermijevog nivoa i energetske nivoa klopke koncentracije nosilaca u TDR su:

$$n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}, \quad p_1 = N_v e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}. \quad (103)$$

Iz uslova za TDR dobija se funkcija verovatnoće zauzetosti klopke:

$$f_t = \frac{\alpha_n n_1 + \alpha_p p_1}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}. \quad (104)$$

Vremena života nosilaca koja odgovaraju praznim klopama za elektrone, odnosno popunjenim klopama za šupljine su:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\alpha_n N_t} = \frac{1}{\sigma_n v_n N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p N_t} = \frac{1}{\sigma_p v_p N_t} \quad . \quad (105)$$

Ukupne brzine generacije i rekombinacije nosilaca usled Šokli-Ridovih procesa date su sa:

$$G_{\text{SR}} = \alpha_n N_t n_1 f_t = \frac{n_1 f_t}{\tau_{n0}}, \quad R_{\text{SR}} = \alpha_n N_t (1 - f_t) = \frac{n(1 - f_t)}{\tau_{n0}} \quad . \quad (106)$$

U slučaju da natkoncentracije nosilaca nisu identične  $\Delta n - \Delta p \ll \Delta p, \Delta n$  vrši se aditivna popravka funkcije verovatnoće:

$$\delta f_t = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1)p_0\Delta n - \tau_{n0}(p_0 + p_1)n_0\Delta p}{(n_0 + n_1)(p_0 + p_1)[\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1)]} \quad . \quad (107)$$

Natkoncentracije su sada date relacijom:

$$\Delta p = \Delta n \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{p0}}{1 + p_1/p_0}}{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{n0}}{1 + p_0/p_1}} \quad . \quad (108)$$

Neravnotežno vreme života nosilaca usled usled Šokli-Ridovih g-r procesa je dato sa:

$$\tau_{\text{SRn}} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{n0}}{1 + p_1/p_0}}{p_0 + n_0 + \frac{N_t \tau_{n0}}{(1 + p_0/p_1)(1 + p_1/p_0)}} \quad , \quad (109)$$

$$\tau_{\text{SRp}} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{p0}}{1 + p_1/p_0}}{p_0 + n_0 + \frac{N_t \tau_{n0}}{(1 + p_0/p_1)(1 + p_1/p_0)}} \quad .$$

U slu aju postojanja više tipova klopki, tj. više energetske nivoa, vreme života nosilaca se ra una za svaki energetski nivo klopke posebno. Ukupno vreme života nosilaca se onda dobija sumiranjem recipro nih vrednosti svih pojedinih slu ajeva:

$$\frac{1}{\tau_{\check{s}R}} = \sum_k \frac{1}{\tau_{\check{s}R_k}} . \quad (110)$$

### 3.4 Šum IC detektora

Šum u kvantnim fotodetektorima predstavlja stohasti ke promene nivoa izlaznog elektri nog signala izazvano internim fluktuacijama koncentracije i brzine nosilaca. Kako se radi o stohasti kim pojavama, nivo šuma u bilo kom trenutku nije u korelaciji sa nivoom šuma u bilo kom drugom trenutku. Glavni razlog fluktuacije koncentracija nosilaca su g-r procesi u samom fotodetektoru, dok je glavni uzrok fluktuacije brzine nosilaca sama braunovska priroda kretanja nosilaca na temperaturama ve im od apsolutne nule.

Samim tim, šum usled promene brzine nosilaca je uvek prisutan, termalni šum ili Džonson-Nikvistov (Johnson-Nyquist) šum [43, 44] predstavlja mehanizam održavanja TDR u poluprovodniku [45]. Spektralna gustina napona usled termalnog šuma je data sa:

$$S_v(\omega) = 2Rh\nu \cosh(h\nu/k_bT) , \quad (111)$$

u slu aju  $h\nu \ll k_bT$  struja šuma  $I_n$  je data sa:

$$I_n^2 = 4 \frac{k_bT}{R} \Delta f , \quad (112)$$

gde je  $R$  otpornost poluprovodnika. U ovom slu aju termalni šum je "beli" šum tj. šum ima uniformnu spektralnu raspodelu.

Šum usled promene koncentracije nosilaca se esto naziva šum sa me ili Šotkijev šum i posledica je statisti ke prirode prelaza nosilaca izme u energetskih nivoa unutar poluprovodnika kao i diskretne prirode samih nosilaca. Kada su g-r procesi glavni uzrok fluktuacija nosilaca šum se naziva i generaciono-rekombinacioni (g-r) šum. G-R šum je beli šum do *cutoff* frekvencije (recipro na vrednost vremena života slobodnih nosilaca). Za idealan fotoprovodni detektor struja g-r šuma koja nije posledica osvetljenosti fotodtektora je data sa:

$$I_n^2 = 4q^2(|G| + |R|)\Gamma^2 \Delta f \quad , \quad (113)$$

a šum sa me fotovoltai nog detektora (fotodioda):

$$I_n^2 = 2q \left( \frac{I_d}{\beta} e^{\frac{qU}{\beta k_p T}} + 1 \right) \Gamma^2 \Delta f \quad , \quad (114)$$

gde su  $\beta=1$  za idealni p-n spoj i Šotki diodu,  $I_d$  je struja mraka, a  $U$  je primenjeni napon. Ukupne brzine generacije i rekombinacije  $G$  i  $R$  se dobijaju sumiranjem g-r brzina radijativnih, Ožeovih i Šokli-Ridovih procesa [46]:

$$G = G_{rad} + G_{ože} + G_{SR} = \frac{n_i}{2\tau_{ri}} + \frac{n}{2\tau_{o1}^i} + \frac{p}{2\tau_{o7}^i} + \frac{n_1 f_t}{\tau_{n0}} \quad , \quad (115)$$

$$R = R_{rad} + R_{ože} + R_{SR} = \frac{np}{2n_i \tau_{ri}} + \frac{np}{2n_i^2} \left( \frac{n}{\tau_{o1}^i} + \frac{p}{\tau_{o7}^i} \right) + \frac{n(1-f_t)}{\tau_{n0}} \quad . \quad (116)$$

Posebna vrsta šuma koju treba dodatno uzeti u razmatranje je 1/f šum. Smatra se da su fluktuacije signala usled 1/f šumu posledica rasejanja nosilaca na potencijalnim barijerama unutar detektora i na njegovoj površini. Površinski 1/f šum je posledica prelaza nosilaca izme u površinskih stanja i metalnih elektri nih kontakata na fotodetektoru i uglavnom se može minimizovati kvalitetnom izradom Omskih elektri nih kontakata. Struja 1/f šuma data je empirijskom formulom:

$$i_{1/f}^2 = K \frac{\langle i \rangle^{\alpha_{1/f}}}{f^{\beta_{1/f}}} \Delta f \quad , \quad (117)$$

gde su  $K$ ,  $\alpha_{1/f}$  i  $\beta_{1/f}$  numerike konstante, a  $i$  je struja kroz detektor.

Relacija koja opisuje ukupni šum fotodetektora, a važi za fotoprovodne i fotonaponske detektore uz zanemarivanje 1/f šuma je data kao [35]:

$$i_n^2 = uq \left[ q\eta\Phi_b A\Gamma^2 + I_d(V) + \frac{k_b T}{qR_d} \right] \Delta f, \quad (118)$$

gde je  $u=2$  za fotonaponske, odnosno  $u=4$  za fotoprovodne detektore,  $\Gamma$  je fotoelektrično pojačanje,  $\Phi_b$  je optički fluks pozadinskog zračenja,  $A$  je površina aktivne oblasti.

Ukupni šum poluprovodni kog IC detektora za tipične radne uslove predomantno je određen g-r šumom [34]. U slučaju prostorno promenljivih brzina generacije i rekombinacije (zarad jednostavnosti smatramo da je promena samo u jednom prostornom pravcu) ukupna struja šuma za fotoprovodni detektor usled g-r procesa može se napisati kao:

$$I_{g-r}^2 = \frac{2\Delta f}{lwd^2} \int_0^d [|G(x)| + |R(x)|] \left( \frac{dI}{dg_{tot}} \right)^2 dx, \quad (119)$$

gde su  $l$ ,  $w$  i  $d$  dimenzije aktivne oblasti,  $I$  je struja koja protiče kroz fotodetektor, a  $g_{tot}$  se dobija kao razlika ukupnih brzina generacije i rekombinacije datih u (115) i (116). Kada se doda termalni šum, dolazi se do ukupne struje šuma fotoprovodnog IC detektora:

$$I_{Ntot}^2 = \frac{2\Delta f}{lwd^2} \int_0^d [|G(x)| + |R(x)|] \left( \frac{dI}{dg_{tot}} \right)^2 dx + 4 \frac{k_b T}{R_d} \Delta f. \quad (120)$$

### 3.4 Karakteristike $Hg_{1-x}Cd_xTe$ IC fotodetektora

Mogućnost podešavanja elektronske strukture žive kadmijum telurida ( $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ) promenom molarnog udela kadmijuma  $x$  omogućava primenu  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  kao materijala za fotodetektore u praktično celoj infracrvenoj oblasti 1- 30  $\mu m$ . Zajedno sa tehnološkim procesima neophodnim za proizvodnju visokokvalitetnog i jeftinog  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ .

$x\text{Cd}_x\text{Te}$  monokristala dovela je do toga da je materijal prakti no sinonim za IC fotodetekciju [39, 47], pogotovo za dugotalasnu IC oblast i vojne aplikacije. Detaljni opisi elektri nih i opti kih karakteristike  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  kao i tehnoloških procesa izrade mogu se na i u literaturi [39, 48]. Ono što e biti prezentovano u okviru disertacije su relacije neophodne za formiranje analiti kog modela  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  fotodetektora za srednjetalasnu i dugotalasnu IC oblast.

Naj eš e koriš ena relacija u literaturi za zavisnost energetskog procepa od molarnog udela  $x$  i temperature  $T$  je [49]:

$$E_g = -0.302 + 1.93x + 5.53 \cdot 10^{-4} T * (1 - 2x) - 0.81x^2 + 0,832x^3 . \quad (121)$$

Sopstvena koncentracija nosilaca za dati energetski procep (121), molarni udeo i temperaturu je:

$$n_g = (5.585 - 3.82x + 0.001753T - 0.001364xT) \cdot 10^{14} \frac{E_g^{3/4}}{T^{3/2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} . \quad (122)$$

Postoje razli iti analiti ki modeli koeficijenta apsorpcije za  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  razli itih stepena ta nosti [39]. Ovde koristimo slede i model [50]:

$$\alpha = \frac{2^{2/3}}{3\epsilon^{1/3}} \frac{m_0 q^2}{h^2} \left( \frac{m_c m_v}{m_0(m_c + m_v)} \right)^{3/2} \left( 1 + \frac{m_0}{m_c} + \frac{m_0}{m_v} \right) \sqrt{\frac{1}{m_0 c^2} \sqrt{(E - E_g)}} , \quad (123)$$

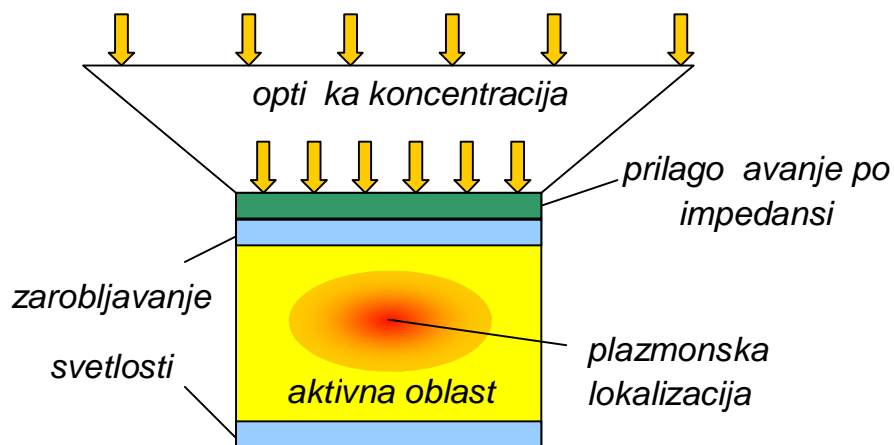
gde je  $m_0$  masa slobodnog elektrona,  $m_c$  je efektivna masa elektrona u provodnoj zoni,  $m_v$  je srednja vrednost masa elektrona u zonama teških i lakih šupljina,  $\epsilon$  je permitivnost materijala,  $q$  je elementarno naelektrisanje i  $E$  je energija upadnog fotona.



## 4. Principi poboljšanja IC fotodetektora

Kroz sva prethodna razmatranja internih procesa kvantnih fotodetektora mogu e je uo iti da se poboljšanju performansi IC fotodetektora može pristupiti na dva, u opštem slu aju, nezavisna na ina. Prvi pristup je opti ki ili ravnotežni pristup i obuhvata manipulaciju opti kim fluksom (*photon management*) bilo refraktivnim, reflektivnim, difraktivnim ili plazmanskim strukturama za pove anje opti ke generacije nosilaca, dok su unutrašnji generaciono-rekombinacioni (g-r) procesi odre eni sastavom materijala i fizi kim dimenzijama fotodetektora [34, 51, 52]. Drugi pristup je neravnotežni i zasniva se na pove anju efektivne temperature nosilaca u odnosu na kristalnu rešetku, što rezultuje neravnotežnom prostornom raspodelom koncentracije nosilaca i time potiskivanjem unutrašnjih g-r procesa budu i da oni zavise od koncentracije nosilaca [11].

Opti ki pristup poboljšanju fotodetektora obuhvata etiri opšte metode za maksimizaciju opti ke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora prikazane na Sl. 14. Opti ka koncentracija naj eš e asociirana sa refraktivnim i difraktivnim opti kim elementima kao što su razni tipovi so iva i Frenelovih zonalnih plo a zasniva se na fokusiranju opti kog fluksa sa fizi ki ve e površine (opti ka površina fotodetektora) na fizi ki manju površinu (elektri na površina fotodetektora) rezultuju i u zna ajno ve em intenzitetu opti kog fluksa koji dolazi do aktivne površine fotodetektora.



Sl. 14 Opti ke metode za poboljšanje fotodetektora

Antirefleksne (AR) strukture postavljaju se na samu osvetljenu površinu fotodetektora da osiguraju da optički fluks koji dospe do fotodetektora prođe u što većoj mjeri u aktivnu oblast fotodetektora. Poluprovodni materijali od kojih su fotodetektori sačinjeni imaju relativno velike indekse prelamanja u poretku sredinom iz koje dolazi svetlosni signal (najčešće vazduh). Zbog toga je koeficijent refleksije površine detektora veliki, pa se veliki deo upadnog optičkog fluksa odbije od površine ukoliko nema antirefleksnih slojeva. Postoje različiti tipovi AR slojeva, pri čemu su verovatno najčešći i jednostruki i višestruki interferentni slojevi [53, 54]. Kod njih se smanjenje u datom spektralnom opsegu postiže nanošenjem slojeva koji destruktivnom interferencijom smanjuju koeficijent refleksije površine. Njihova prednost je jednostavnost izrade, ali im je spektralni opseg relativno uzan. Mnogo bolji izbor su AR slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja koji imaju širok spektralni odziv i omogućuju gotovo idealno prilagođenje po impedansi između detektora i sredine [55, 56]. Gradijentni AR slojevi bi detaljno razmatrani u delu o principima poboljšanja IC detektora.

Treći tip metoda obuhvata povećanje optičkog puta unutar samog fotodetektora, naime optička energija se apsorbuje u materijalu fotodetektora (konverzija optičkog u električni signal) dok svetlost prolazi kroz samu aktivnu oblast gde je brzina konverzije optičke energije u električnu određena koeficijentom apsorpcije samog materijala. U idealnom slučaju dužina optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora treba da bude takva da se sva optička energija absorbuje tj. kvantna efikasnost treba da bude  $\eta=1$ . Najoigledniji pristup ovome bilo bi povećanje debljine aktivne oblasti fotodetektora, ali ovo je loše za IC detektore jer povećanje debljine i time zapremine aktivne oblasti direktno pojačava g-r procese i time podiže nivo šuma detektora. Zbog toga se metode povećanja optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora prevažno baziraju na postizanju višestrukih prolaza svetlosti kroz aktivnu oblast. Najosnovniji pristup obuhvata povećanje koeficijenta refleksije neosvetljene strane fotodetektora postavljanjem reflektivnih struktura kao što su metalna ogledala, tako da se svetlost posle prvog prolaza kroz aktivnu oblast reflektuje unazad i ponovo prođe kroz aktivnu oblast fotodetektora, efektivno udvostručujući optički put kroz aktivnu oblast. Složeniji

pristupi koji omogu avaju višestruke prolaze obuhvataju primenu rezonantnih šupljina kao i promene reljefa površine osvetljene strane fotodetektora radi promene upadnog ugla svetlosti. Kada svetlost pro e kroz reljefnu površinu fotodetektora promeni se pravac prostiranja svetlosti u aktivnoj oblasti. Posle drugog prolaza kroz aktivnu oblast zahvaljuju i reflektivnoj strukturi na suprotnoj strani fotodetektora deo svetlosti koji ponovo nai e na reljefnu površ pod uglom ve im od ugla totalne refleksije bi e vra en nazad u aktivnu oblast. Generalno, metode koje omogu avaju pove anje opti kog puta višestrukim prelazima spadaju u grupu metoda za zarobljavanje svetlosti (*light trapping*).

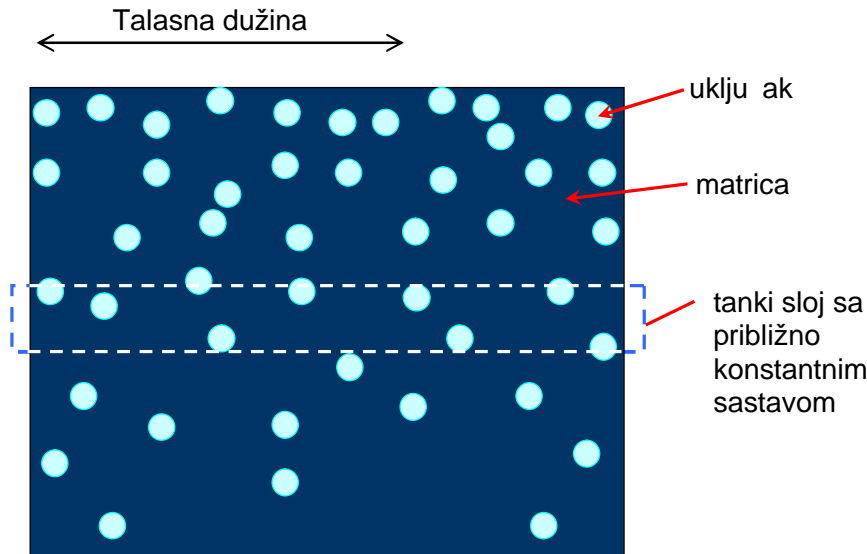
Plazmonske metode za poboljšanje fotodetektora tako e spadaju u metode zarobljavanja svetlosti, ali zbog svog jedinstvenog principa funkcionisanja uzimaju se kao posebna metoda za poboljšanje fotodetektora. Plazmonske metode za poboljšanje fotodetektora e biti tako e detaljno razmotrene u delu o principima poboljšanja fotodetektora.

#### **4.1 Antirefleksni slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja**

Velika prednost antirefleksnih slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja u pore enju sa jednoslojnim ili višeslojnim konvencionalnim AR slojevima je da ne zavise ni od upadnog ugla ni od polarizacije svetlosti [57, 58]. Sam prostorni profil indeksa prelamanja može biti linearan, što je najjednostavniji slu aj, ali može imati bilo kakvu prostornu raspodelu, dokle god je promena indeksa prelamanja monotona, tj. indeks prelamanja AR sloja se menja od indeksa prelamanja podloge (fotodetektora) do indeksa prelamanja okoline (naj eš e vazduh) i uvek raste ili opada u istom smeru. Komplikovaniji profili indeksa prelamanja AR sloja obuhvataju polinomske funkcije raznih stepena kvadratne, kubne, itd. kao i trigonometrijske funkcije kao što je sinusni profil [34].

Gradijent indeksa prelamanja može se u principu dobiti tako što e se napraviti kompozit dva materijala, uklju ci podtalasnih dimenzija jednog materijala u drugom, pri emu se odnos uklju aka i matrice u kojoj se nalaze postepeno menja od okoline prema

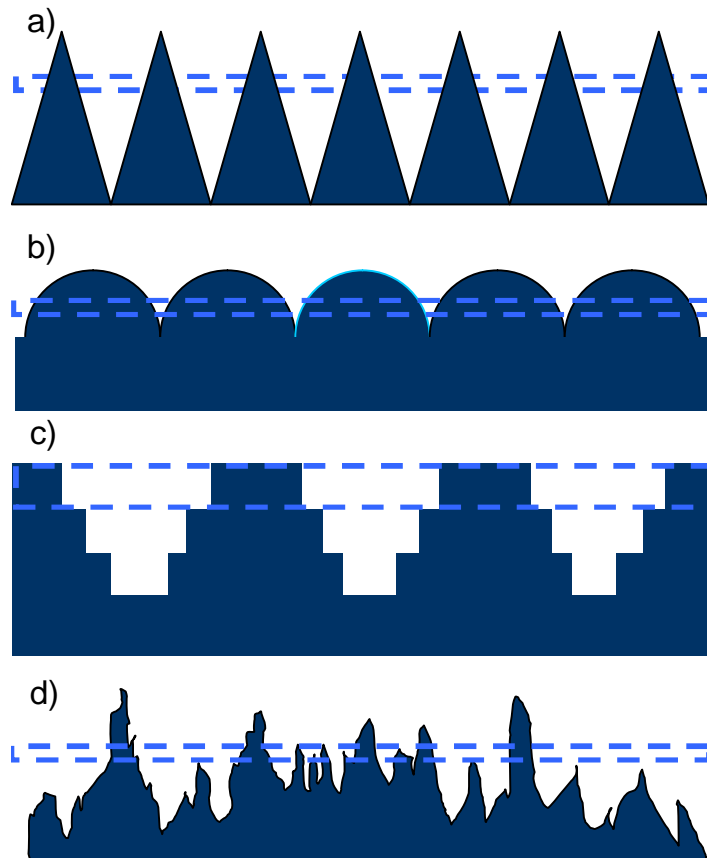
detektoru po nekoj zakonitosti [56]. Pošto su dimenzije delova kompozita podtalasne, upadni zrak ne može "videti" pojedinačne konstituente, već se materijal antirefleksnog sloja ponašati kao efektivni medijum sa vrednošću u optičkih parametara koja odgovara usrednjenim vrednostima pojedinačnih konstituenata. Za izračunavanje indeksa prelamanja ovakvih struktura koristi se teorija efektivnog medijuma [59, 60]. Primeri ovakvih struktura mogu se naći npr. u [58, 61].



Sl. 15 Porozni AR sloj: vazdušne inkluzije u optički gušćem materijalu. Prostorno promenljiva koncentracija inkluzija, indeks prelamanja strukture raste odozgo nadole.

Umesto korišćenja uključaka, alternativni način za dobijanje struktura sa gradijentom efektivnog indeksa prelamanja je da se formiraju difraktivne antirefleksne strukture, tj. podtalasne promene reljefa površine homogenog materijala [62]. Ovakve strukture mogu biti uređene i neuređene (stohastičke). Kod uređenih struktura podtalasne promene reljefa se periodično ponavljaju i prostorna zavisnost indeksa prelamanja je određena geometrijom pojedinačne promene i periodom ponavljanja. Promene reljefa mogu biti jednodimenzionalne (urezi u površini sa trouglastim, kružnim, sinusnim itd. profilom) i dvodimenzionalne (piramide, kupe, kocke itd. na površini). Sa druge strane kod stohastičkih struktura oblik i raspodela podtalasnih promena reljefa su arbitrarni. Gradijent indeksa prelamanja se postiže na isti način kao

u slučaju podtalasnih inkluzija u homogenoj matrici. Sl. 16 prikazuje neke osnovne tipove antirefleksnih struktura.



Sl. 16 Primeri difrakcionih 1D/2D AR slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja: a) ure ena trougaona/piramidalna struktura, b) ure ena kružna/sferna struktura, c) ure ena višeslojna binarna aproksimacija trougaone/piramidalne strukture, d) stohasti ka struktura. Kod struktura sa kontinualnom promenom profila a), b) i d) domeni kvazi-konstantnog sastava su tanki slojevi za koje se može smatrati da se profil strukture ne menja. Kod struktura sa diskretnom promenom profila c) domeni kvazi-konstantnog sastava su definisani samim diskretnim nivoima strukture.

Najjednostavniji pristup opisu optičkih osobina gradijentnog AR sloja prikazan je na Sl.17. Pristup se sastoji iz toga da se ceo AR sloj podeli na konačan broj paralelnih beskonačno tankih slojeva gde je permitivnost svakog takvog sloja određena materijalnim sastavom [56]. Na ovaj način u slučaju stohastičkih AR slojeva optičke osobine zavise samo od udela materijala u sloju a ne i od geometrijske raspodele materijala u sloju, dokle god važi aproksimacija efektivnog medijuma. Prema Maksvel-

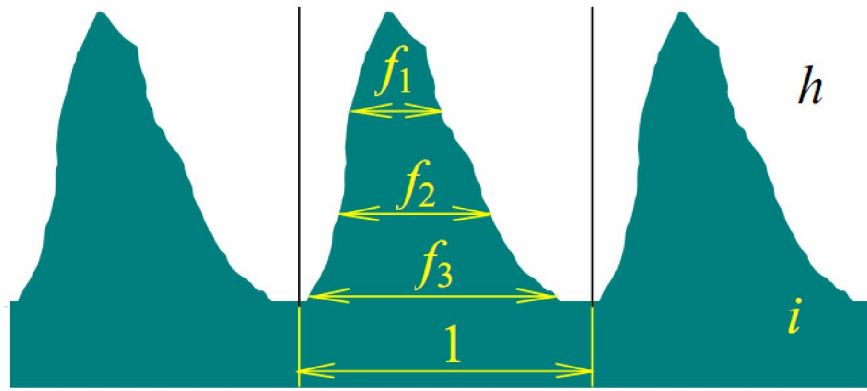
Garnetovom modelu (uključujući inkluziju jednog materijala  $\epsilon_i$  u matrici drugog materijala  $\epsilon_h$ ) efektivna permitivnost pojedinačnog sloja se može opisati kao [59]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_h + 3\epsilon_h f_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h} . \quad (124)$$

U slučaju polidisperzije koristi se Brugemanov model [63, 64]:

$$(1 - f_i) \frac{\epsilon_h - \epsilon_{eff}}{\epsilon_h + 2\epsilon_{eff}} + f_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{eff}}{\epsilon_i + 2\epsilon_{eff}} = 0 , \quad (125)$$

gde je  $f_i$  deo ukupne zapremine koju zauzima materijal  $\epsilon_i$ .



Sl. 17 Modelovanje profila indeksa prelamanja gradijentnog AR sloja.

Na ovaj način modelovanje profila indeksa prelamanja AR sloja svodi se na modelovanje popunjenosti pojedinih slojeva, a prostiranje svetlosti kroz ovakav medijum se posmatra kao prostiranje svetlosti kroz slojevit medijum gde svaki sledeći sloj ima veći indeks prelamanja od prethodnog [34]. Minimizacija koeficijenta refleksije izmedu okoline i podloge je uglavnom zavisna od profila indeksa prelamanja gde su bolje performanse za kontinualne funkcije zavisnosti indeksa prelamanja (grayscale) u odnosu na diskretne (binarne). Što se tiče same funkcije zavisnosti pokazuje se da polinomska zavisnost petog stepena daje rezultate najbliže optimalnim [65]. Stohastički AR slojevi nude dobre performanse u smislu da je prostorna zavisnost kontinualna, ali veoma slabu kontrolu nad samom funkcijom prostorne zavisnosti indeksa prelamanja i

ponovljivoš u strukture. Me utim, zna ajno su jednostavniji za proizvodnju od ure enih AR slojeva.

U slu aju ure enih struktura pristup opisu opti kih osobina AR sloja svodi se na tretiranje AR sloja kao difrakcione rešetke opisane nultim difrakcionim redom u okviru aproksimacije efektivnim medijumom. Ovo je od posebnog zna aja za 1D AR slojeve gde postoji razlika u indeksu prelamanja za razli ite polarizacije svetlosti usled same strukture rešetke (dvojno prelamanje). Dodatno, za velike promene indeksa prelamanja neophodno je u razmatranje uzeti i drugi difrakcioni red rešetke [66, 67]. Efektivna permitivnost simetri nog AR sloja preko nultog i drugog difrakcionog reda mogu napisati kao [68]:

$$TE : \varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 + \frac{(\Delta\varepsilon)^2}{2} \left( \frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2, \quad (126)$$

$$TM : \varepsilon_{eff} = \frac{1}{\varepsilon_0 a_0} \left( \varepsilon_0 - \beta^2 + \varepsilon_0 a_0 \beta^2 + \left( \frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2 \left[ \frac{\beta^4 \Delta\varepsilon^2}{2\varepsilon_0^2} + \beta^2 \Delta\varepsilon \left( 1 - \frac{\beta^2}{\varepsilon_0} \right) \left( \frac{2a_1}{a_0} + \frac{\Delta\varepsilon a_2}{2\varepsilon_0 a_0} \right) + \frac{\varepsilon_0}{a_0^2} \left( 1 + \frac{\beta^4}{\varepsilon_0^2} - \frac{2\beta^2}{\varepsilon_0} \right) \left[ \varepsilon_0 \sum_{n \neq 0} \left( \frac{a_n}{n} \right)^2 + 2\Delta\varepsilon \sum_{n > 0} \frac{a_n a_{n+1}}{n(n+1)} \right] \right] \right), \quad (127)$$

$\Lambda$  je konstanta rešetke, a  $\lambda$  talasna dužina u vakuumu, profil difrakcione rešetke u pravcu promene permitivnosti je  $\varepsilon(x/\Lambda) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon f(x, \Lambda)$  gde je  $f(x, \Lambda)$  prostoperiodi na funkcija sa periodom  $\Lambda$ ,  $\varepsilon_0 = (\varepsilon_i + \varepsilon_h)/2$ ,  $\Delta\varepsilon = (\varepsilon_i - \varepsilon_h)/2$ ,  $a_n$  su koeficijenti razvoja u Furijeov red inverzne funkcije dielektri ne permitivnosti,  $\beta = n_s \sin(\theta)$  gde je  $n_s$  indeks prelamanja sredine iz koje nailazi svetlosni talas, a  $\theta$  je upadni ugao svetlosti. Izrazi se mogu proširiti da obuhvataju asimetri ne slojeve sa višedimenzionom zavisnoš u profila dielektri ne permitivnosti [64].

U slu aju 2D AR slojeva naj eš e se koristi metoda rigorozne analize spregnutih talasa (*rigorous coupled waves analysis – RCWA*) [54] gde se elektromagnetski talas za planarnu strukturu razvije u set harmonika i formira beskona ni set spregnutih jedna ina za dve polarizacije uzimaju i u obzir periodi nost strukture i grani ne uslove

kontinualnosti tangencijalnih komponenti. Skup jedna ina se arbitrarno skрати na kona an broj jedna ina i dobiju se rešenja sa odre enim nivoom ta nosti.

Poseban pristup izradi gradijentnih AR slojeva koji je u novije vreme privukao dosta pažnje zahvaljuju i napretku tehnologija fabrikacije, je biomimeti ki pristup [69, 70]. Na taj na in je dobijen gradijentni AR sloj projektovan po uzoru na oko moljca (*moth-eye structure*) [71] koji se odlikuje visokom efikasnoš u u svim pravcima nezavisnom od polarizacije u širokom spektralnom opsegu.

## 4.2 Poboljšanje fotodetektora plazmanskim strukturama

### 4.2.1 Plazmonske estice

Karakteristika osnovnih plazmopskih ekscitacija da lokalizuju opti ku energiju na podtalasnom nivou našla je veliku primenu u oblasti fotodetekcije. Plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora su najpre koriš ene u oblasti detekcije vidljivog i ultraljubi astog zra enja zahvaljuju i obilju plazmopskih materijala za datu spektralnu oblast kao što su zlato, srebro, hrom, aluminium itd. [72, 73]. Naro ito se dobro pokazala njihova primena za solarne elije. Zahvaljuju i lokalizaciji opti ke energije na podtalasnom nivou i time pove anju koncentracije opti kih stanja u zna ajno manjoj zapremini aktivne oblasti u odnosu na slu aj bez plazmonske lokalizacije mogu e je posti i istu ili bolju kvantnu efikasnost sa zna ajno tanjim solarnim elijama. Posledica je zna ajno smanjenje troškova proizvodnje solarnih elija usled manje potrošnje skupocениh materijala [7]. Da bi ovakav pristup poboljšanju solarnih elija imao smisla neophodna je jednostavna i jeftina proizvodnja plazmopskih koncentratora. Treba uzeti u obzir da su plazmonske strukture po samoj svojoj prirodi podtalasne, a kako se radi o talasnim dužinama od nekoliko stotina nanometara, strukture za vidljivi deo spektra esto imaju nivo detalja u desetinama nanometara ili manje. U tom pogledu, nano estice su relativno jednostavne i jeftine za proizvodnju npr. iz kolidnih rastvora [74] (*bottom-up* pristup) za razliku od EOT matrica koji predstavljaju ure ene planarne strukture i zahtevaju skupe postupke izrade kao što su npr. litografija elektronskim snopom i



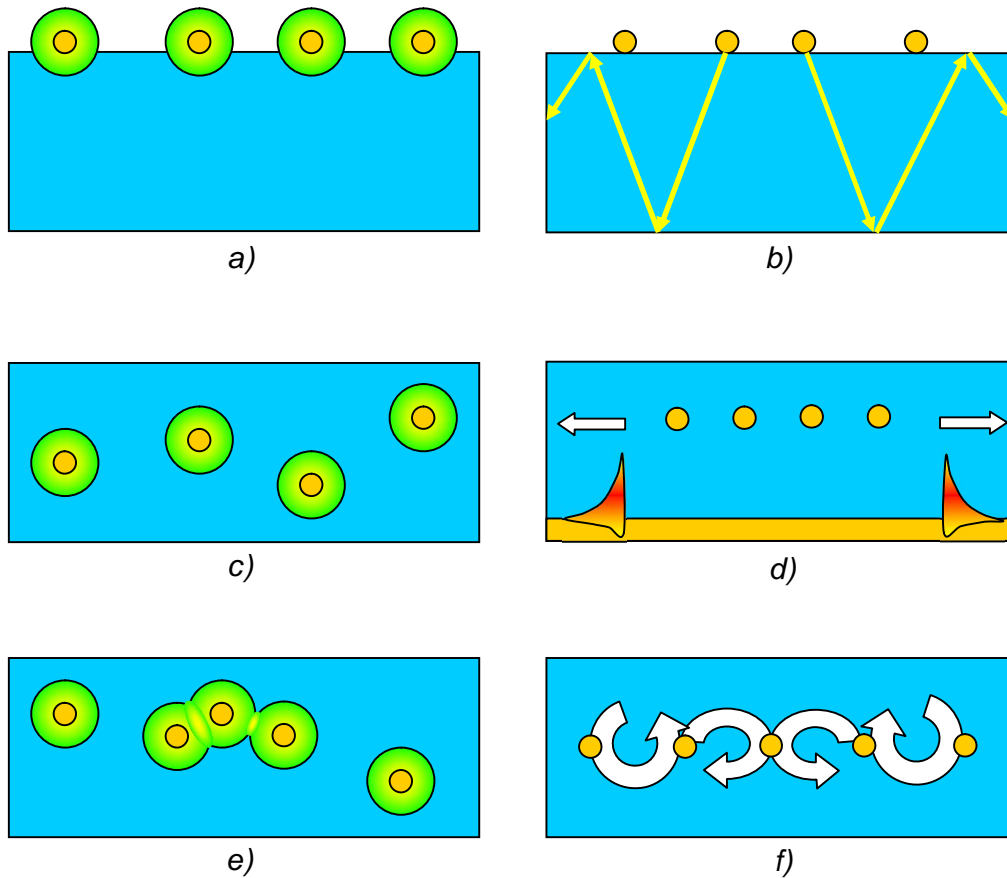
rentgenska litorafija (*top-down* pristup). Zbog ovoga su plazmionski koncentratori na bazi metalnih nano estica postali izraziti favoriti za poboljšanje fotodetektora, pogotovo u vidljivom delu spektra.

Najjednostavniji pristup primeni plazmionskih nano estica za poboljšanje fotodetektora je nanošenje estica na samu površinu detektora [75], kao što je prikazano na Sl. 18.a. Lokalizacija polja u blizini estice usled plazmionske rezonancije rezultuje jako velikim intenzitetima polja u tankom sloju aktivne oblasti odmah ispod estice. Alternativno, estice se mogu postaviti na zadnju stranu aktivne oblasti fotodetektora, tako da se svetlosni talas rasejava sa estica unazad posle prolaza kroz aktivnu oblast. Na ovaj način plazmionske estice istovremeno vrše funkciju optičkog koncentratora i reflektivne strukture. Prostiruće komponente rasejanog talasa mogu se spregnuti sa zarobljenim ili evanjenim modovima nastalim usled totalne interne refleksije Sl. 18.b koja predstavlja neplazmionski mehanizam zarobljavanja svetlosti [76, 77]. Nanošenje plazmionskih estica na površinu fotodetektora ima prednost u tome što ne zahteva nikakve promene strukture fotodetektora i može se primeniti na već postojeće fotodetektore. Međutim, iskorišćenje plazmionske lokalizacije u blizini estice je ograničeno samo na oblast odmah ispod ili iznad estice. Da bi se poboljšalo iskorišćenje povećane gustine optičkih stanja usled plazmionske rezonancije estice se često postavljaju unutar aktivne oblasti fotodetektora [78, 79], Sl. 18.c. Dodatno, rasejanjem svetlosti na esticama moguće je pobuditi površinske plazmionske modove (SPP) na metal-dielektrinom spoju kao što je metalno ogledalo za povećanje optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora prikazano na Sl. 18.d, čime se postiže dodatna plazmionska lokalizacija uz samu površinu metalnog ogledala [80]. Generalno, sprezanje rasejanog talasa sa evanjenim modovima i SPP modovima moguće je bez obzira na materijalni sastav strukture koja rasejava polje, dakle moguće je koristiti i npr. dielektrone estice, ali se tada gubi dodatna lokalizacija polja usled plazmionske rezonancije estica.

Ako su plazmionske estice međusobno dovoljno blizu, dolazi do sprezanja njihovih plazmionskih modova usled interakcije njihovih bliskih polja. Sprezanje bliskih elektromagnetnih polja plazmionskih estica rezultuje u cepanju rezonantnog stanja usled preklapanja talasnih funkcija bliskog polja, što rezultuje u dva rezonantna stanja

koja odgovaraju konstruktivnoj i destruktivnoj interferenciji bliskih polja. Konstruktivna interferencija ima očigledne prednosti u oblasti poboljšanja fotodetektora jer dovodi do dodatnog povećanja intenziteta polja između estica [81] kao što je prikazano na Sl. 18.e. Stanja destruktivne interferencije bliskih polja između spregnutih estica nude poseban pristup realizaciji plazmanskog zahvatanja svetlosti. Prostorne pozicije destruktivne interferencije predstavljaju singularitete bliskog polja, što za posledicu ima cirkulaciju Pointingovog vektora bliskog polja oko singulariteta [82]. Plazmonska struktura formira se tako da fazni singulariteti izazivaju cirkulaciju svetlosti između plazmanskih estica (optički vrtlozi), što značajno povećava gustinu optičkih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora, Sl. 18.f.

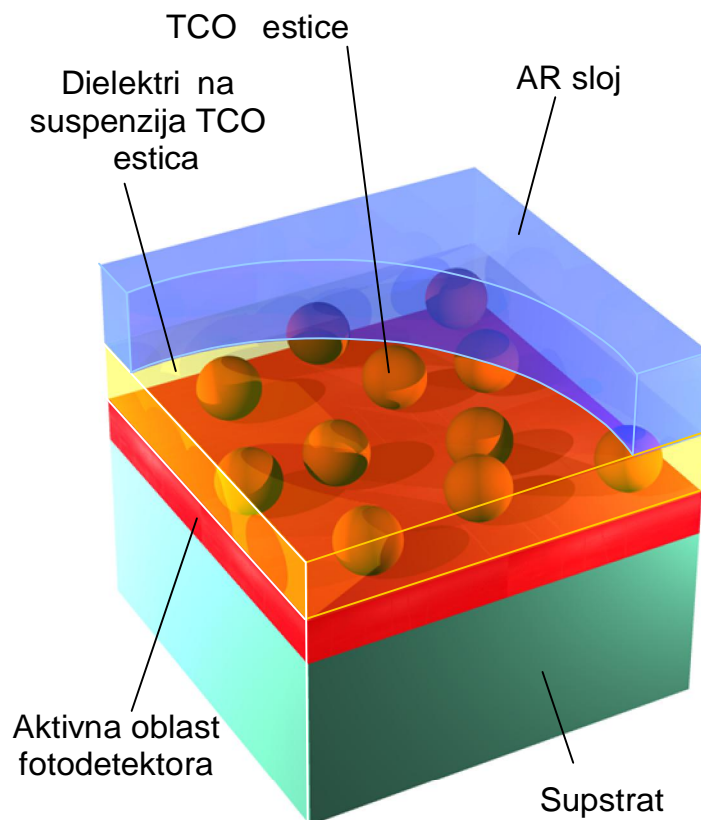
Sve plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora na bazi plazmanskih estica prikazane na Sl.18. ostvarene su za vidljivi deo spektra (solarne elije) korišćenjem metalnih nano estica. Pomeranje plazmonske rezonancije ka većim talasnim dužinama (crveni pomak, *redshift*) pokazalo se kao netrivialan zadatak. Da bi se izvršio značajan crveni pomak frekvencije plazmonske rezonancije metalnih estica u npr. blisku infracrvenu oblast neophodno je značajno povećati indeks prelamanja okoline estice ili značajno povećati debljine estica. Većina konfiguracija sa Sl. 18 nema opciju menjanja indeksa prelamanja okoline unapred definisanim materijalom aktivne oblasti fotodetektora, tako da se crveni pomeraj postiže povećanjem dimenzija estica, što je praćeno slabljenjem plazmonske rezonancije. Crveni pomak podešavanjem indeksa prelamanja okoline jedino je moguće ako su estice izvan aktivne oblasti. Tada se radi o imerziji estica u poseban dielektrični sloj postavljen na površinu fotodetektora. Da bi se ostvario dovoljan crveni pomak neophodno je da dielektrični sloj ima značajno veći indeks prelamanja od vazduha. Posledica ovoga je veliki koeficijent refleksije između dielektričnog sloja i sredine iz koje nailazi optički talas i time smanjenje optičkog fluksa koji dopire do samih estica. Pokazuje se da strukturne promene neophodne za ostvarenje crvenog pomeraja štetno utiču na intenzitet plazmonske rezonancije. Zajedno sa činjenicom da gubici u materijalu eksponencijalno rastu sa povećanjem talasne dužine što uzrokuje dodatno slabljenje plazmonske rezonancije, ovo dovodi do toga da plazmonske strukture zasnovane na metalnim nano esticama postaju praktično neupotrebljive za poboljšanje fotodetektora već u bliskoj infracrvenoj oblasti.



Sl. 18 Konfiguracije za poboljšanje fotodetektora primenom plazmonske estice: a) estica deponovana na površinu fotodetektora lokalizuje polje rezonantnim pojačanjem bliskog polja direktno ispod sebe, b) sprezanje prostiru ih komponenti talasa rasejanog na esticama sa modovima zarobljenim u aktivnoj oblasti usled totalne interne refleksije, c) uranjanje plazmonske estice u aktivnu oblast fotodetektora radi maksimizacije iskorišćenosti rezonantnog pojačanja bliskog polja, d) sprezanje talasa rasejanog na esticama sa SPP modovima na površini metalnog ogledala deponovanog na zadnju stranu fotodetektora, e) konstruktivna interferencija između bliskih polja estica i postizanje dodatnog pojačanja bliskog polja i f) cirkulacija optičke energije između plazmonske estice usled singulariteta nastalih destruktivnom interferencijom bliskih polja.

Prvi iskorak ka poboljšanju infracrvenih fotodetektora plazmonskim esticama je nastao primenom alternativnih plazmonske materijala umesto plemenitih metala [83]. Jedan takav materijal predstavljaju providni elektroprovodni oksidi (transparent conductive oxides, TCO). Ovo je posebna klasa materijala koja obuhvata dopirane metalne okside kao što su indijum kalaj oksid (indium tin oxide, ITO), galijum cink

oksid (GZO), aluminijum cink oksid (AZO), itd. Celokupna drudeovska spektralna zavisnost električne permitivnosti TCO materijala je pomerena u crveno u odnosu na plemenite metale. Pored toga, u ovom slučaju postoji dodatna mogućnost finog pomeranja spektralnih karakteristika TCO materijala dopiranjem. Preneseno na strukture sa Sl.18, negativne vrednosti realnog dela dielektrične permitivnosti estica neophodne za plazmonsku rezonanciju pomerene su u bliski infracrveni deo spektra za TCO estice, što za posledicu ima pomeraj u estanosti plazmonske rezonancije. Dodatno, kako je celokupna njihova spektralna zavisnost crveno pomerena, TCO materijali imaju znatno manje gubitke na istim talasnim dužinama u odnosu na metale. Međutim, metod spektralnog pomeranja plazmanskog odziva zasnovan isključivo na promeni materijala estica samo prebacuje problem strukturnih promena koje izazivaju slabljenje plazmonske rezonancije u drugu talasnu oblast i pritom ne donosi nikakve dodatne stepene slobode u projektovanju plazmonskih koncentratora.

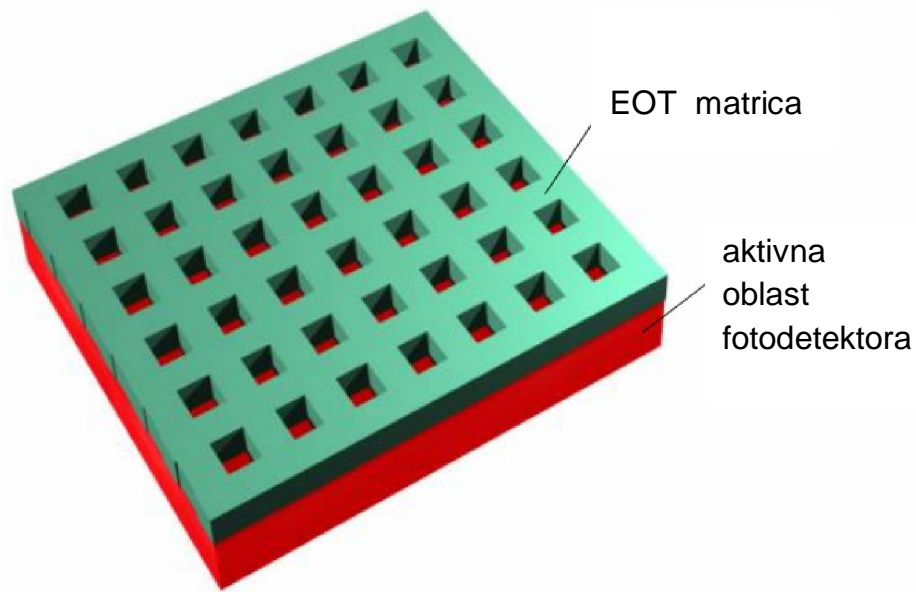


Sl.19 Konfiguracija za poboljšanje IC fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti na bazi TCO estica

Primena TCO materijala dovela je do primene plazmonske lokalizacije u bliskoj IC oblasti što je od velikog značaja u polju optičkih telekomunikacija, ali dalje pomeranje ka većim talasnim dužinama nailazi na iste probleme kao u slučaju metalnih estica. Sledeći i ovakav tok misli sva potencijalna rešenja za dalji crveni pomeraj su se zasnivala isključivo na pronalazanju materijala koji bi popunio sledeći spektralni opseg od interesa, npr. srednjetalasnu IC oblast 3-5  $\mu\text{m}$ . Međutim, metali i TCO imaju veliku prednost primene kao plazmonski materijali u tehnološkom smislu jer su zbog svojih optičkih i električnih osobina korišćeni u izradi električnih naprava (prethodno kao električni kontakti) nezavisno od svojih plazmonska svojstva, što za posledicu ima u dosta dobro razvijene tehnološke procese izrade [84]. Koliko je autoru poznato, prva konfiguracija za poboljšanje IC fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti zasnovana na plazmonskim esticama nastala je kao rezultat izrade ove doktorske disertacije.

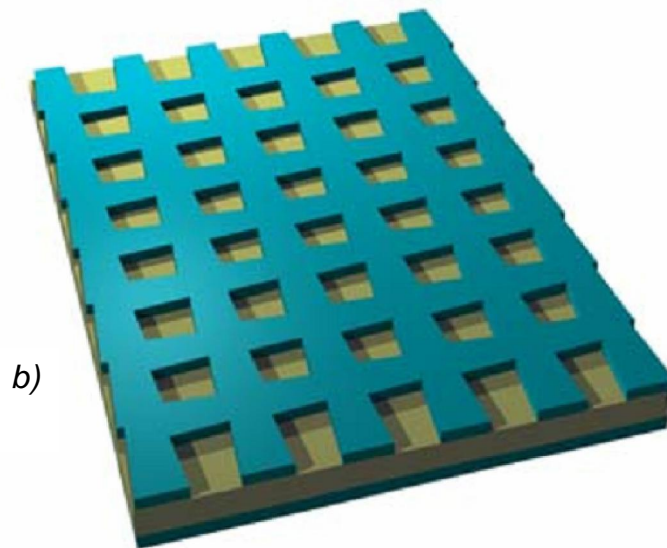
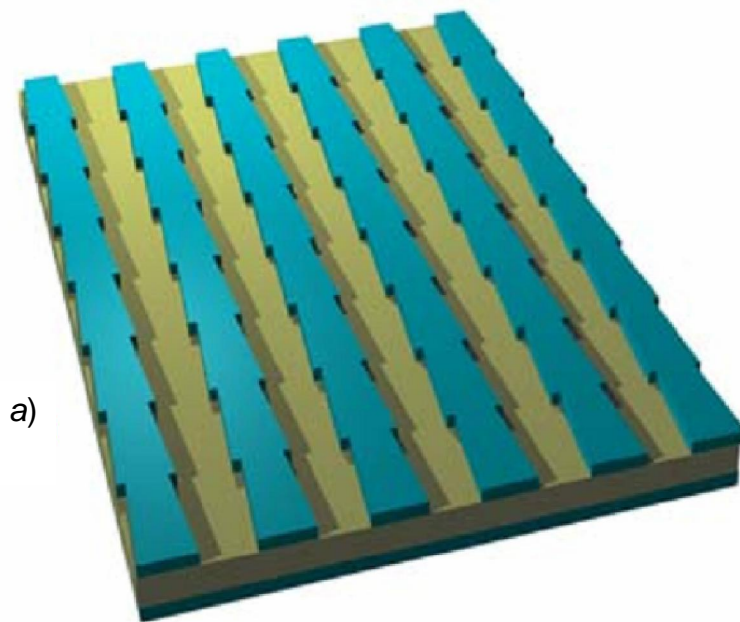
#### **4.2.2 EOT matrice za poboljšanje detektora**

EOT matrice su jednu od osnovnih primena našle kao visokoosetljivi hemijski senzori zahvaljujući i izuzetnoj osetljivosti njihovih spektralnih osobina na promenu indeksa prelamanja sredine [85, 86], što je posledica velike lokalizacije polja u njihovim aperturama. Ova lokalizacija koristi se i prilikom primene EOT matrica za poboljšanje fotodetektora, naime aktivna oblast fotodetektora može se postaviti unutar otvora. Za ovakav pristup poboljšanju fotodetektora mogu se upotrebiti i drugi tipovi plazmonskih difrakcionih rešetki, a ne samo EOT matrice, npr. zarezi u metalnom filmu umesto proreza, razni tipovi kanala, brazdi i sl. [87]. Ovakav pristup nudi zanimljive nove mogućnosti u konstrukciji maternih fotodetektora gde bi pojedinačni fotodetektorski elementi na bazi poluprovodničkih nanokristala bili raspoređeni u pojedinačnim otvorima u metalnom filmu EOT matrice. Za poboljšanje konvencionalnih fotodetektora EOT matrice su pogodne u tom smislu da pobuda SPP modova na jednoj strani EOT strukture dovodi do pobude SPP-a na drugoj strani, što rezultuje u plazmonskoj lokalizaciji uz samu površinu metala i dovodi do mogućnosti primene EOT matrica jednostavnom depozicijom na samu površinu fotodetektora SI.20 [88, 89].



Sl.20 Primena EOT matrica kao optičkih koncentratora za poboljšanje konvencionalnih fotodetektora.

Difrakcione rešetke vrše sprezanje talasnog vektora prostirućeg talasa i SPP na spoju između metala i dielektrika. U slučaju EOT matrice obe strukture su integrisane u jednu, ali EOT matrica se može iskoristiti i za pobudu SPP-a na odvojenom metal-dielektrik, npr. na metalnom ogledalu ispod EOT matrice razdvojenom od nje slojem dielektrika. Kako obe strukture podržavaju površinske plazmonske modove, ako su dovoljno blizu može doći i do sprezanja plazmonske ekscitacije. Ovakve strukture se mogu posmatrati kao specijalni slučaj MIM struktura. U zavisnosti od sprezanja SPP rezonantna stanja mogu biti okarakterisana jakom lokalizacijom polja između metalnih slojeva kao i jediničnim koeficijentom apsorpcije na makroskopskom nivou [90]. Zbog ovoga se ovakve strukture nazivaju i metamaterijalni superapsorberi. Metamaterijalne superapsorbere u inila je posebno značajnim moguće realizovanje širokopoljnog odziva strukture prostim modifikovanjem geometrije. Kontinualnom promenom dimenzija otvora u metalnom filmu korišćenjem trapezoidnih umesto kvadratnih rupa postignuti su metamaterijalni superapsorberi koji pokrivaju celu vidljivu oblast [15], Sl. 21.



S1.21 Superapsorberi na bazi EOT matrica sa kontinualnom promenom dimenzija otvora: 1D i 2D slu aj.

EOT matrice su privukle pažnju za poboljšanje IC fotodetektora zahvaljuju i mogu nosti proizvoljnog modifikovanja disperzione relacije strukture menjanjem isklju ivo geometrije strukture koriš enjem "lažnih" odnosno "projektovanih" plazmona na na in opisan u sekciji 2.1.2. Ovo je omogu ilo postavljanje rezonantnog odziva EOT

matrica čak u dugotalasnu IC oblast koristi se i za vidljivi deo spektra. Najveća praktična mana EOT matrica za vidljivi deo spektra je njihova skupa i komplikovana izrada zbog neophodnosti visokih rezolucija litografije, međutim dimenzije strukture skaliraju se sa talasnom dužinom, zbog čega su neophodne dimenzije detalja struktura za dugotalasnu IC oblast na mikrometarskom nivou, što značajno relaksira tolerancije i olakšava proces izrade.



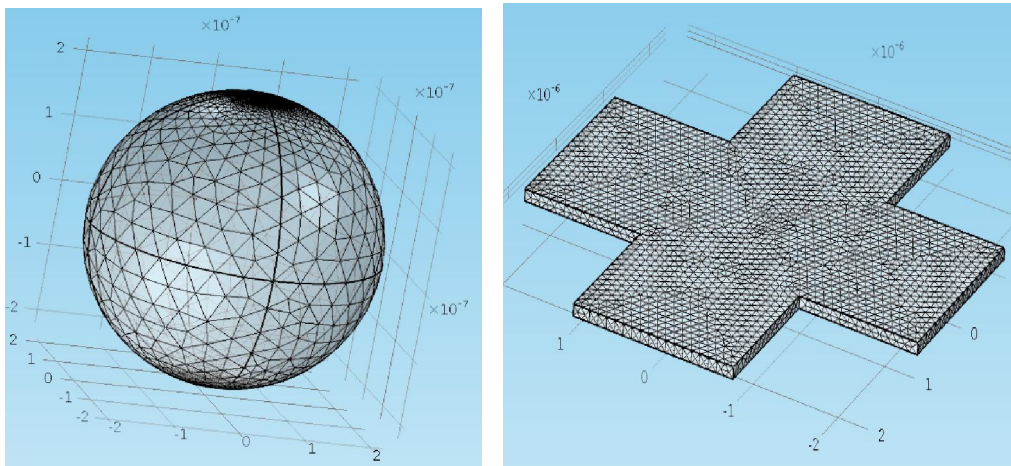
## 5. Numeričke metode

Simulacija optičkog odziva plazmonske strukture za poboljšanje IC fotodetektora rađena je primenom numeričke metode konačnih elemenata u softverskom paketu COMSOL Multiphysics, u RF (*Radio Frequency*) modulu. Velika prednost numeričkog rešavanja problema je što se ne pretpostavlja nikakva aproksimacija u formi rešenja u zavisnosti od geometrije strukture, polazi se od Maksimalovih jednačina i sistem spregnutih diferencijalnih jednačina rešava se uz primenu odgovarajućih graničnih uslova na nizu jednostavnih poddomena (elemenata) koji zajedno čine celokupnu geometriju strukture. Na ovaj način moguće je nalaženje optičkog odziva za proizvoljne geometrije koje je inače nerešivo analitičkim pristupom. Jedina aproksimacija je na nivou materijala tj. uzima se da svi dielektrični delovi strukture bez gubitaka, odnosno da svi materijalni gubici u strukturi potiču od plazmonske materijala kao što su metali i providni provodni oksidi (TCO). Ovakav pristup je više nego opravdan, budući da su na uklanjanje od interesa gubici u dielektriku za nekoliko redova veličine manji u odnosu na gubitke u plazmonske materijalima [8, 9].

Sve simulacije optičkog odziva plazmonske strukture zasnivaju se na simulaciji optičkog odziva osnovnog elementa strukture. U slučaju plazmonske jedinice polazi se od odziva jedne jedinice unutar odgovarajuće dielektrične matrice, dok se za EOT strukture polazi od jedinice jedinice. Oba slučaja predstavljaju osnovni gradivni blok (meta-atom) od kojih je sačinjena konačna plazmonska struktura (metamaterijal). Analogno prirodnim materijalima, strukture mogu biti amorfne ili kristalne metamaterijali u zavisnosti od rasporeda meta-atoma. Kako se strukture na bazi plazmonske jedinice dobijaju *bottom-up* pristupom kao tehnološki jednostavnijim i jeftinijem, ovakve plazmonske strukture u sklopu disertacije biće razmatrane kao amorfne metamaterijali. Sa druge strane, EOT su uređene jedinice strukture i tretiraju se kao kristalne metamaterijali. Shodno tome pristupi modelovanju optičkih osobina su različiti za ova dva tipa strukture.

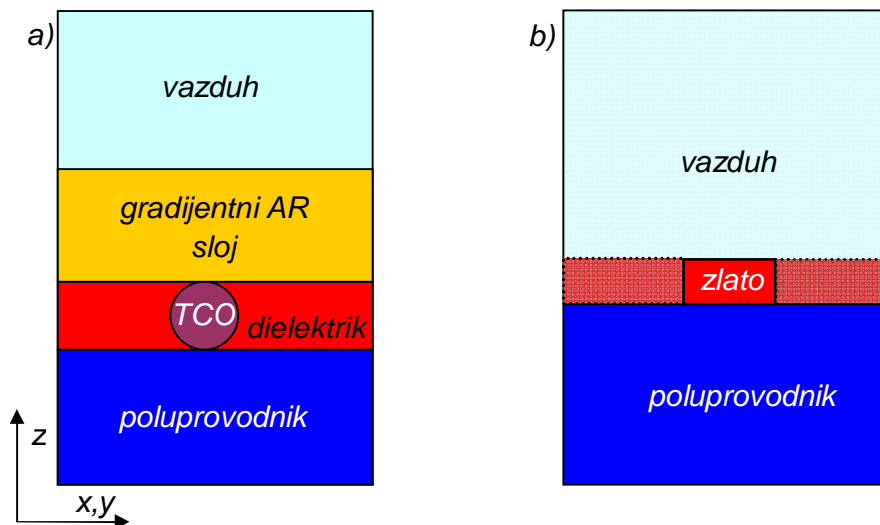
## 5.1 Geometrija, materijalni sastav i mreža poddomena

Same simulacije imaju nekoliko zajedničkih koraka nezavisno od tipa strukture, a to su definisanje geometrije meta-atoma, definisanje materijalnog sastava i formiranje mreže poddomena na kojima se rešava skup spregnutih diferencijalnih jednačina. Sama geometrija se može definisati parametarski zadavanjem dimenzija i položaja u globalnom koordinatnom sistemu geometrijskih oblika koji su sastavni deo COMSOL-a (sfere, elipsoidi, kvadri itd.) ili crtati direktno korišćenjem predefinisanih skupa oblika ili slobodnom rukom. Na Sl. 22 prikazana su dva karakteristična primera definisanih geometrija koji odgovaraju delovima strukture od plazmonske materijala sa formiranim mrežama poddomena.



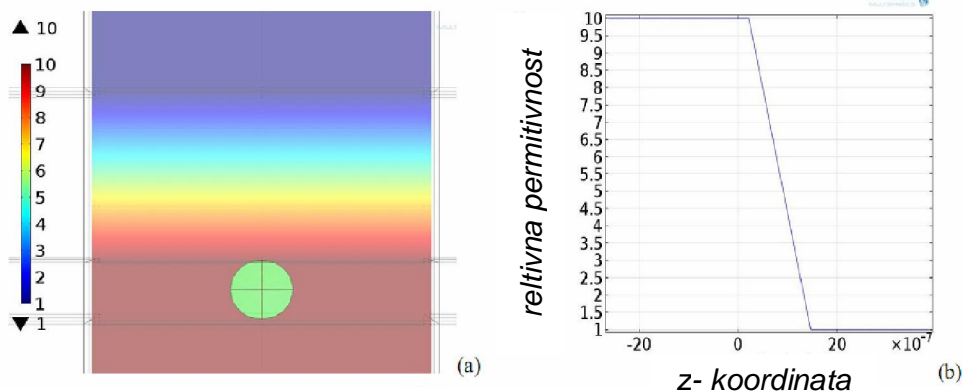
Sl. 22 Primeri geometrija definisanih u COMSOL-u koji odgovaraju delovima plazmonske strukture sa formiranim mrežama poddomena. Levo: plazmonska nano estica, desno: jedinica EOT sa kvadratnim aperturama.

Šematski prikaz geometrije meta-atoma sa dodeljenim odgovarajućim materijalnim svojstvima dat je na Sl. 23.



Sl. 23 Šematski prikaz geometrije i materijalnog sastava osnovne elije plazmonske koncentratore: a) na bazi plazmonske estice i b) na bazi EOT matrica.

Kako se radi o simulaciji optičkih osobina strukture materijali su u generalnom slučaju opisani kompleksnim vrednostima ili dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti ili indeksa prelamanja. Konkretno u modelovanjima koja su predmet disertacije koriste se permitivnost i permeabilnost. Pri tome su svi materijali nemagnetski, tj. relativna permeabilnost je jedan, a dielektrični delovi strukture su bez gubitaka tj. vrednost permitivnosti je realna. Konkretni plazmonske materijali su galijum cink oksid (GZO) za estice i zlato za EOT strukture sa spektralno zavisnim kompleksnim vrednostima relativne dielektrične permitivnosti opisanim Drudeovim modelom. Za GZO parametri Drudeovog modela su dobijeni fitovanjem disperzione relacije na eksperimentalne rezultate [10]. Parametri Drudeovog modela za GZO su  $\epsilon = 4.2$ ,  $\omega_p = 2.8 \cdot 10^{15}$  [rad/s] i  $\gamma = 2.5 \cdot 10^{14}$  [rad/s]. Parametri za zlato su uzeti iz literature  $\epsilon = 1$ ,  $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16}$  [rad/s] i  $\gamma = 4.05 \cdot 10^{13}$  [rad/s] [91]. Permitivnost gradijentnog AR sloja linearno raste po ev od permitivnosti vazduha pa do permitivnosti dielektričnog sloja u kome se nalaze ugrađene plazmonske estice, kao što je prikazano na Sl. 24.



Sl. 24 Profil dielektri ne permitivnosti gradijentnog AR sloja: a) u ravni normalnoj na površinu fotodetektora i b) u pravcu prostiranja svetlosti.

Mreža poddomena formira se za celu geometriju, ali je zbog preglednosti na Sl.22 prikazana samo za delove od plazmanskog materijala. Mreža poddomena obrazuje se tako što se definišu minimalne i maksimalne dimenzije poddomena kao i dodatni parametri kao što su glatko a zakrivljenih površina, koficijent rasta poddomena, itd. Po definiciji osnovni oblik poddomena je tetraedar za 3D geometrije, odnosno trougao za 2D geometrije, mada su mogu i i drugi oblici npr. kocka za 3D odnosno kvadrat za 2D ali se ovakvi oblici koriste samo za specijalne slu ajeve i to uglavnom u cilju "olakšavanja" mreže tj. smanjenja ukupnog broja poddomena.

Definisanje mreže je najvažnija stavka u pogledu numerikog rešavanja jer kvalitet mreže određuje da li će numerički proračun konvergirati. Ono čemu treba težiti je da polje bude homogeno na nivou poddomena, tj. dimenzije poddomena treba izabrati tako da budu znatno manje od radne talasne dužine uzimajući u obzir optičku gustinu materijala. Što je indeks prelamanja veći, talasna dužina je efektivno kraća u tom materijalu i poddomen mora biti manji. Dodatno ograničenje dolazi od dimenzija same geometrije, tj. da bi se neki detalj geometrije dobro reprezentovao u numeričkom smislu neophodno je da sadrži dovoljan broj poddomena tako da dimenzije poddomena moraju biti manje od dimenzija pojedinih delova geometrije. Dodatno, veličina poddomena određuje i minimalnu promenu u geometriji (rezoluciju) koja će rezultovati u promeni optičkog odziva tj. promene u geometriji manje od dimenzije poddomena neće rezultovati u promeni optičkog odziva. Ono što logično sledi iz ovakvog razmatranja je da mreža treba da bude što gušća (pojedinačni poddomeni što manji) da bi se dobili

kvalitetni rezultati, me utim svako pove anje gustine mreže zahteva i ve e hardverske mogu nosti ra unara na kome se izvršava simulacija. Npr. ako se dimenzije pojedina nog poddomena prepolove za 3D geometriju (dva puta više elemenata u svakom pravcu) to dovodi do osam puta ve eg broja poddomena, što se translira u prakti no za red veli ine ve i zahtev za radnom memorijom, pove anim vremenom izvršavanja itd. Ovo dovodi to prakti ne potrebe za modularnim definisanjem mreže poddomena.

Osnovni pristup modularnoj mreži poddomena obuhvata definisanje mreže za svaki deo geometrije posebno u zavisnosti od materijalnog sastava tj. delovi geometrije sa injeni od opti ki re ih materijala mogu se dobro opisati ve im poddomenima u odnosu na opti ki guste. Naravno, uslov podtalasnosti elemenata i dalje važi, tako da poddomeni ostaju isti u relativnom smislu (odnos prema radnoj talasnoj dužini) ali apsolutna veli ina poddomena se menja, što rezultuje u manjem ukupnom broju elemenata. Isti princip može se analogno primeniti u zavisnosti od dimenzija pojedinih delova strukture, tj. ve i homogeni delovi geometrije e imati ve e poddomene i obratno. Opti ki najguš i i najmanji homogeni deo geometrije je deo sa injen od plazmanskog materijala, a uz to je i najzna ajniji u formiranju opti kog odziva materijala, tako da ga je neophodno opisati mrežom veoma velike gustine.

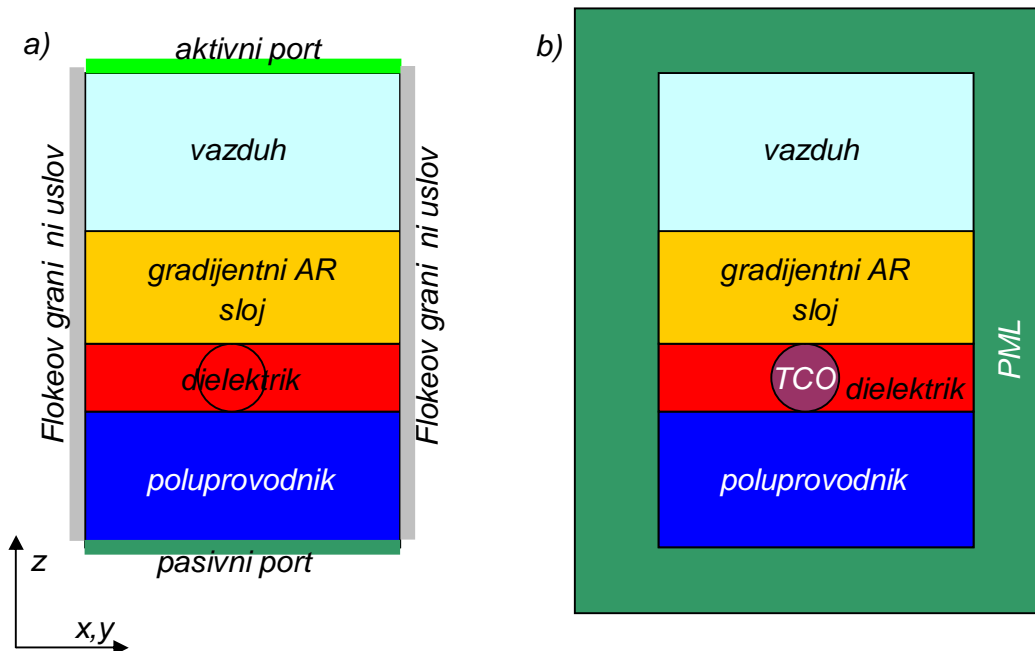
Primenom modularne mreže poddomena izbegava se da najzahtevniji deo strukture diktira uslove formiranja mreže na celoj geometriji, što je slu aj kada se mreža formira uniformno na celoj strukturi, što vrlo esto rezultuje u neizvršivim (prevelika memorijska zahtevnost) ili nerešivim (nedovoljna gustina mreže za konvergenciju) simulacijama. Dodatno, ovakav pristup formiranju mreže poddomena omogu ava da se mreža "poja a" tamo gde je to od interesa u fizi kom smislu kao što je oblast bliskog polja po cenu lošije mreže na delovima strukture od manjeg fizi kog interesa. Kona no, neophodno je stopiti sve pojedina ne delove strukture sa razli itim mrežama u jednu jedinstvenu celinu. Ovo se postiže adekvatnim podešavanjem minimalne i maksimalne veli ine poddomena tako što se postavi identit na minimalna veli ina poddomena za dve oblasti sa razli itim mrežama koje se dodiruju, dok se maksimalna veli ina poddomena postavi na onu vrednost koju zapravo želimo u toj oblasti (u zavisnosti od veli ine i materijalnog sastava oblasti). Na ovaj na in uz samu razdvojnu površ poddomeni e biti

identično definisani minimalnom veličinom poddomena i povećava se sa povećanjem udaljenosti od razdvojne površi do veličine definisane maksimalnim dimenzijama, gde je brzina rasta moguće dodatno podešavati.

## 5.2 Modelovanje optičkog odziva plazmonske estice

Simulacije optičkog odziva plazmonske estice sastoje se iz dva koraka. Kako okolina estice nije homogena, prvi korak se sastoji u rešavanju Frenelovih jednačina za višeslojni medijum vazduh-AR sloj-poluprovodnik bez estice. Drugi korak se sastoji iz proračuna rasejanog polja kao odziva estice na polje izračunato u prvom koraku.

Geometrija strukture je ista za oba koraka, međutim delu strukture koji odgovara plazmonske estice najpre se dodele parametri materijala identični dielektričnom sloju u kome se estica nalazi, efektivno opisuju i strukturu bez estice u fizičkom smislu. Geometrija je postavljena tako da se indeks prelamanja strukture menja u  $z$  pravcu. Prvo se definišu portovi kao ivice površi domena normalne na  $z$  pravac gde svetlosni talas (energija) ulazi u sistem (aktivni port) i gde izlazi iz sistema (pasivni port). Svetlosni talas se definiše kao ravanski talas u podešavanjima aktivnog porta, gde se zadaju talasni vektori, konstanta prostiranja, prostorne komponente polja i optička snaga upadnog talasa. Upadni ugao se zadaje indirektno preko talasnih vektora u sva tri prostorna pravca. U slučaju simulacija u sklopu disertacije pretpostavljeno je normalno upadanje. Ujedno portovi apsorbiraju svetlosni talas koji dopire do njih usled interakcija sa strukturom (refleksija i transmisija) sprečavaju i neželjene višestruke refleksije usled konačnosti domena i efektivno simuliraju i beskonačnost strukture u  $z$  pravcu. Zatim se postavljaju Floke-Blohovi granični uslovi na ivice površi domena normalne na  $x$  i  $y$  pravac. Za to se koriste talasni vektori definisani u portovima, skalirani za indeks prelamanja sredine. Primenom Floke-Blohovih uslova simulira se periodičnost strukture u  $x$  i  $y$  pravcima, međutim kako nema nikakvih promena indeksa prelamanja u ovim pravcima, granični uslovi prevashodno služe za simulaciju beskonačnosti medijuma. Definisavanje portova i graničnih uslova su šematski prikazani na Sl. 25.a.

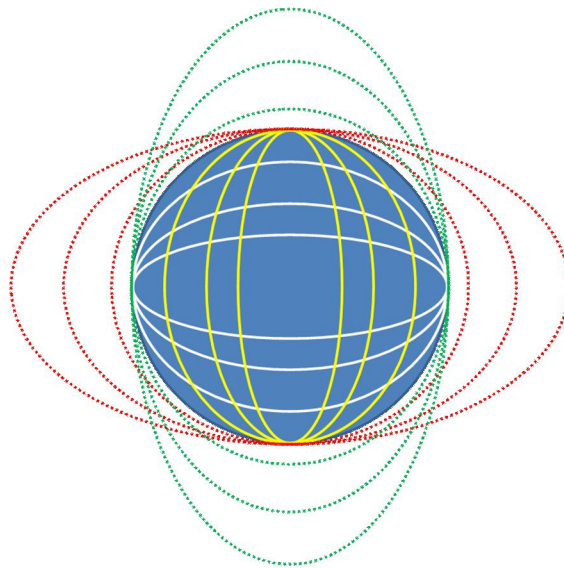


Sl. 25 Modelovanje opti kog odziva plazmonske estice: a) rešavanje Frenelovih jedna ina za višeslojni medijum uz zanemarivanje estice i b) rešavanje rasejanog polja estice kao odziva na raspodelu polja dobijenu u a).

Sa postavljenim portovima i definisanim grani nim uslovima numeriki se izra unava raspodela polja usled interakcije svetlosti sa višeslojnim medijumom kao rezultat prvog koraka. Za drugi korak radi se još jedan numeriki prora un, ali ovoga puta se podešava za rešavanje rasejanog polja umesto ukupnog polja kao što je to bio slu aj u prvom koraku. Podešavanje numerikog rešavanja za ra unanje ukupnog odnosno rasejanog polja je predefinisana opcija unutar RF modula COMSOL Multiphysics-a. Program ra unava rasejano polje kao perturbaciju nastalu usled postavljanja estice u sistem i neohodno mu je zadati stanje bez estice, tj. raspodela polja dobijena u prvom koraku postavlja se kao pozadinska. Naravno, prilikom prora una rasejanog polja materijalni parametri estice postavljaju se na odgovaraju e parametre plazmanskog materijala od koga je estica sa injena. Kako je sva ekscitacija sistema svetlosnim talasom ura unata preko pozadinskog polja, za ra unanje rasejanog polja uklanjaju se portovi, tj. ne uvodi se dodatna energija u sistem ve se ra unava odziv estice na ve postoje e stanje. Floke-Blohovi grani ni uslovi uklanjaju se za ra unanje rasejanog polja jer nas prevashodno interesuje odziv jedne estice. Na osnovu odziva

jedne estice kasnije e biti rekonstruisan odziv celog metamaterijala za proizvodjnu raspodelu estica (amorfni metamaterijal) dok bi zadržavanje Floke-Blohovih grani nih uslova podrazumevalo periodi nu raspodelu estica sa ta no odre enim periodom koga definiše geometrija. Kako su uklonjeni portovi i grani ni uslovi neophodno je uvesti nove mehanizme simulacije beskona nosti medijuma. Ovo se postiže tako što se ceo domen inkapsulira unutar savršeno prilago enog sloja (*Perfectly Matched Layer - PML*) kao što je prikazano na Sl. 25.b. PML se ponaša kao svesmerni savršeni apsorber [92] tj. rasejani talas koji dopre do granica domena bi e apsorbovan umesto da bude reflektovan nazad u domen, što efektivno simulira beskona nost medijuma u svim pravcima.

Modifikovanje geometrije plazmonske estice sa sfere na sferoid prikazano je na Sl. 26. Polazi se od sferne estice kao sferoida sa sve tri jednake poluose, a menjanjem odnosa dužina poluosa sferoida i originalnog polupre nika sferne estice dobijaju se razli iti izduženi ili spljoštene sferoidi. Modifikacije su ograni ene na sferoide sa kružnim popre nim presekom u ravni paralelnoj površini fotodetektora.



Sl. 26 Modifikacije geometrije plazmonske estice po evši od sferne estice.

Izra unavanjem rasejanog polja zajedno sa pozadinskim poljem dobijamo celokupan opti ki odziv meta-atoma. Izra unavanjem popre nih preseka rasejanja estice za razli ite talasne dužine možemo odrediti rezonantnu u estanost povezanu sa



maksimumom popre nog preseka rasejanja. Popre ni presek rasejanja dobija se tako što se vrši integracija Pointingovog vektora rasejanog talasa po površini estice, a zatim normira gustinom snage upadnog talasa:

$$C_{sca} = \frac{\oint \vec{P}_{sca} \cdot d\vec{S}}{S_{in}} \left[ \frac{1}{m^2} \right], \quad S_{in} = \frac{\text{snaga aktivnog porta}}{\text{površina aktivnog porta}} \left[ \frac{W}{m^2} \right], \quad (128)$$

gde je  $P_{sca}$  Pointingov vektor rasejanog talasa dobijen kao jedan od rezultata numeričke simulacije, dok su snaga i površina aktivnog porta definisane prilikom samog postavljanja porta. Normirane vrednosti popre nog preseka rasejanja dobijaju se normiranjem vrednosti popre nog preseka rasejanja geometrijskim popre nim presekom estice:

$$C_{norm} = \frac{C_{sca}}{r_{estice}^2 \pi}. \quad (129)$$

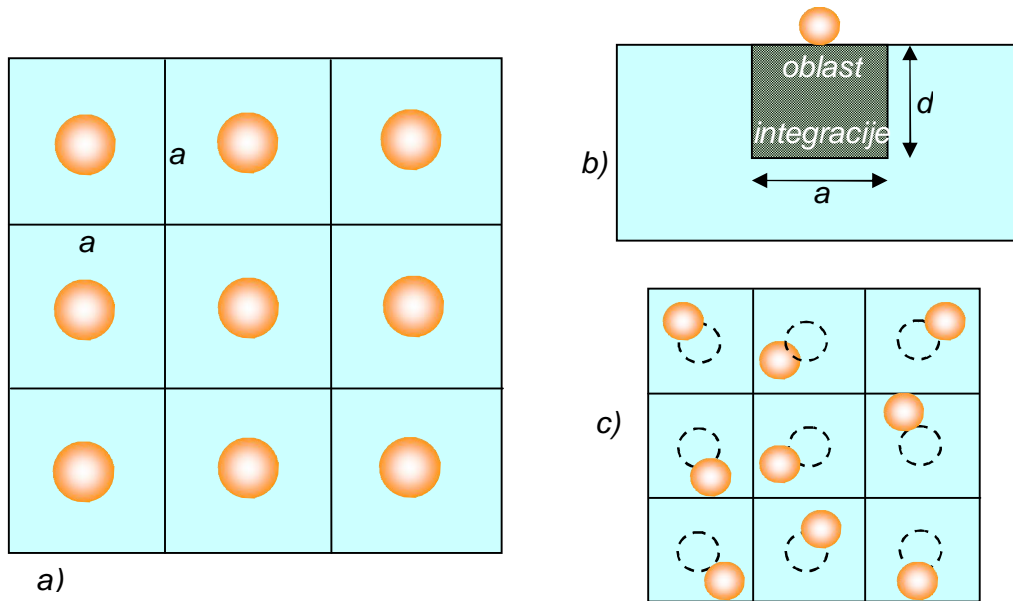
Odziv plazmanskog metamaterijala kao optičkog koncentratora dobija se iz odziva jedne estice na slede i na in. Podrazumeva se da su estice na samoj površini fotodetektora, svakoj estici se "dodeli" kvadratni deo površine fotodetektora sa stranicom  $a$  kao što je prikazano na Sl. 27.a. Ako su estice dovoljno udaljene jedna od druge, može se zanemariti sprezanje između estica (model slabog sprezanja). Integracijom gustine optičke energije  $\rho$  dobijene iz numeričkih simulacija za jednuesticu po zapremini definisanoj kvadratnom površinom i debljinom aktivne oblasti  $d$  fotodetektora Sl. 27.b dobija se ukupna količina optičke energije u delu aktivne oblasti dodeljenom jednoj estici. Ako je cela površina fotodetektora uniformno prekrivenaesticama, Sl.27.a, odnos ukupnih količina energije u slučaju sa i bez estice na nivou jedne estice predstavlja efikasnost optičkog koncentratora i efektivno spoljašnju kvantnu efikasnost celog fotodetektora u prisustvu optičkog koncentratora

$$\eta_{ext} = \frac{\int_{V=a^2d} \rho_{sa\ esticom} dV}{\int_{V=a^2d} \rho_{bez\ estice} dV}. \quad (130)$$

Prvobitno je pretpostavljena uniformna raspodela estica, međutim ovakav pristup važi i za proizvoljnu raspodelu estica, Sl. 27.c, dokle god je ispunjen uslov da

su estice dovoljno me usobno udaljene. Na ovaj način efikasnost optičkog koncentratora sa plazmonskim esticama zavisi od odziva pojedinačne estice i njihove koncentracije (faktora pokrivanja površine fotodetektora). Slučajevi različitih faktora pokrivanja se mogu modelovati menjanjem dimenzija kvadratne površine, tj. što je stranica kvadrata  $a$  manja, faktor pokrivanja je veći i obratno:

$$\text{faktor pokrivanja} = \frac{a^2}{r_{estice}^2 \pi} \quad (131)$$

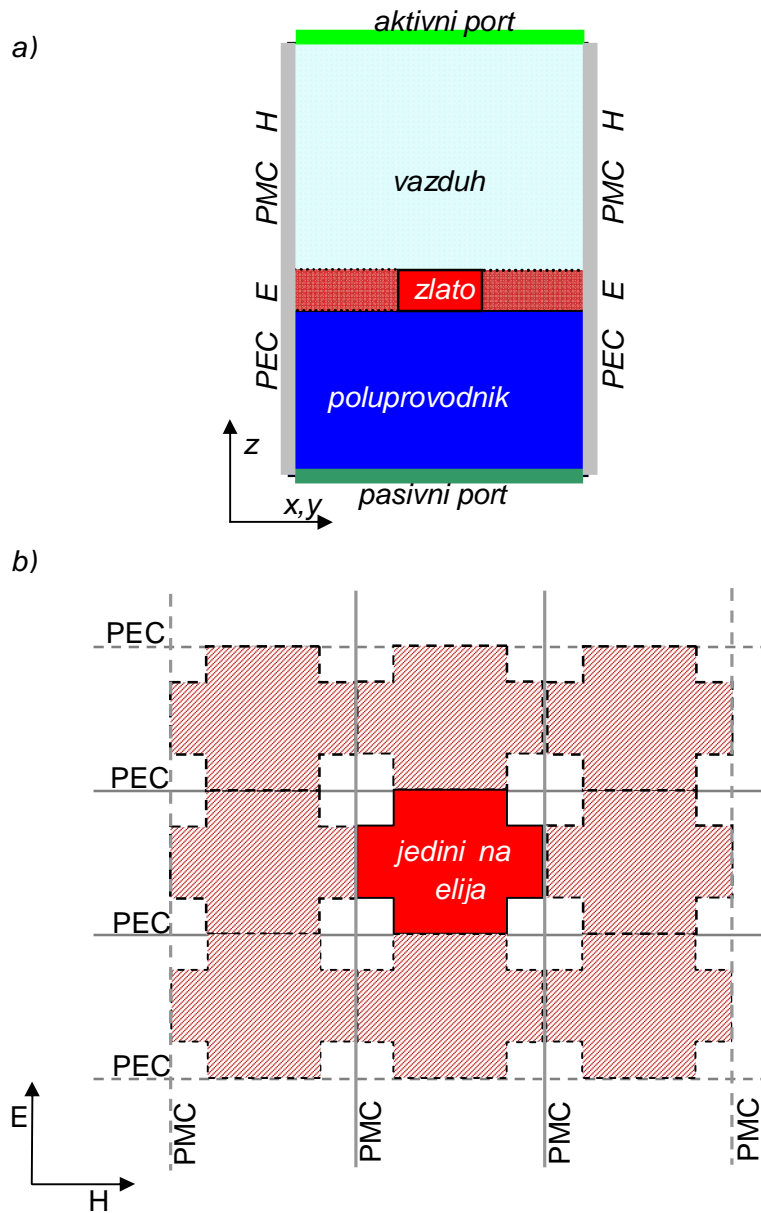


Sl. 27 Računanje efikasnosti plazmonskog koncentratora na bazi plazmonskih estica na osnovu odziva jedne estice: a) uniformna raspodela estica na površini fotodetektora, b) oblast integracije gustine optičke energije u aktivnoj fotodetektora i c) plazmonski koncentrator sa stohastičkom raspodelom estica i ekvivalentnom efikasnošću kao slučaj a) (uniformna raspodela estica prikazana isprekidanim linijama).

### 5.3 Modelovanje optičkog odziva EOT matrica

Za razliku od modelovanja optičkog odziva plazmonskih estica, numeričke simulacije za modelovanje optičkog odziva EOT matrica sastoje se iz samo jednog koraka. Numerički solver se postavlja da odmah rešava ukupno polje. Ekscitacija

sistema je ponovo putem para portova. Osim dovođenja energije u sistem i efektivnog modelovanja beskonačnosti medijuma u  $z$  pravcu portovi omogućavaju izražavanje koeficijenta refleksije i transmisije strukture. Kao što je ranije rečeno, portovi prihvataju zračenje koje dopire do njih usled interakcija sa strukturom. Odnos optičke snage koju aktivni port prihvati i optičke snage koju odašilje u sistem predstavlja koeficijent refleksije strukture, dok odnos optičke snage koju prihvati pasivni port i optičke snage koju odašilje aktivni port predstavlja koeficijent transmisije strukture. Plazmonska rezonancija strukture zahvaljujući i "spoof" plazmonima se manifestuje u spektralnoj zavisnosti koeficijenta refleksije (ili transmisije) kao prozori optičke transparentnosti. Postavljanje Floke-Blohovih graničnih uslova zahteva poznavanje talasnih vektora, što u slučaju isto dielektrične strukture nije problem jer su talasni vektori definisani indeksom prelamanja i upadnim uglom. Međutim, kada je u pitanju disperzivna struktura koja podržava površinske talase i talasni vektori su nepoznati pri postavljanju graničnih uslova, a pri tome zavise od periodičnosti strukture, primena Floke-Blohovih graničnih uslova nije moguća. Za EOT matrice se zbog toga koriste granični uslovi savršenih provodnika, savršeni električni provodnik (*perfect electric conductor – PEC*) i savršeni magnetski provodnik (*perfect magnetic conductor – PMC*). Granični uslovi savršenih provodnika postavljaju se na ivici površi domena (kao što je to slučaj za Floke-Blobove granične uslove) specifično za polarizaciju upadne svetlosti. PEC granični uslovi se postavljaju na površi normalne na električno polje, dok se PMC granični uslovi postavljaju na površi normalne na magnetsko polje upadnog talasa prikazano na Sl. 28.a. Simulacija periodičnosti strukture postiže se tako što ravni na koje su primenjeni granični uslovi savršenih provodnika predstavljaju ravni simetrije strukture po principu objekta i njegov lik u ogledalu, kao što je šematski prikazano na Sl.28.b. Za normalnu incidenciju svetlosti, što je pretpostavljeno u okviru disertacije, granični uslovi savršenih provodnika imaju isti efekat kao Floke-Blovi granični uslovi i u slučaju prvog koraka modelovanja optičkog odziva plazmonske estice su međusobno zamenljivi.

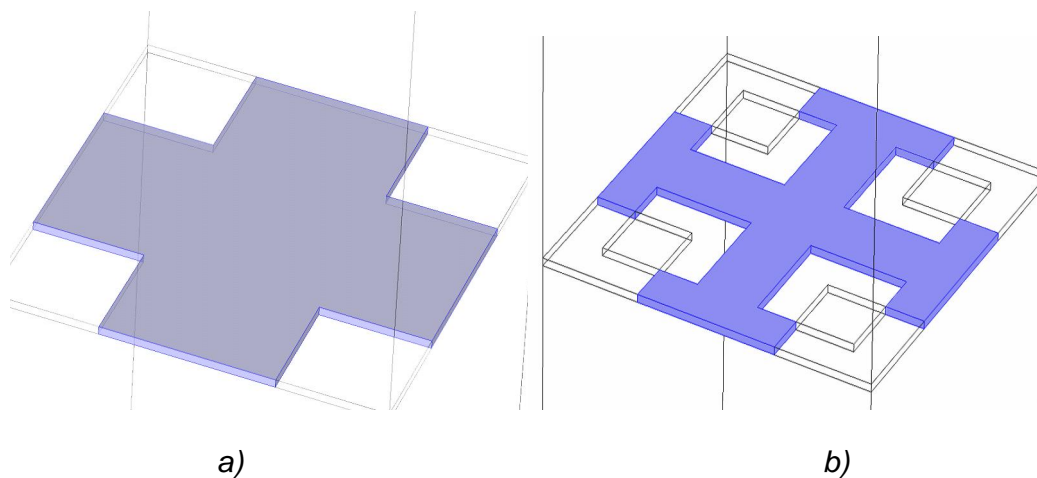


Sl. 28 Modelovanje opti kog odziva EOT matrica: a) definisanje pobude i grani nih uslova i b) simulacija periodi nosti strukture grani nim uslovima savršenih provodnika.

Efikasnost EOT matrica kao plazmonskih koncentratora e biti razmatrana na isti na in kao u slu aju plazmonskih estica integracijom ukupne gustine opti ke energije u tankom sloju aktivne oblasti fotodetektora sa i bez plazmonske strukture. Odnos ukupnih energija u prisustvu i bez plazmanskog koncentratora efektivno predstavlja spoljašnju kvantnu efikasnost fotodetektora. Kako su EOT matrice ure ene

periodične strukture oblast integracije je određena površinom jedinice i debljinom aktivne oblasti.

Geometrije jedinice EOT matrice od interesa su prikazane na Sl. 29. Na Sl.29.a je prikazana osnovna struktura EOT matrice, tanak sloj zlata u kome je izbušena matrica ravnomerno raspoređenih četvrtastih rupa (konvencionalna struktura). Na Sl. 29.b prikazana je EOT superstruktura ili supercelija dobijena superpozicijom dve matrice korelisanih ravnomerno raspoređenih kvadratnih rupa u tankom sloju zlata.



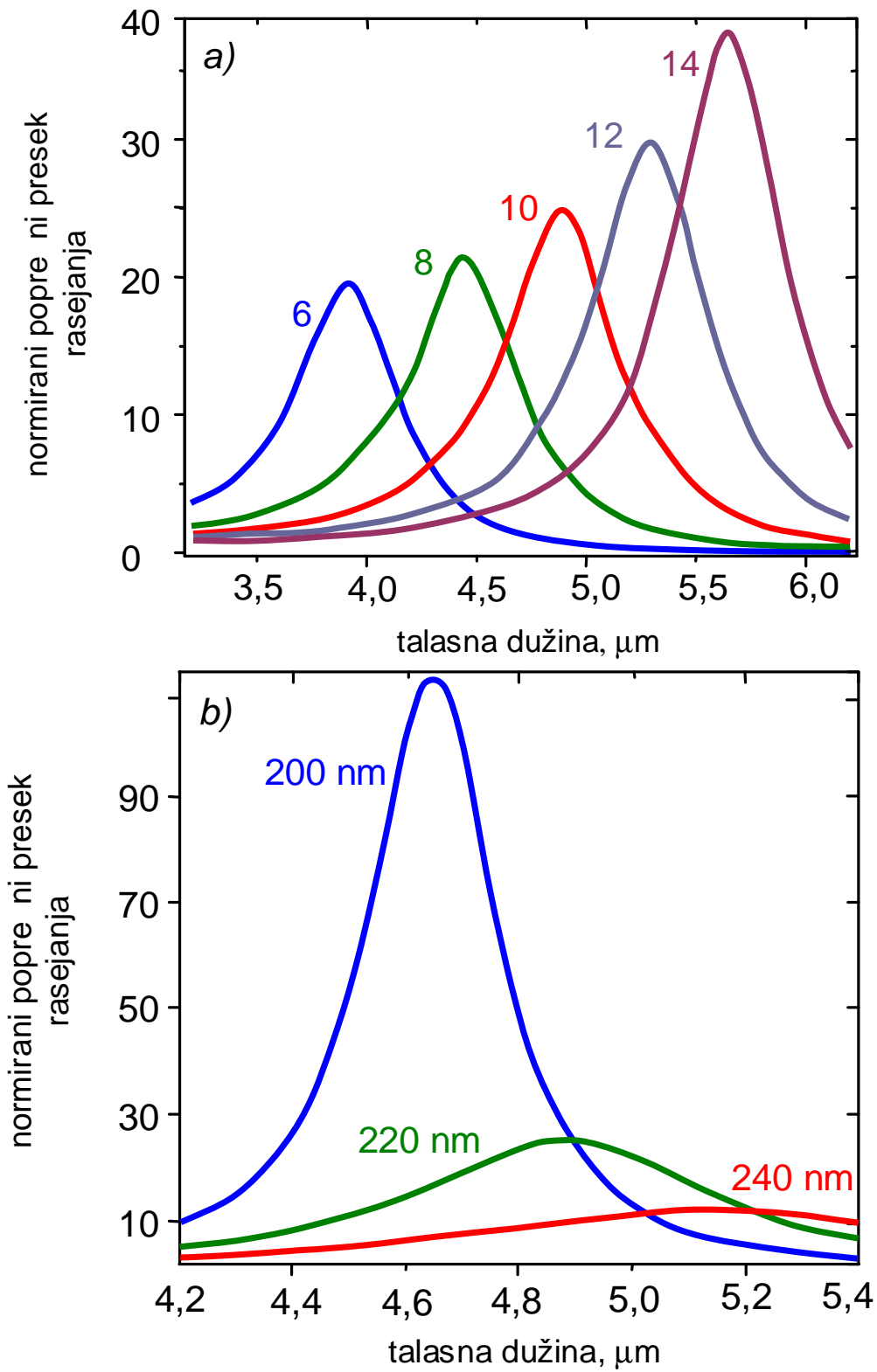
Sl. 29 Geometrija jedinice EOT matrice: a) konvencionalna struktura i b) supercelija dobijena superponiranjem dva skupa korelisanih kvadratnih rupa.

## 6. Rezultati i diskusija

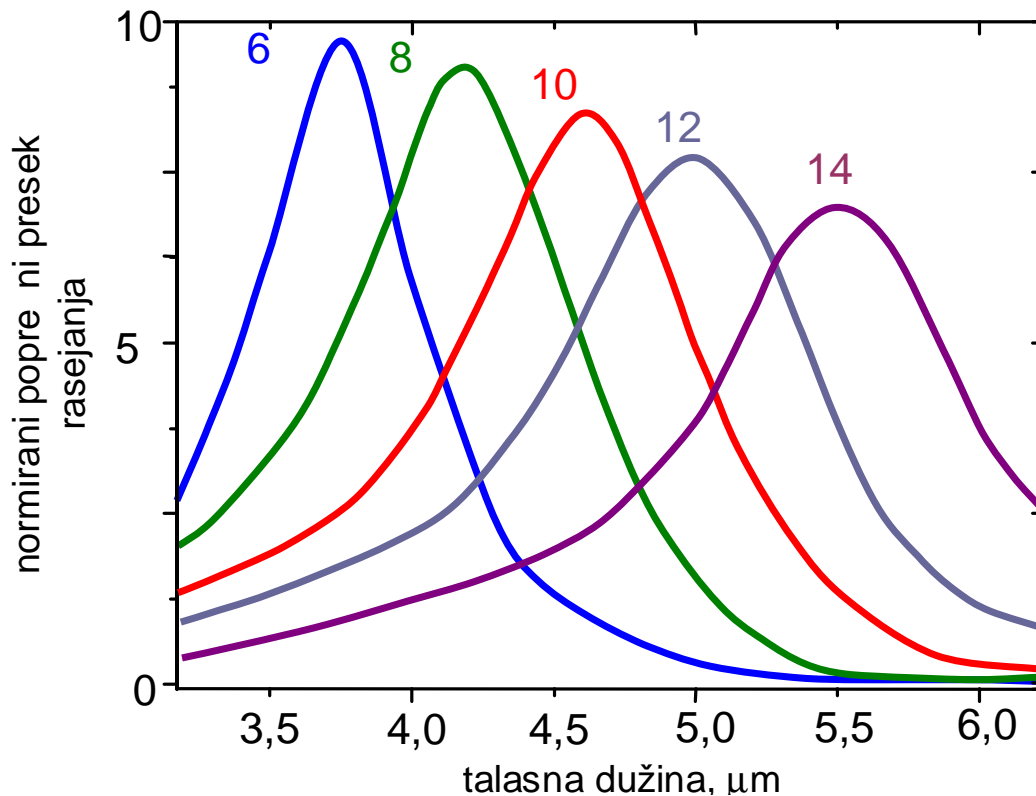
### 6.1 Sferne GZO estice

Uticaj permitivnosti dielektri nog sloja na spektralni odziv plazmonske estice je prikazan na Sl. 30.a na primeru sferne GZO estice polupre nika 220 nm. Debljina dielektri nog sloja je jednaka pre niku estica, dok je debljina AR sloja 1250 nm. Dielektri na permitivnost podloge (fotodetektora) je 10. Sa pove anjem relativne permitivnosti okolnog materijala postaje uo lživ crveni pomak plazmonske rezonancije (LSPR). Ona se manifestuje kao pikovi spektralne zavisnosti popre nog preseka rasejanja koji usled nje postaje zna ajno ve i od geometrijskog popre nog preseka. Crveni pomeraj plazmonske rezonancije je dodatno mogu e ostvariti pove anjem dimenzija estice, kao što je prikazano na Sl. 30.b na primeru sfernih estica 200-240 nm uz konstantnu vrednost permitivnosti  $\epsilon=10$  dielektri nog sloja.

Uticaj AR sloja na maksimizaciju plazmonske rezonancije prikazan je na Sl. 31. Normirani popre ni preseki rasejanja su ra unati za estice od 220 nm, situacija kao na Sl. 30.a ali ovoga puta bez gradijentnog AR sloja postavljenog preko dielektri nog sloja. Pokazuje se da je primena gradijentnog AR sloja preko tankog dielektri nog sloja sa esticama neophodna za maksimizaciju normiranih popre nih preseka rasejanja (plazmonske lokalizacije). Dodatno, bez prisustva gradijentnog sloja rezonantni odziv estica je blago pomeren ka kra im talasnim dužinama u odnosu na slu aj sa AR slojem. Ovo je posledica velike osetljivosti plazmonske struktura na promene indeksa prelamanja okoline. U prisustvu gradijentnog AR sloja permitivnost okoline u neposrednoj blizini estice je ve a jer indeks prelamanja AR sloja linearno opada sa pove anjem udaljenosti od estice po evši od indeksa prelamanja dielektri nog sloja do indeksa prelamanja okoline (vazduha), dok je u slu aju bez AR sloja odmah iznad estice indeks prelamanja vazduha. Ovo rezultuje u efektivno opti ki guš em medijumu oko estice, što za posledicu ima crveni pomak rezonancije u prisustvu AR sloja.



Sl.30 Crveni pomeraj plazmonske rezonancije sfernih GZO estica sa: a) pove anjem permitivnosti dielektri nog sloja i b) pove anjem polupre nika estica.

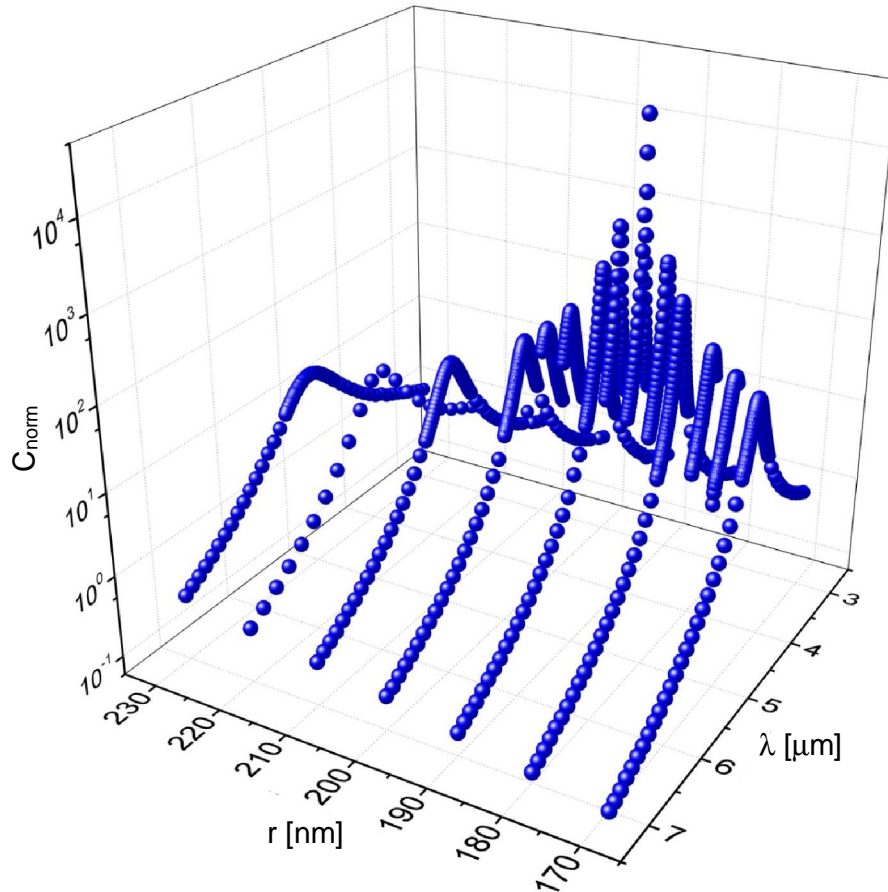


Sl.31 Normirani popre ni preseki rasejanja za GZO estice od 220 nm bez gradijentnog AR sloja u zavisnosti od permitivnosti dielektri ne suspenzije.

Optimizacija opti kog odziva izborom dimenzija estica predstavljena je na Sl. 32, gde su prikazani normirani popre ni preseki rasejanja sfernih GZO plazmotskih estica  $C_{norm}$  u opsegu polupre nika od 170 nm do 230 nm u MWIR spektralnom opsegu. Dielektri ne permitivnosti sloja i podloge su identi ne  $\epsilon=10$ . Spektralna zavisnost popre nog preseka rasejanja dodatno opisuje intenzitet (snagu) plazmonske rezonancije. Kako se estica ponaša kao rezonator unutar koga osciluju slobodni nosioci može se napraviti paralela izme u intenziteta plazmonske rezonancije i faktora dobreote ovakvog rezonatora. Što je intenzitet plazmonske rezonancije ve i širina rezonantnog pika popre nog preseka rasejanja je uža, a amplituda ve a. Za poboljšanje IC detektora ja a plazmonska rezonancija zna i ve e intenzitete bliskog polja i bolju lokalizaciju opti kog zra enja u aktivnoj oblasti detektora. Uo ljiivo je postojanje optimalne veli ine estice za maksimizaciju intenziteta plazmonske rezonancije. Za manje dimenzije

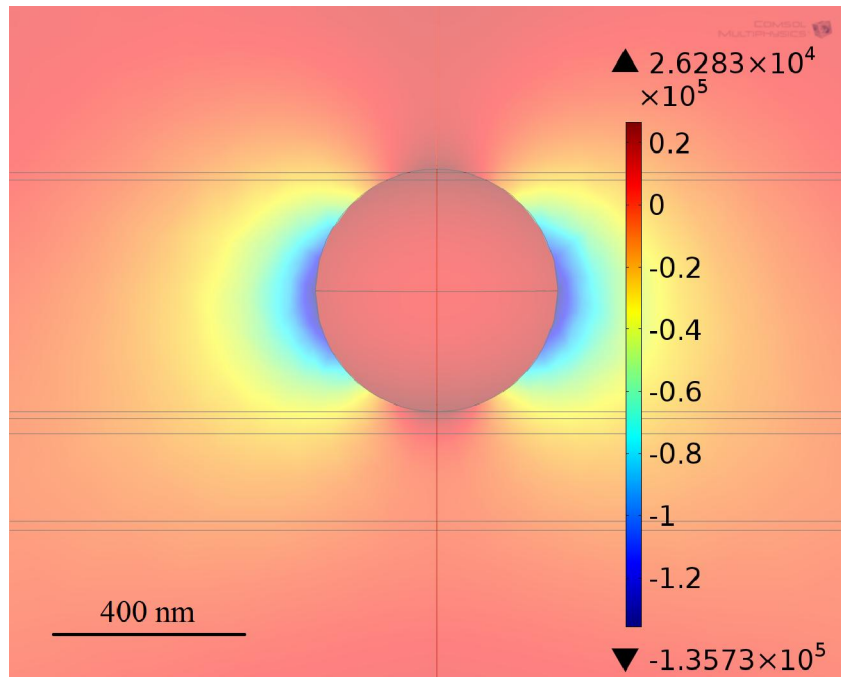


estica povećanje poluprečnika rezultuje u većem broju nosilaca i većoj snazi rezonatora (situacija opisana kvazistatičkom aproksimacijom). Sa daljim povećanjem dimenzija rezonancija postaju slabije usled rekombinacije nosilaca, tj. vreme prolaza nosilaca krozesticu postaje veće od vremena relaksacije elektronskog gasa.

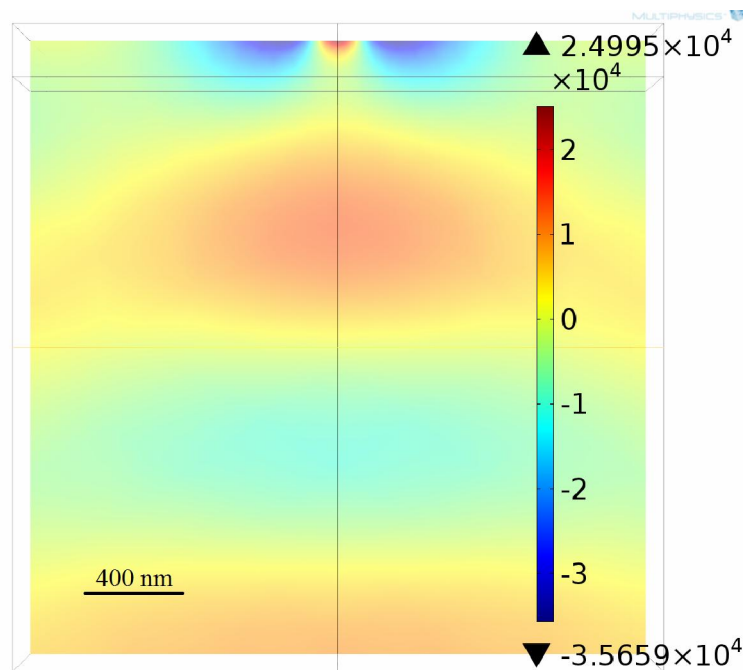


Sl.32 Maksimizacija intenziteta plazmonske rezonancijeesticom promenom dimenzijaestice.

Prostorne raspodele električnog polja u bliziniestice i u podlozi (aktivna oblast fotodetektora) prikazane su na Sl. 33. Svetlosni talas nailazi odozgo, tj. prostiranje upadnog talasa je duž z ose i polarizacija je u y pravcu, shodno tome prikazana je y komponenta ukupnog polja u prisustvu estice (superpozicija upadnog i rasejanog talasa). Raspodele polja su date u yz ravni normalnoj na površ fotodetektora koja prolazi kroz centar estice. Prikazane raspodele polja date su za sferne estice od 220 nm za rezonantnu talasnu dužinu od 4,88  $\mu\text{m}$  i dielektričnu permitivnost sloja i podloge  $\epsilon=10$  sa gradijentnim AR slojem preko dielektričnog sloja saesticama.



a)

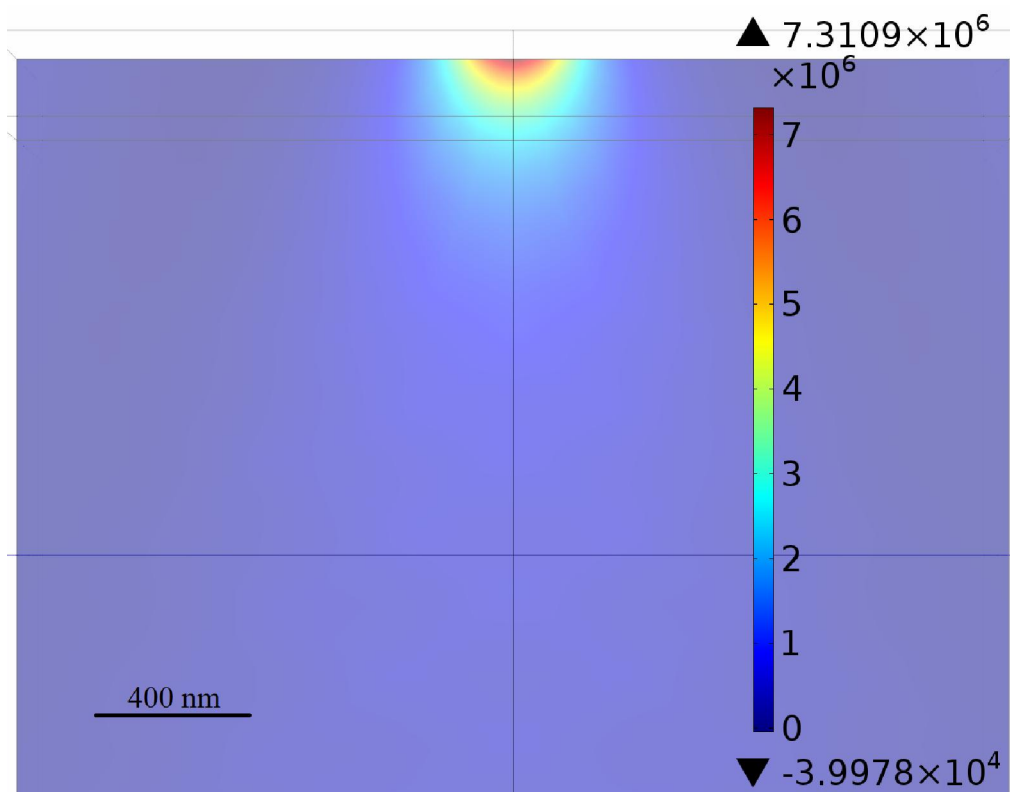


b)

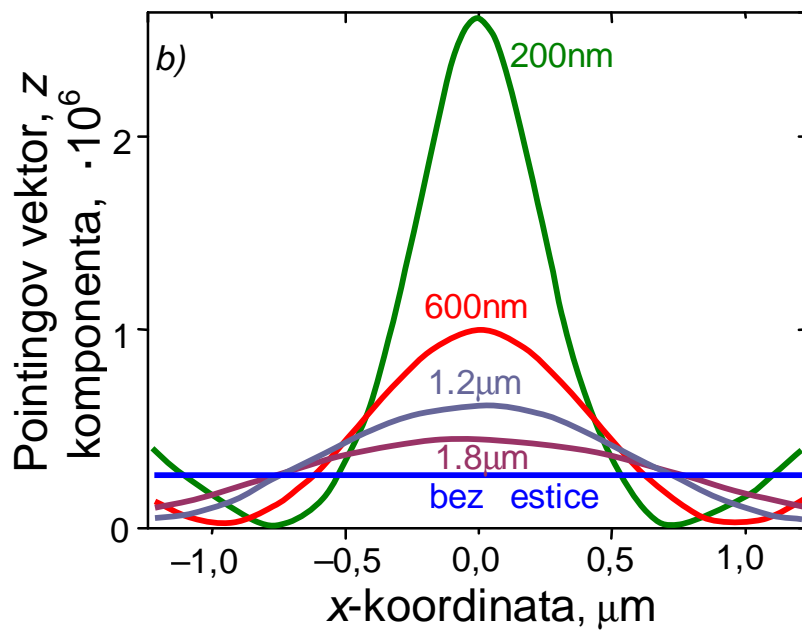
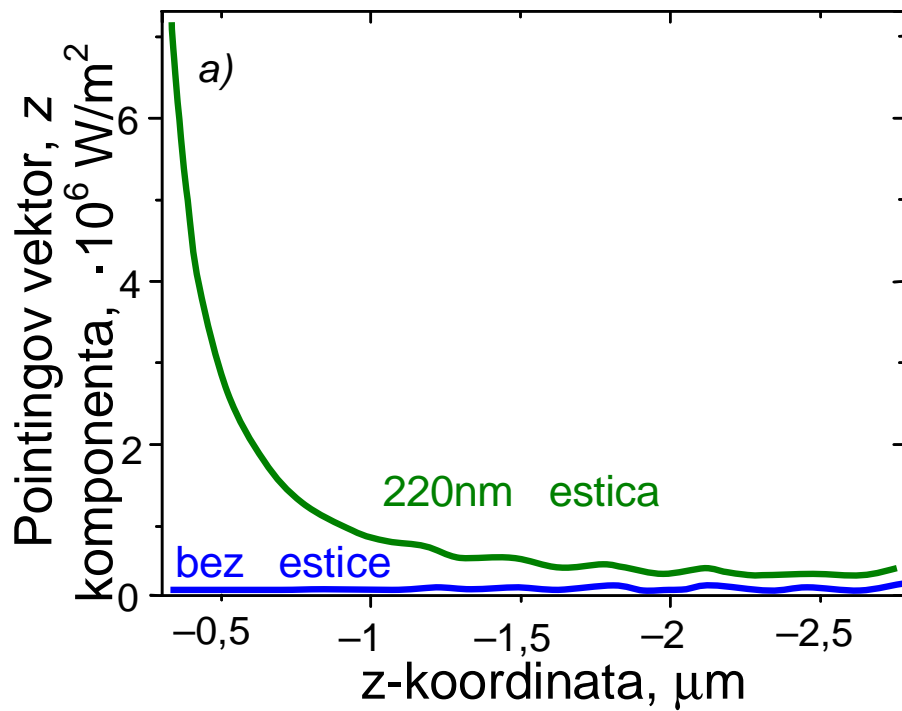
SI.33 Prostorna raspodela elektri nog polja za sfernu esticu od 220 nm: a) u dielektri nom sloju oko estice i b) u aktivnoj oblasti fotodetektora direktno ispod estice.

Odziv estice kao oscilujućeg dipola, Sl. 33.a, prouzrokuje velike intenzitete polja u blizini estice usled plazmonske rezonancije. Veliki intenziteti polja su takođe uočajivi i neposredno ispod estice u aktivnoj oblasti fotodetektora, kao što je prikazano na Sl. 33.b. Plazmonska estica vrši preraspodelu električnih polja u aktivnoj oblasti lokalizujući ih u tankom sloju uz samu površ fotodetektora. Međutim, ono što je od najvećeg interesa za primenu plazmonske estice u poboljšanju infracrvenih fotodetektora je uticaj estice na upadni optički fluks kao i na gustinu optičke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora.

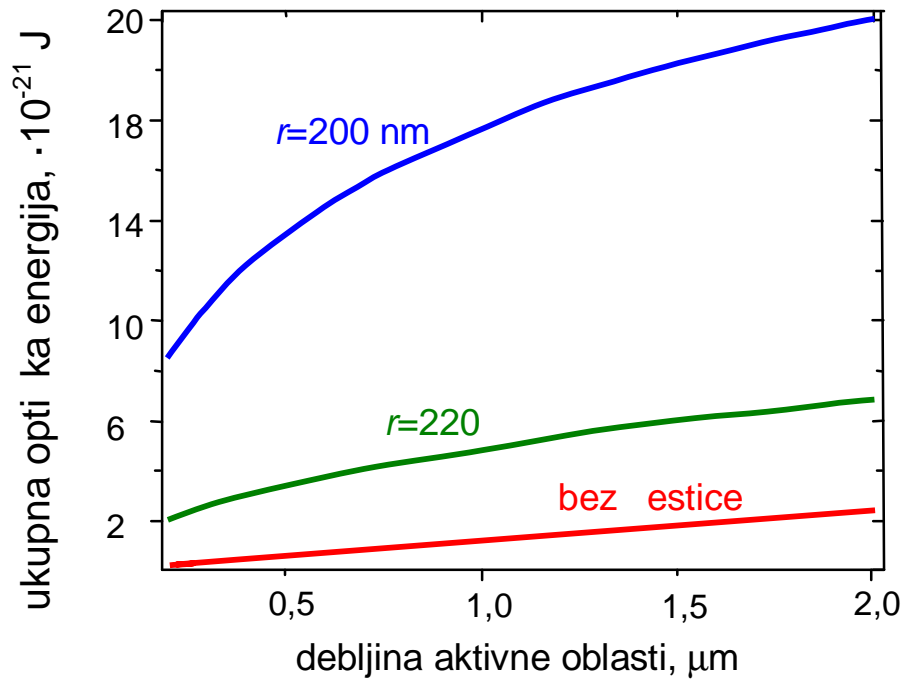
Prostorna raspodela Pointingovog vektora u pravcu prostiranja upadnog svetlosnog talasa (u  $z$  pravcu) u aktivnoj oblasti fotodetektora koja odgovara prostornoj raspodeli polja sa Sl. 33.b prikazana je na Sl. 34. Profili Pointingovog vektora duž  $x$  i  $z$  ose su prikazani na Sl. 35.



Sl.34 Prostorna raspodela Pointingovog vektora direktno ispod estice u aktivnoj oblasti.



Sl. 35 Zavisnost intenziteta Pointingovog vektora: a) u pravcu prostiranja svetlosti direktno ispod estice i b) u pravcu normalnom na pravac prostiranja za razliite udaljenosti od estice.

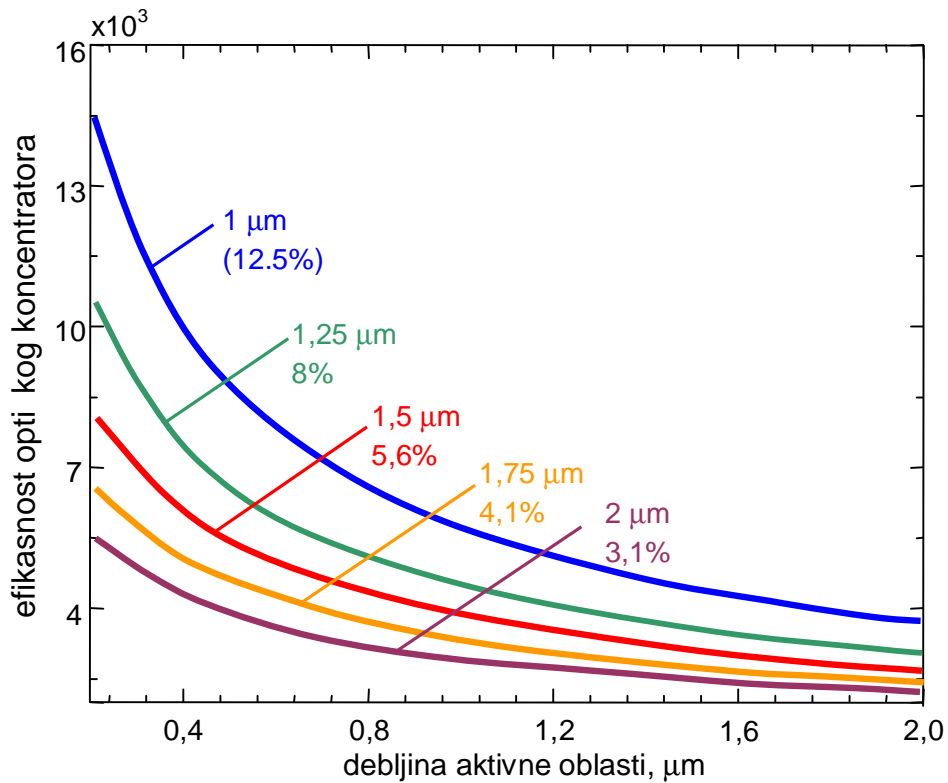


SI.36 Zavisnost optičke energije u aktivnoj oblasti od debljine aktivne oblasti za različite dimenzije GZO nanostreživa.

Same plazmonske nanostrežive su pasivne i sva energija koja ulazi u sistem je optička energija upadnog talasa. Plazmonska rezonancija omogućava velike intenzitete polja u okolini nanostrežive, ali je tako praćena rezonantnim povećanjem gubitaka. Posledica plazmonske rezonancije je preraspodela upadne optičke snage manifestovana u velikim intenzitetima Pointingovog vektora direktno ispod same nanostrežive u oblasti bliskog polja, tj. intenzitet Pointingovog vektora eksponencijalno opada sa povećanjem udaljenosti od nanostrežive SI.35.a. U dalekom polju se oslobađena usmerenost zračenja usled rasejanja svetlosti na nanostreživi SI. 35.b, ali usled gubitaka koje unose same nanostrežive ukupna snaga zračenja počinje da opada ispod nivoa snage upadnog zračenja kakva se dobija kada nanostreživa nije prisutna.

Postavljanje aktivne oblasti fotodetektora kao podloge omogućava da se energija sadržana u bliskom polju konvertuje u električni signal. Zahvaljujući i rezonantnom pojačanju Pointingovog vektora optička energija sadržana u tankom sloju odmah ispod nanostrežive može biti mnogo veća nego što je to normalno moguće.

Ako pretpostavimo da je cela površina aktivne oblasti fotodetektora pokrivena plazmonskim esticama, ukupna optička energija sadržana u konačnoj zapremini aktivne oblasti definisanoj debljinom aktivne oblasti i stranicom kvadrata  $a$  na površini fotodetektora sa plazmonskom esticom u centru prikazana je na Sl. 36 za slučaj sfernih estica prenika 200 nm i 220 nm. Ukupne energije na Sl. 36 prikazane su za rezonantne talasne dužine od 4,66  $\mu\text{m}$  i 4,88  $\mu\text{m}$  za redom za estice prenika 200 nm i 220 nm. Dielektrične permitivnosti dielektričnog sloja i podloge su  $\epsilon=10$  sa gradijentnim AR slojem. Strana kvadratne površi je 1  $\mu\text{m}$ .



Sl.37 Efikasnost plazmanskog koncentratora na bazi sfernih estica prenika 185 nm u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i faktora pokrivenosti površine fotodetektora.

Ukupna energija u bliskom polju estice je značajno veća u odnosu na slučaj bez plazmonske lokalizacije srazmerno intenzitetu plazmonske rezonancije opisane normiranim poprečnim presekom rasejanja. U slučaju plazmonske lokalizacije količina ukupne optičke energije u aktivnoj oblasti raste sa povećanjem debljine aktivne oblasti, ali ovaj rast je najbrži za najtanje aktivne oblasti i srazmeran je Pointingovom vektoru u

bliskom polju, dok je porast ukupne energije bez plazmonske estice linearno zavisian od debljine aktivne oblasti (homogena raspodela Pointingovog vektora). Ako se zanemare gubici u materijalu podloge, ukupna energija za jako velike debljine podloge bez estice e eventualno nadmašiti koli inu ukupne energije za plazmonsku lokalizaciju jer je rast energije srazmeran Pointingovom vektoru u dalekom polju. U realnom materijalu za dovoljno velike debljine aktivne oblasti sva energija e biti apsorbovana.

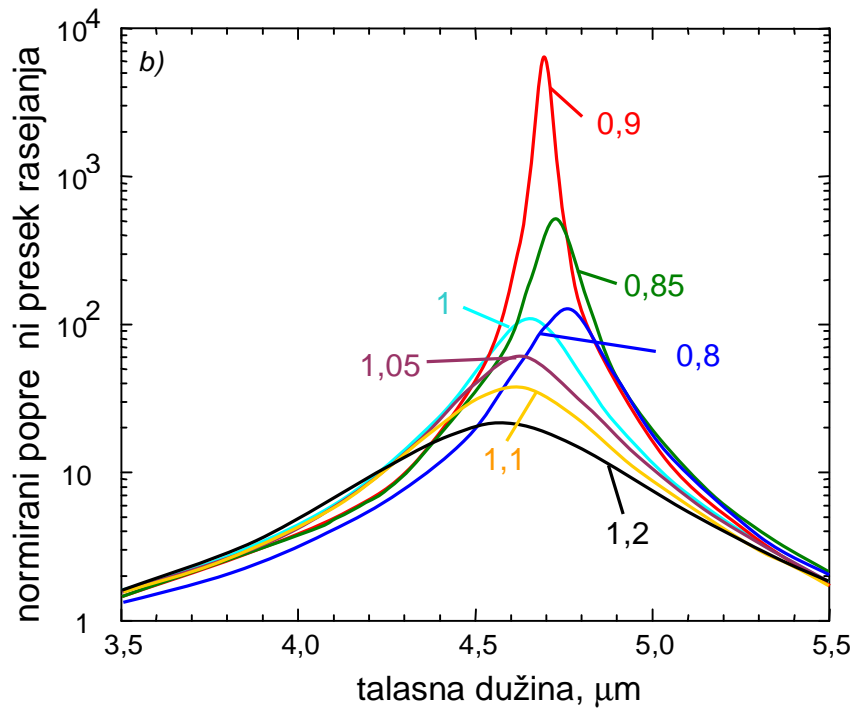
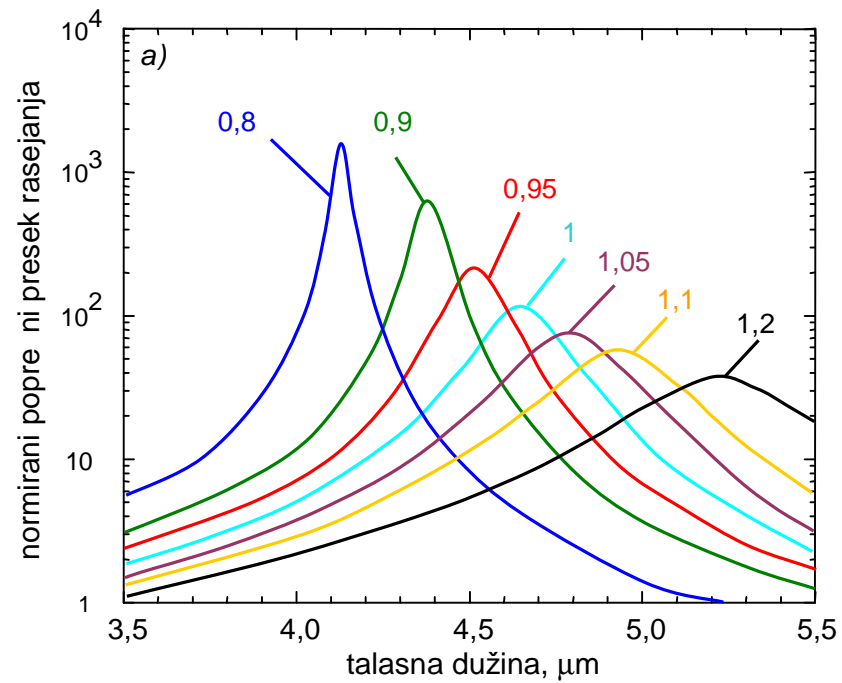
Maksimalna efikasnost plazmonske lokalizacije je za estice sa najve im normiranim popre nim presekom rasejanja. Sa Sl. 32 to su sferne estice pre nika 185 nm na rezonantnoj talasnoj dužini od 4,48  $\mu\text{m}$ . Pove anje odnosa ukupne energije sa plazmonskim esticama i bez njih u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za estice pre nika 185 nm za razli ite faktore pokrivenosti površine fotodetektora prikazane su na Sl. 37. Faktori pokrivenosti izra unati su za ure ene dvodimenzione nizove estica na površini fotodetektora kao što je opisano u poglavlju 5.2. Kako su promene fizi ke veli ine estice relativno male (par desetina nanometara), prostorne raspodele za razli ite veli ine estica su gotovo identine u pogledu dometa rasejanih polja, pošto je to odre eno fizi kim dimenzijama estice na kojoj se odigrava rasejanje. Najve a razlika je u intenzitetima polja (pogotovo u oblasti bliskog polja) jer su ona odre ena unutrašnjim procesima u estici, tj. intenzitetom oscilacija elektronske plazme. Na osnovu raspodele polja oko estice Sl.33.a. i raspodele Pointingovog vektora Sl. 35.b. pretpostavlja se da su estice dovoljno udaljene jedna od druge da se može zanemariti njihovo me usobno sprezanje. Pove anje opti ke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora izazvano plazmonskom lokalizacijom obrnuto je proporcionalno debljini aktivne oblasti. Dodatno, pove anje ukupne energije ve e je za ve u koncentraciju plazmonske estica, tj. za ve i faktor pokrivanja. Pokazuje se da je upotrebom plazmonske estica mogu e postiti pove anje opti ke energije u aktivnoj oblasti od nekoliko hiljada puta u odnosu na konvencionalne fotodetektore.

## 6.2 Sferoidne GZO estice

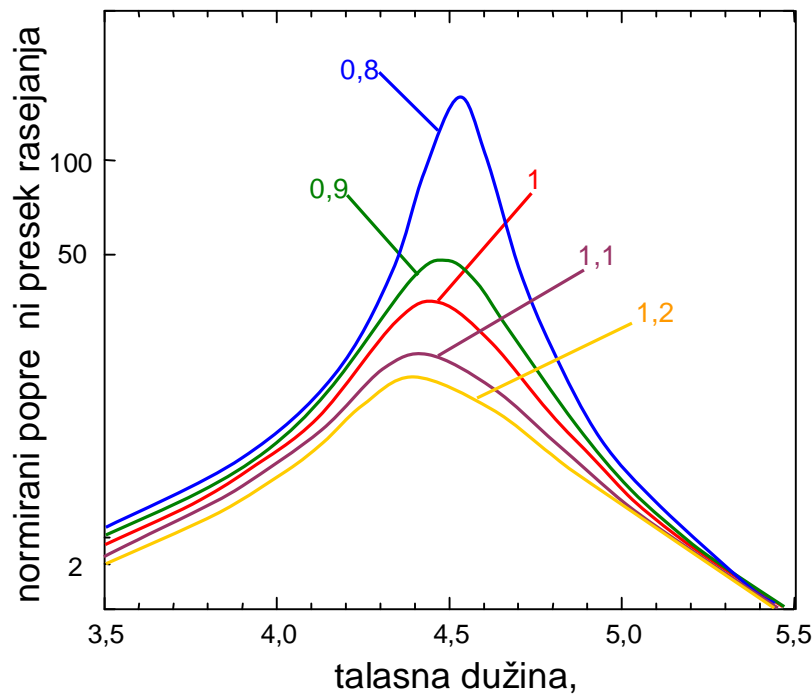
Uticaj promene geometrije estice na plazmonski odziv prikazan je na Sl. 38. Po etna estica je sferna GZO estica pre nika 200 nm, normirani popre ni preseki rasejanja dobijeni menjanjem dužine poluosa u ravni paralelnoj površini fotodetektora prikazani su na Sl. 38.a, dok je slu aj promene poluose u pravcu normalnom na površinu fotodetektora prikazan na Sl. 38.b. Permitivnost sloja i podloge je  $\epsilon=10$  sa gradijentnim AR slojem. U oba slu aja uo lživ je plavi spektralni pomeraj kako se oblik estice menja od spljoštenog ka izduženom sferoidu. Za slu aj kada se menja popre ni presek estice, Sl. 38.a, plavi pomeraj je pra en rastom normiranog popre nog preseka rasejanja. U slu aju gde se popre ni presek održava konstantnim, Sl. 38.b, plavi pomeraj je skoro zanemarljiv, ali je intenzitet plazmonske rezonancije izuzetno osetljiv na promenu dimenzija estice.

Razmatranje odziva za sferoidne estice kao opštijeg slu aja u odnosu na sfere, omogu ava detaljnije razmatranje mogu nosti manipulisanja odzivom sistema, kao i analizu uticaja gradijentnih AR slojeva. Na Sl. 39 prikazan je odziv plazmonskih estica za slu aj kao na Sl. 38.b, ali bez gradijentnog AR sloja. Spektralno pozicioniranje rezonancija prati istu pravilnost u oba slu aja, sa i bez AR sloja, samo su u slu aju bez AR sloja rezonancije dodatno pomerene ka kra im talasnim dužinama kao što je ranije diskutovano. Najve a razlika je u intenzitetu plazmonske rezonancije koji ne samo da je zna ajno ve i u slu aju kada postoji AR sloj – što je za o ekivati zbog potiskivanja refleksije – ve mu je i zavisnost od promene poluose u pravcu normalnom na površinu fotodetektora potpuno tazlita u ova dva slu aja. Postavljanje strukture kao što je gradijentni AR sloj u blisko polje estice rezultuje u zna ajnom uticaju na raspodelu rasejanog polja. Na Sl. 40 prikazane su prostorne raspodele y komponente rasejanog polja iznad estice za slu aj sa gradijentnim AR slojem i bez njega za esticu spljoštenu sa faktorom smanjenja ose 0,9.



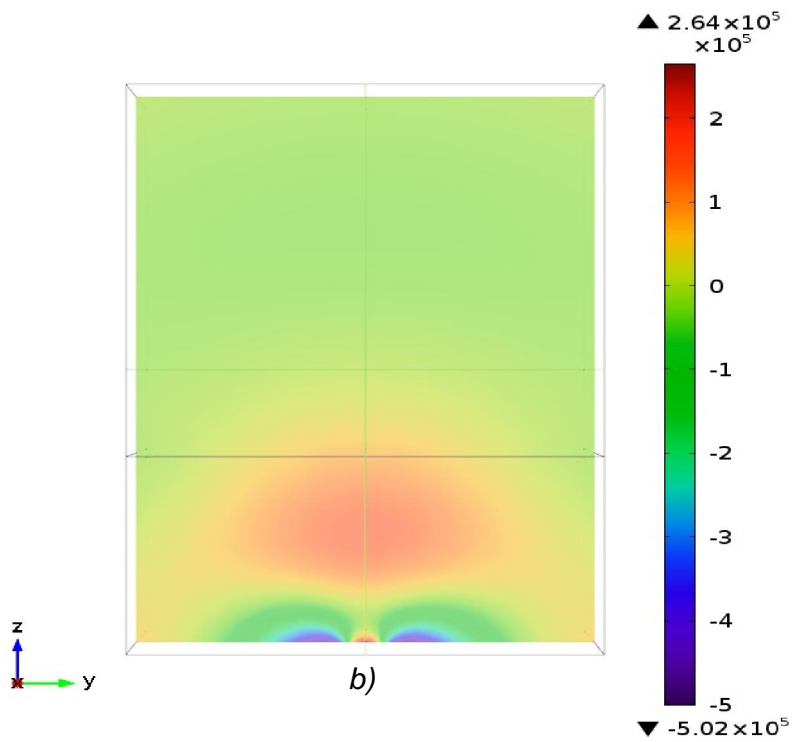
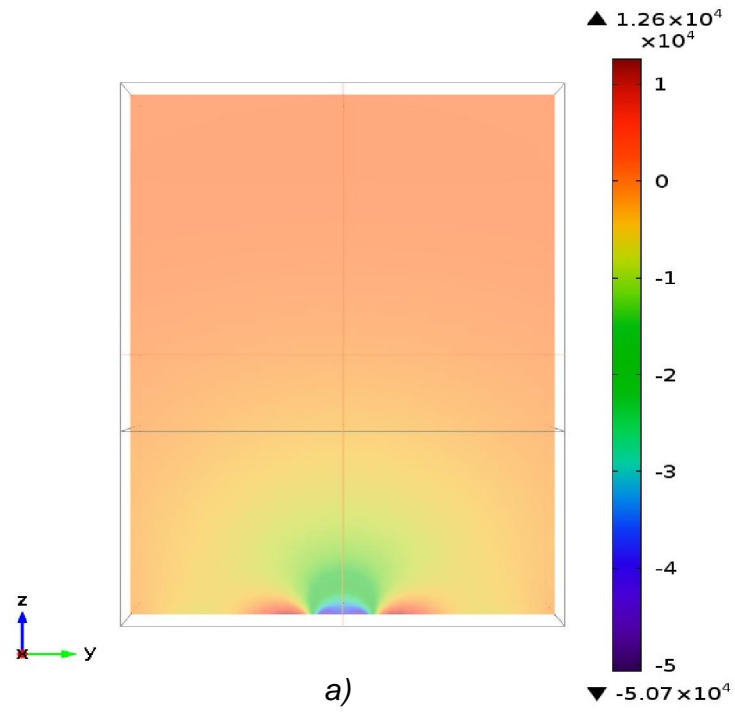


Sl. 38 Normirani popre ni preseki rasejanja za sferoidalne GZO estice po evši od sferne estice pre nika 200 nm za različite odnose poluosa i polupre nika: a) u ravni paralelnoj površini fotodetektora i b) u pravcu normalnom na površinu fotodetektora.

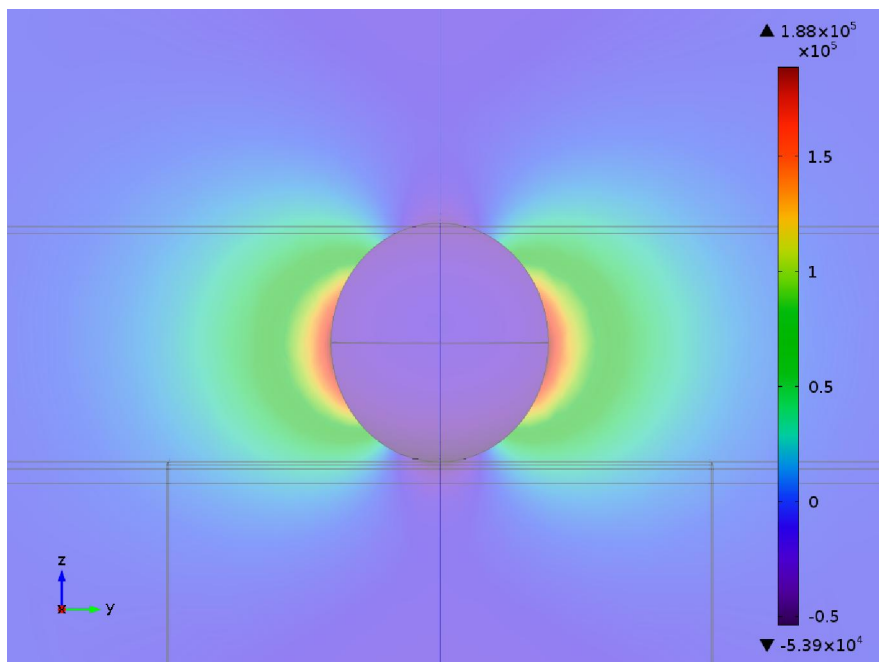


Sl. 39 Normirani popre ni preseki rasejanja za sferoidne GZO estice po evši od sferne estice pre nika 200 nm za različite odnose poluosa i polupre nika u pravcu normalnom na površinu fotodetektora bez gradijentnog AR sloja.

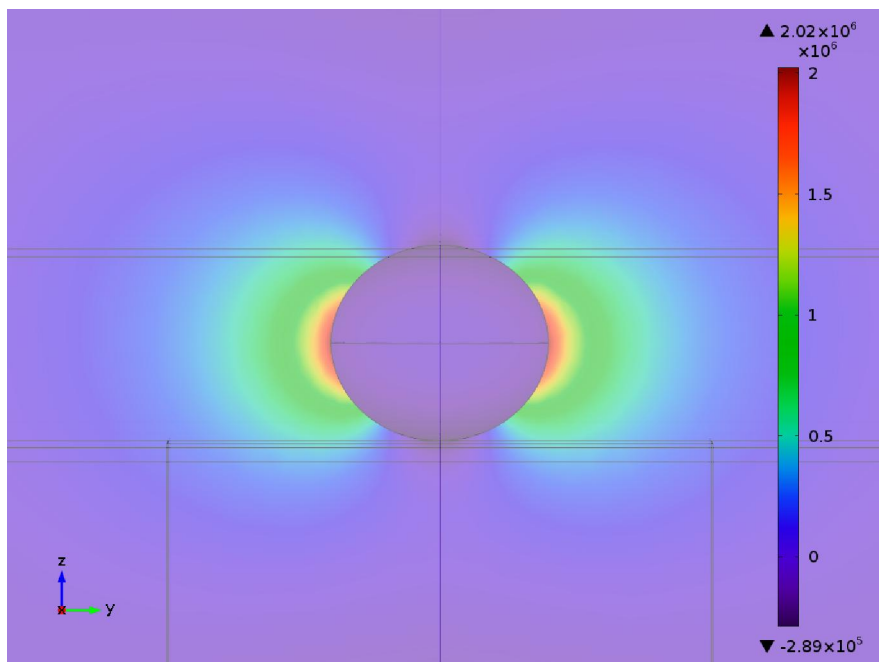
Pokazuje se da se estice u prisustvu gradijentnog AR sloja ponašaju gotovo identično kao u slučaju homogenog medijuma, Sl. 43.b i Sl. 43.c. Dodatno, situacija bez AR sloja, osim smanjenja snage rezonancije usled slabljenja pobudnog talasa zbog refleksije, dovodi do značajne promene raspodele zračenja u odnosu na dipolni odziv usled refleksije rasejanog talasa, što rezultuje u božnim režnjevima zračenja Sl.43.a. Kako se u prisustvu AR sloja estice ponašaju kao u homogenom medijumu, ovakva konfiguracija u optičkom smislu je identična situaciji u kojoj su estice jednostavno nanete na samu površinu fotodetektora u vazduhu, ali sa dodatnom funkcionalnošću u pozicioniranju plazmonske rezonancije menjanjem indeksa prelamanja dielektričnog sloja. Dodatno, ovo znači i da je cela konfiguracija dosta robusna na promenu debljine dielektričnog sloja dokle god su estice potpuno ugrađene u dielektrik i praktično sav uticaj okoline na snagu plazmonske rezonanciju svodi se na kvalitet gradijentnog AR sloja.



Sl. 40 Prostorna raspodela rasejanog polja direktno iznad spljoštene sferoidne estice: a) u vazduhu i b) u gradijentnom AR sloju.

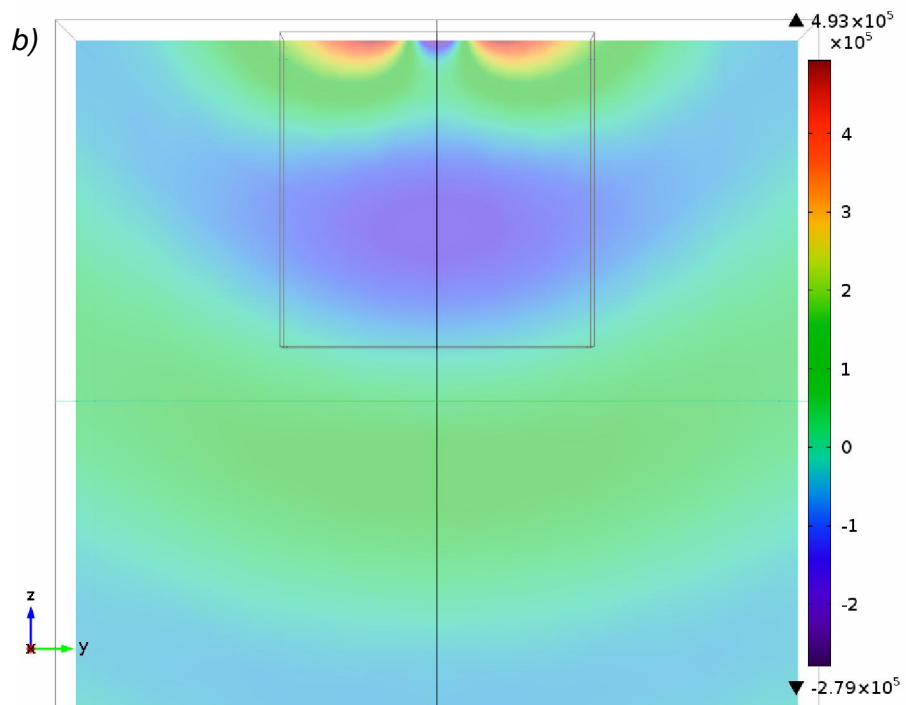
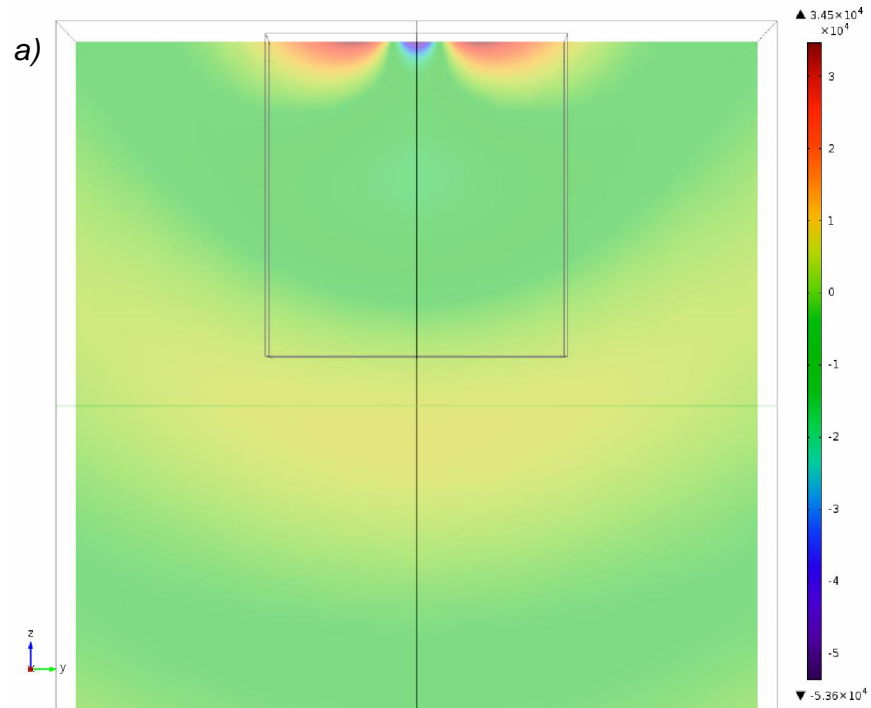


a)

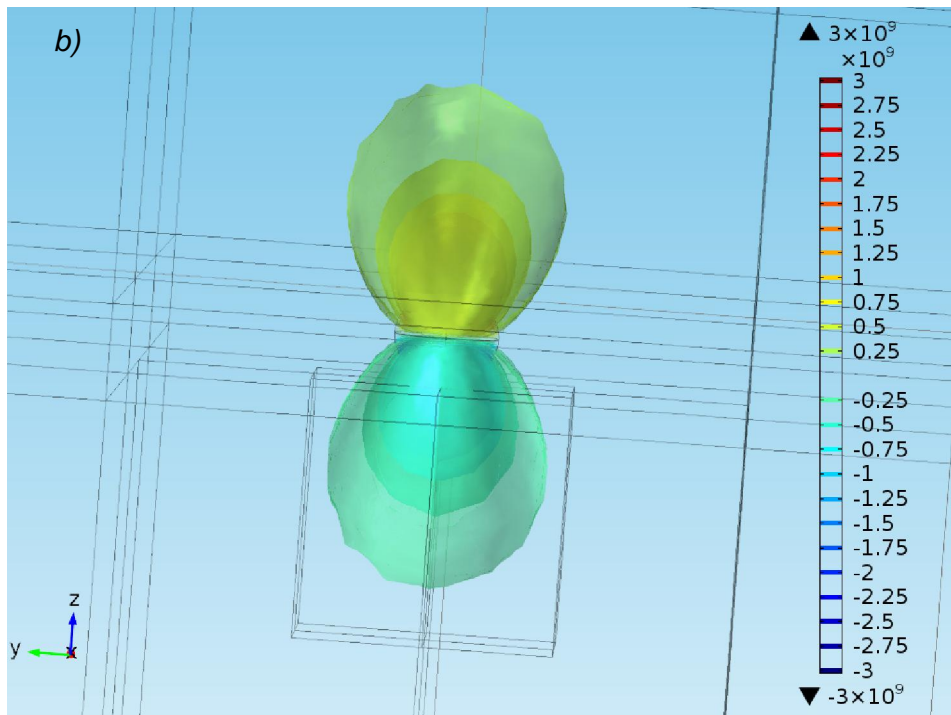
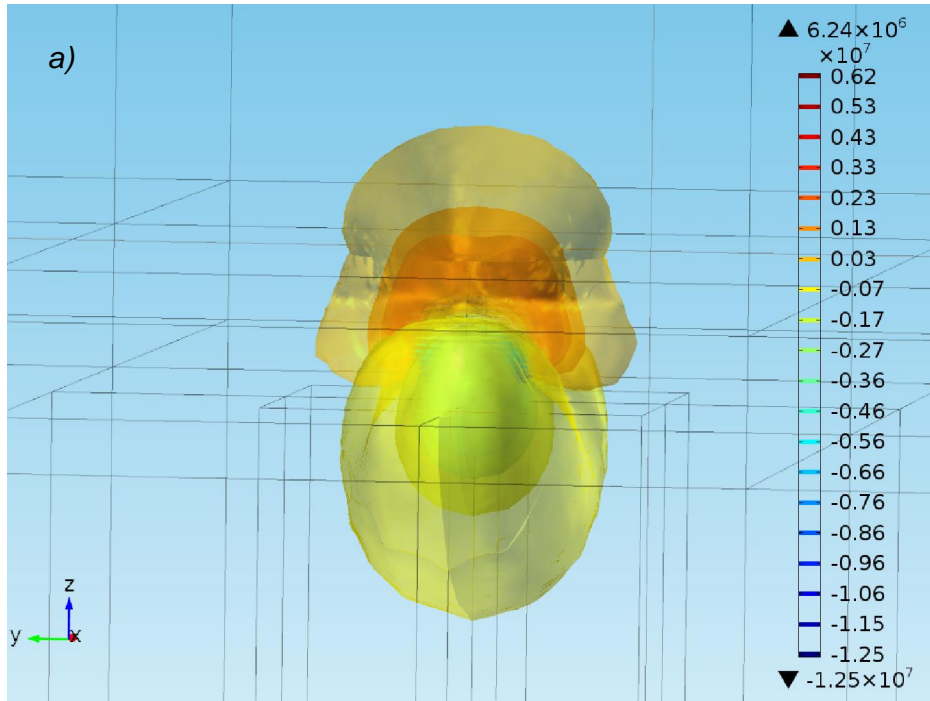


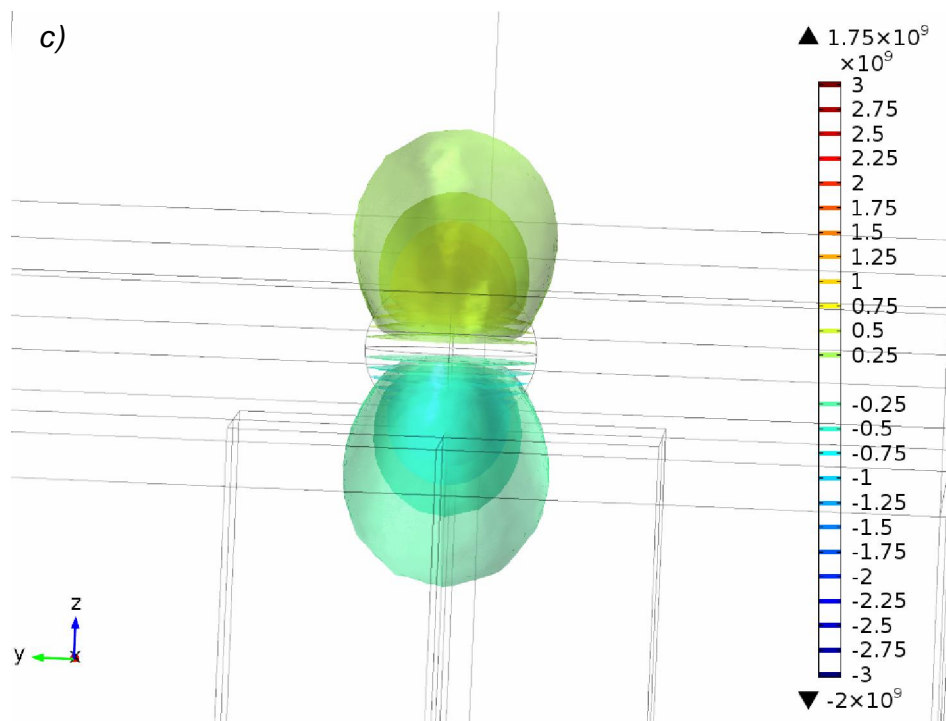
b)

Sl. 41 Prostorna raspodela rasejanog polja u okolini estice u prisustvu AR sloja za: a) izduženi  
 i b) spljoštteni sferoid



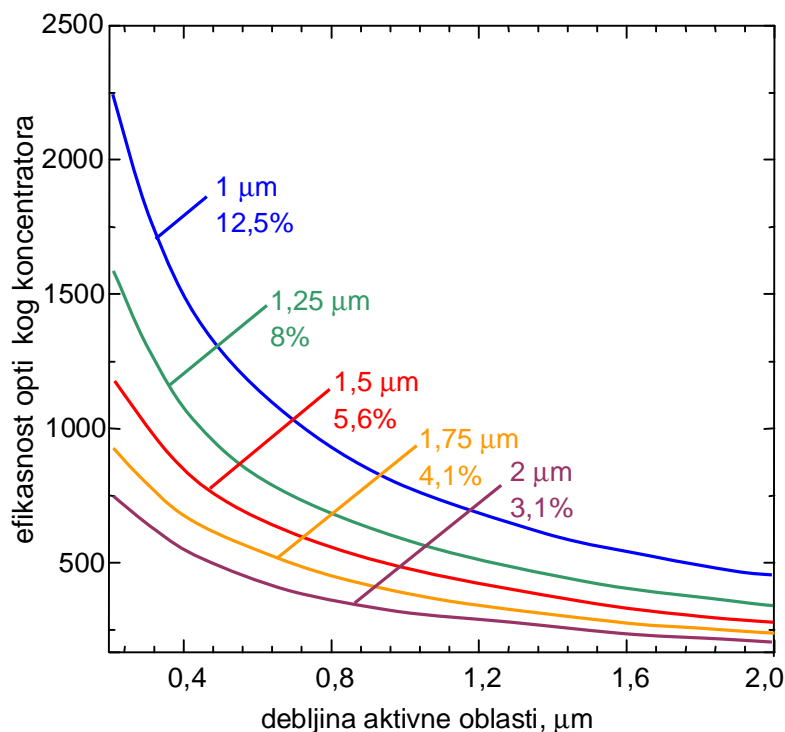
Sl. 42 Prostorna raspodela rasejanog polja u aktivnoj oblasti direktno ispod estice u prisustvu AR sloja za: a) izduženi i b) spljošteni sferoid





Sl. 43 Izo-površine Pointinovog vektora u okolini sferoidne estice za: a) esticu ugraenu u dielektri ni sloj bez dodatog gradijentnog AR sloja, b) sferoidnu esticu ugraenu u beskona ni medijum iste permitivnosti kao dielektri ni sloj i c) esticu ugraenu u dielektri ni sloj sa gradijentnim AR slojem

Sferoidne plazmonske estice daju dodatni stepen slobode pri projektovanju plazmanskog odziva u odnosu na sferne estice. Naime, za normalnu incidenciju svetlosti geometrijski popre ni presek estice u ravni paralelnoj površini fotodetektora odre uje poziciju spektralnog odziva, dok visina estice odre uje intenzitet plazmonske rezonancije. Pokazuje se da je zavisnost intenziteta plazmonske rezonancije od visine estice sli na zavisnosti intenziteta plazmonske rezonancije od polupre nika u slu aju sfernih estica. Naravno, pri tom treba uzimati u obzir promenu materijalnih gubitaka vezanu sa spektralnim pomerajem, tj. ako do e do zna ajnog plavog pomeraja usled menjanja dimenzija estice do i e i do zna ajnog smanjenja materijalnih gubitaka i ja e plazmonske rezonancije i obratno. Za sferne estice maksimizacija plazmanskog odziva promenom dimenzija automatski povla i i spektralni pomeraj rezonancije.



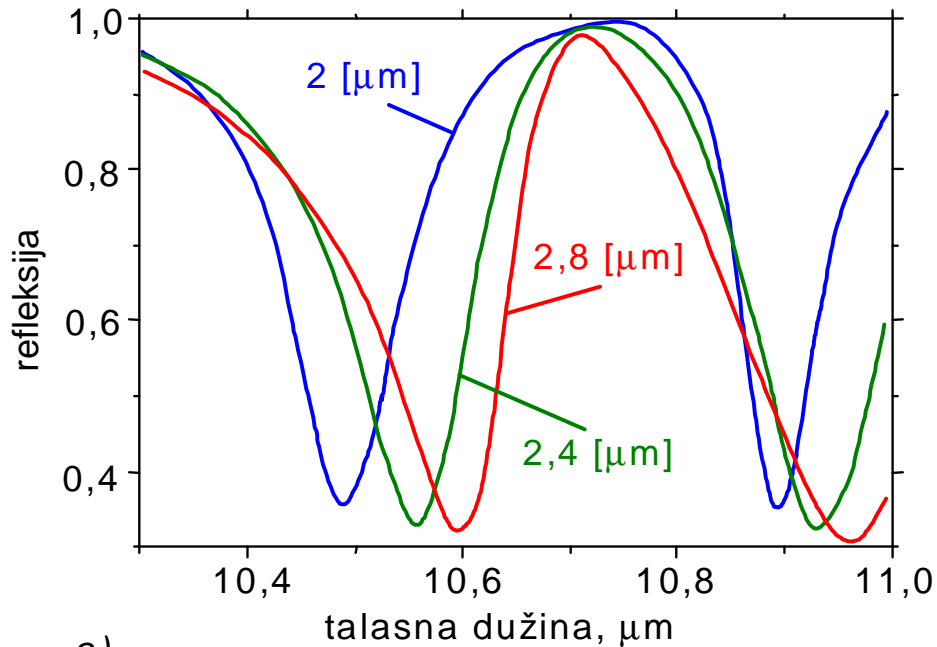
SI.44 Efikasnost plazmanskog koncentratora na bazi spljoštenih sferoidnih estica (poluose sferoida su 200 nm, 200 nm, 180 nm) u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i faktora pokrivenosti površine fotodetektora.

### 6.3 EOT strukture

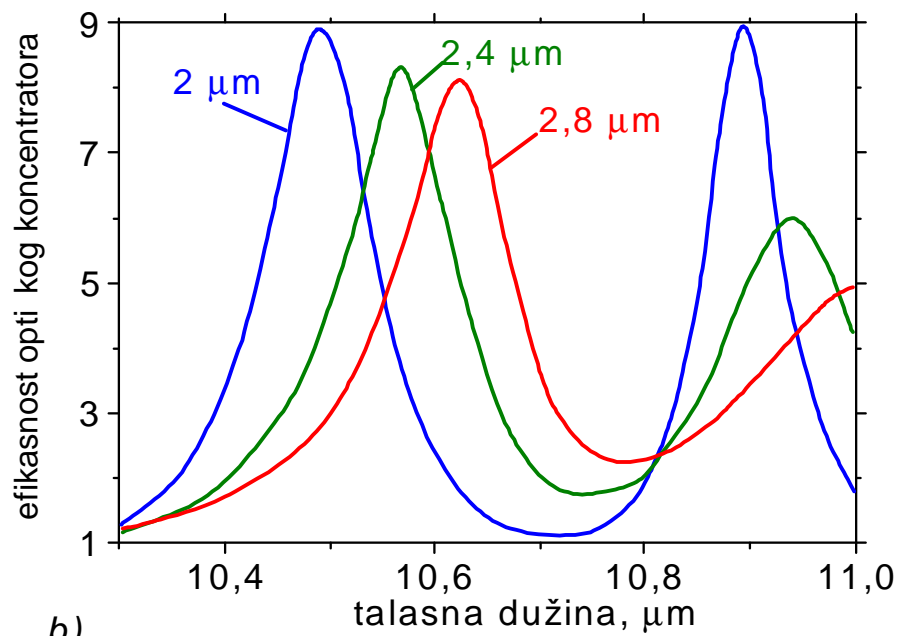
U ovom poglavlju e biti izloženi rezultati numeričkih simulacija optičkih osobina EOT matrica kao plazmanskih koncentratore za LWIR oblast. Na Sl. 45 je prikazana spektralna karakteristika konvencionalne EOT matrice u zavisnosti od dimenzija kvadratnih rupa. Veličina jedinice je 5 μm x 5 μm, indeks prelamanja podloge (poluprovodnika) je 3.2, a debljina sloja zlata je 100 nm. Odmah je uočljivo da su prozirni optički transparentnosti povezani sa plazmanskim rezonancijom, tako da je plazmanski odziv podesiv promenama geometrije strukture. Efikasnost plazmanskog koncentratore sa Sl. 45.b je računata kao odnos ukupne optičke energije sa EOT matricom i bez nje u zapremini određenoj površinom jedinice za debljinu aktivne oblasti jednaku rezonantnoj talasnoj dužini u vazduhu. Zavisnost spektralne karakteristike od debljine metalnog sloja prikazana je na Sl. 46 za EOT matrice sa



kvadratnim rupama stranice 2,8  $\mu\text{m}$  i plazmotskom rezonancijom na 10,6  $\mu\text{m}$ . Veli ine rupa date su na nivou celog metamaterijala, tj. na slici jedini ne elije Sl. 29 vide se samo etvrtine rupa.

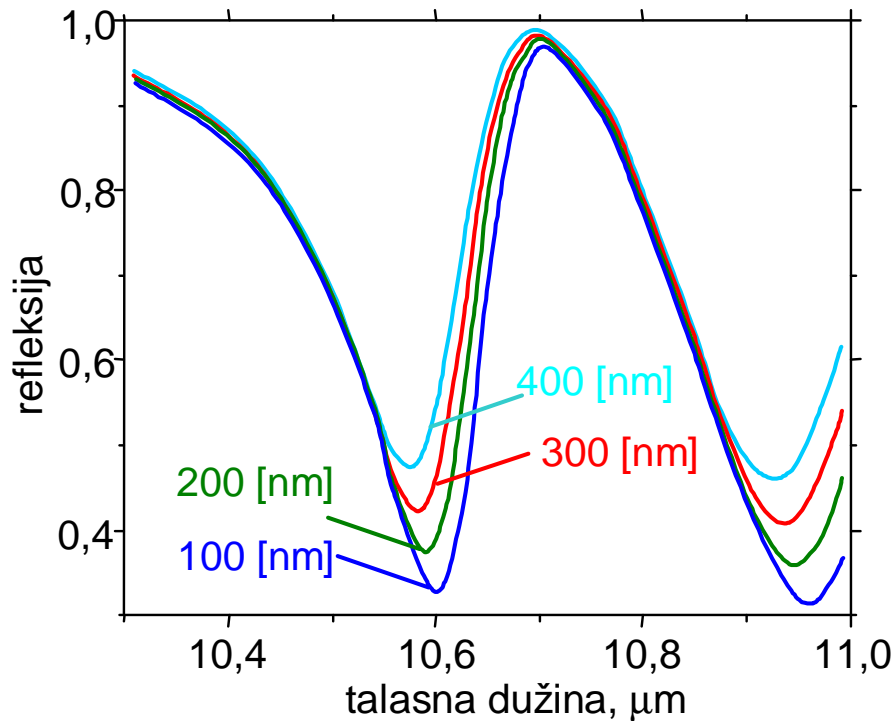


a)



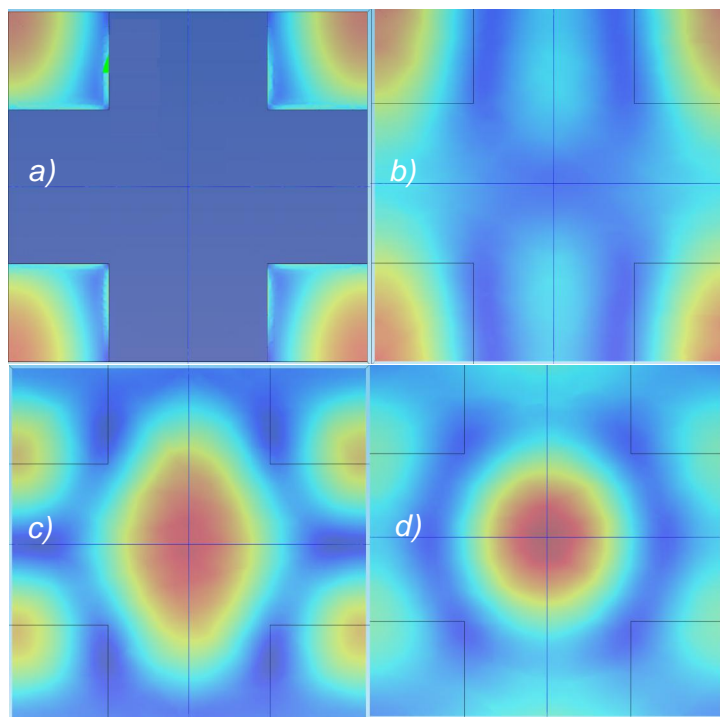
b)

Sl.145 Disperzione relacije: a) koeficijenta refleksije i b) efikasnosti plazmotskog koncentrataora za konvencionalnu EOT strukturu jedini ne elije 5  $\mu\text{m}$  u zavinosti od dimenzija kvadratnih rupa.



Sl.46 Spektralna zavisnost koeficijenta refleksije za konvencionalnu EOT strukturu jedini ne elije 5 μm i kvadratnim rupama stranice 2,8 μm u zavisnosti od debljine metalnog sloja.

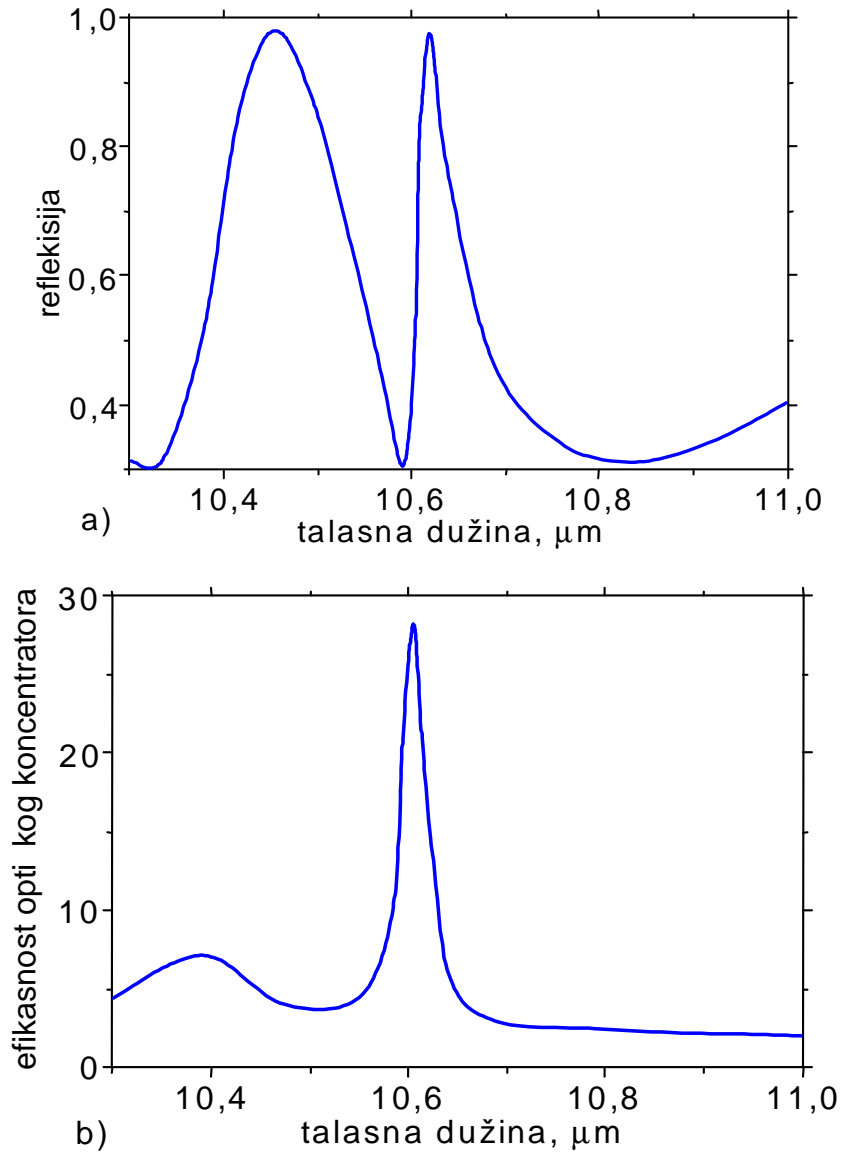
Na Sl. 47 prikazane su prostorne raspodele intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim metalnom sloju za rezonantnu talasnu dužinu od 10,6 μm na razli itim udaljenostima od EOT matrice. Jaka lokalizacija polja povezana sa "projektovanim" (designer) plazmonima unutar otvora u metalnom filmu odmah je uo ljava u ravni provu enoj kroz sredinu metalnog sloja. Kako se ravan projekcije udaljava od EOT matrice, odziv strukture se sve više približava odzivu difrakcione strukture. Na Sl. 48 je prikazana spektralna karakteristika konvencionalne EOT matrice gde se zadržava veli ina kvadratnih rupa od 2,8 μm, ali je veli ina jedini ne elije 4,7 μm. Opet su uo ljava dva rezonantna opti ka prozora ali je zanimljivo da je pove anje opti ke energije u slu aju spektralno užih opti kih prozora zna ajno ve e u odnosu na spektralno šire opti ke prozore. Ovo nudi mogu nost manipulisanja odzivom EOT matrice specifi no za poboljšanje fotodetektora.



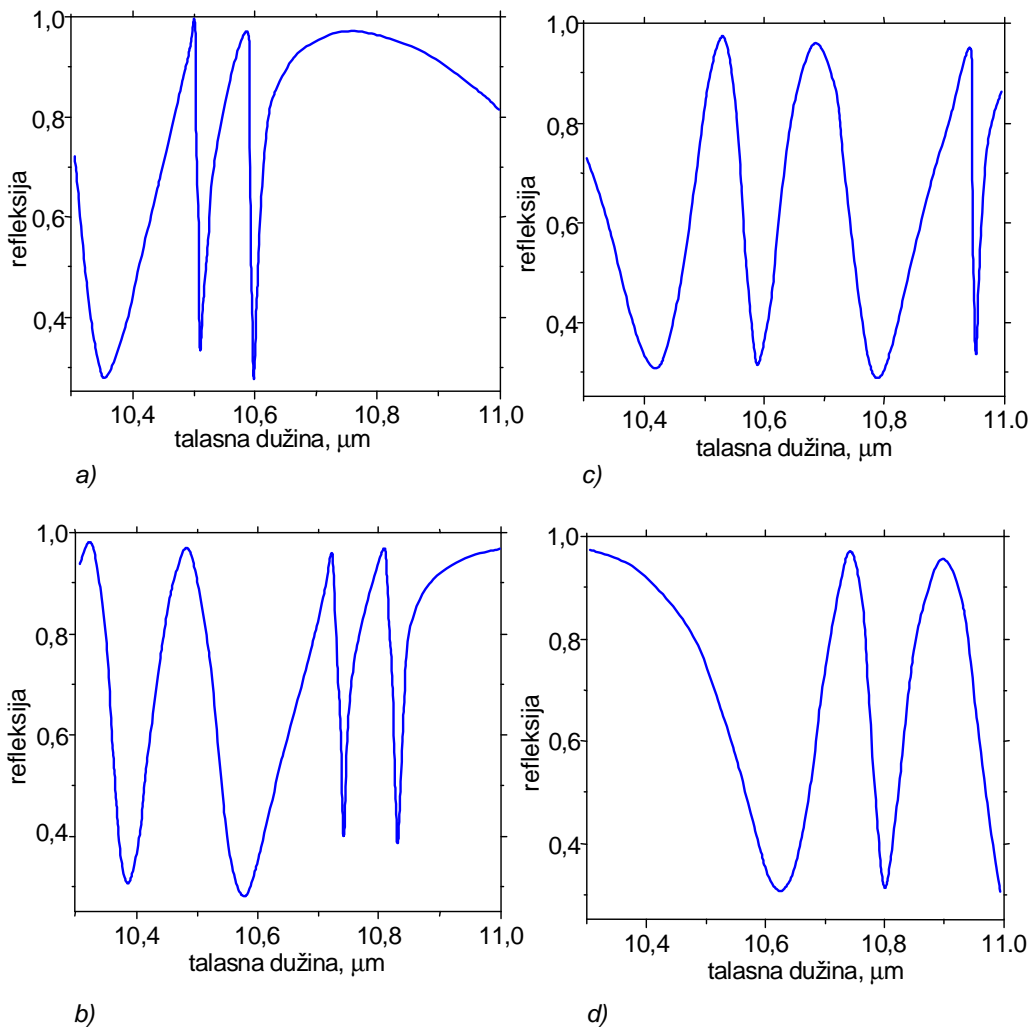
Sl.47 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za konvencionalnu EOT matricu na rezonantnoj talasnoj dužini 10,6  $\mu\text{m}$ : a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b)  $\lambda/4$ , c)  $\lambda/2$  i d)  $3\lambda/4$  od EOT matrice.

Na Sl. 49 prikazane su disperzione relacije za EOT superstrukturu gde se iz prethodnog slu aja zadržava veli ina osnovnih kvadratnih otvora od 2,8  $\mu\text{m}$  i debljina metalnog sloja od 100 nm. Dodatna matrica superponirana na postoje u EOT matricu sastoji se od kvadratnih rupa etvrtine površine originalnih kvadratnih otvora (stranica kvadrata 1,4  $\mu\text{m}$ ). Manje kvadratne rupe pomerene su ka uglovima prvobitnih kvadratnih rupa za 60% stranice manjeg kvadrata u oba ortogonalna pravca u ravni tako da se dva skupa otvora delom preklapaju. Odmah je uo lljivo da se u odnosu na konvencionalni slu aj pojavljuju dodatni prozori opti ke transparentnosti, kao i da dolazi do crvenog pomaka disperzione relacije sa pove anjem dimenzija jedini ne elije. Efikasnost superstrukturnih EOT matrica prikazana je na Sl. 50. Kao i za konvencionalne EOT matrice, efikasnost plazmonskog koncentratora ve a je za spektralno uže opti ke prozore, ali superstruktura omogu uje gotovo dvostruko ve u efikasnost u odnosu na konvencionalnu strukturu. Najve i razlog ovog pove anja efikasnosti je usled zna ajno manjih gubitaka u materijalu, me utim EOT matrice i strukture na bazi EOT matrica ne podležu konvencionalnoj teoriji efektivnog medijuma i smanjenje gubitaka u strukturi zapravo nije direktan rezultat smanjenja procentualnog

udela zlata, ve strukturnih promena [93]. Upravljanje opti kim odzivom EOT matrica svodi se na manipulaciju vo enim površinskim modovima gde se geometrijom strukture prakti no formiraju putanje ili "opti ka kola" kuda se prostiru SSP talasi, a kako su sami gubici posledica prostiranja SPP-a na me uspoju metal-dielektrik, onda e u zavisnosti od putanje kojom se opti ko kolo zatvori gubici biti manji ili ve i. Na Sl. 51 prikazane su ukupne vrednosti Pointingovog vektora u ravni površine metala za konvencionalnu strukturu i superstrukturu za rezonantnu talasnu dužinu od 10,6  $\mu\text{m}$



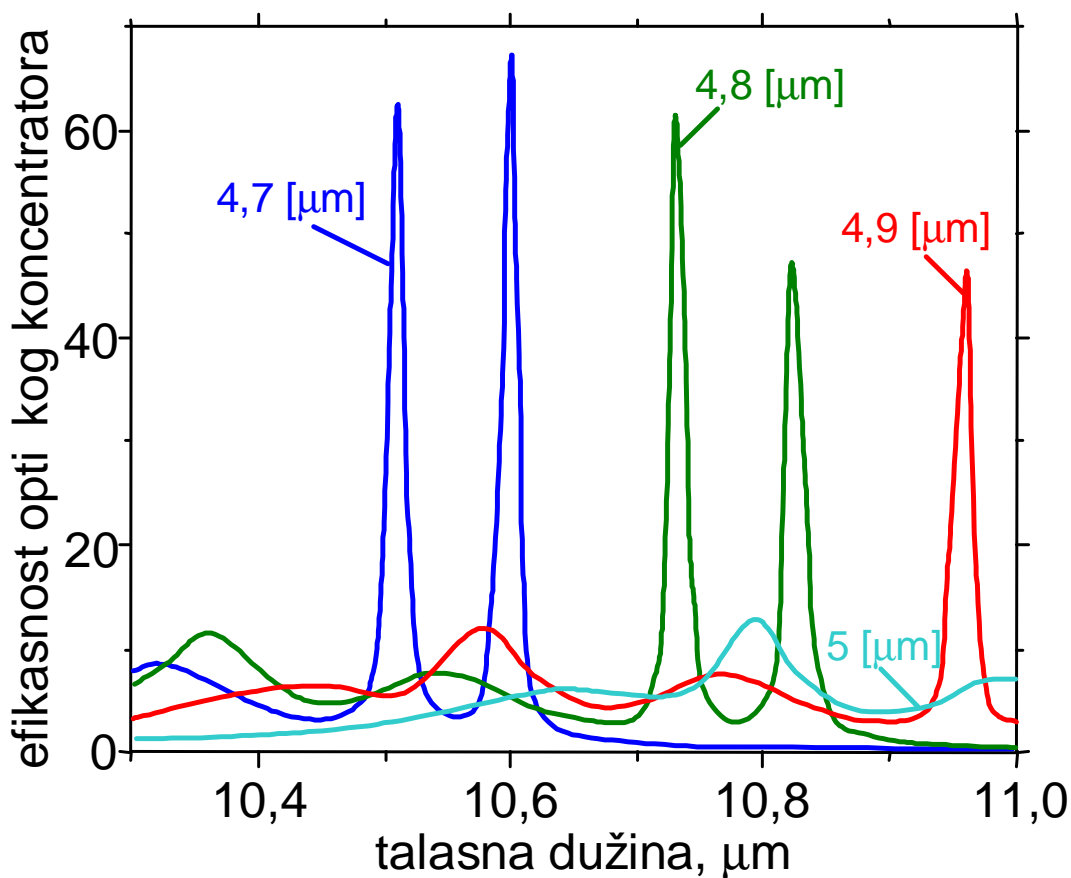
Sl.48 Disperzione relacije: a) koeficijenta refleksije i b) efikasnosti plazmanskog koncentratora za konvencionalnu EOT strukturu jedinice veličine  $4,7 \mu\text{m}$  i kvadratnim rupama  $2,8 \mu\text{m}$ .



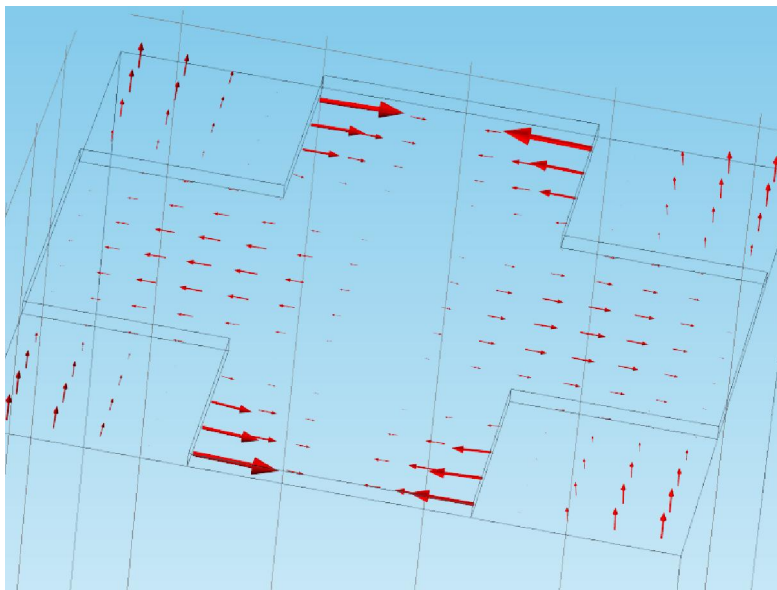
Sl.49 Disperzione relacije koeficijenta refleksije EOT superstrukture nastale od konvencionalne EOT matrice sa kvadratnim rupama stranice  $2,8 \mu\text{m}$  za različite dimenzije jedinice: a)  $4,7 \mu\text{m}$ , b)  $4,8 \mu\text{m}$ , c)  $4,9 \mu\text{m}$  i d)  $5 \mu\text{m}$

Na Sl. 51 odmah je uočljivo postojanje Pointingovih vektora u ravni povezanih sa prostirnim modovima površinskih plazmona polaritona. Za konvencionalnu strukturu pobuđeni SPP prostiru se po površini metalnih krakova jedinice i praktično optičko kolo se zatvara oko kvadratnih otvora duž metalnih delova strukture uz velike gubitke zbog relativno velike dužine i širine metalnih vodova. Za superstrukturu smanjivanje širine vodova (krakova jedinice) dovelo bi samo do smanjivanja gubitaka da je ovakva promena uniformna (konvencionalna struktura sa velikim rupama) i spektralnog pomeraja rezonancije. Međutim, superponiranje dva skupa matrica kvadratnih rupa je zapravo dovelo do pojave metalnih ostrva, gde se dve

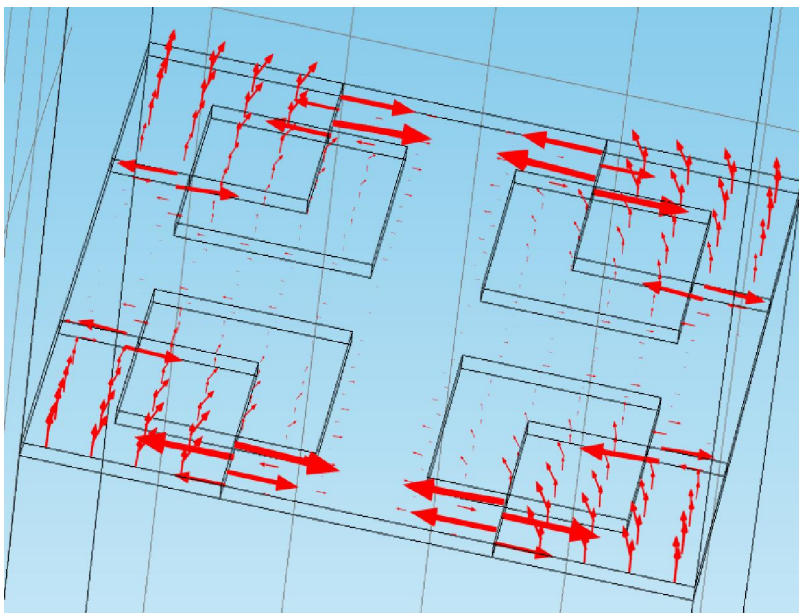
jedini ne elije sastaju i svi SPP-ovi pomereni su iz centra ka ovim metalnim ostrvima. Sada se cela struktura može gledati kao opti ko kolo koje se zatvara oko novonastalih metalnih ostrva umesto oko otvora u metalnom filmu, što za posledicu ima jake intenzitete polja tik uz metal. Na slikama 52-55 prikazane su prostorne raspodele intenziteta elektri nog polja vezane sa tri rezonantna pika za superstrukturu jedini ne elije od  $4,7 \mu\text{m}$ , što ilustruje arbitrarnost modelovanja opti kog odziva EOT matrice kao hibridne strukture sprezanjem plazmonske modova sa prostiru im modovima difrakcione rešetke.



Sl. 50 Disperzione relacije efikasnosti opti kog koncentratora za EOT superstrukturu nastalu od konvencionalne EOT matrice sa kvadratnim rupama stranice  $2,8 \mu\text{m}$  za razli ite dimenzije jedini nih elija.

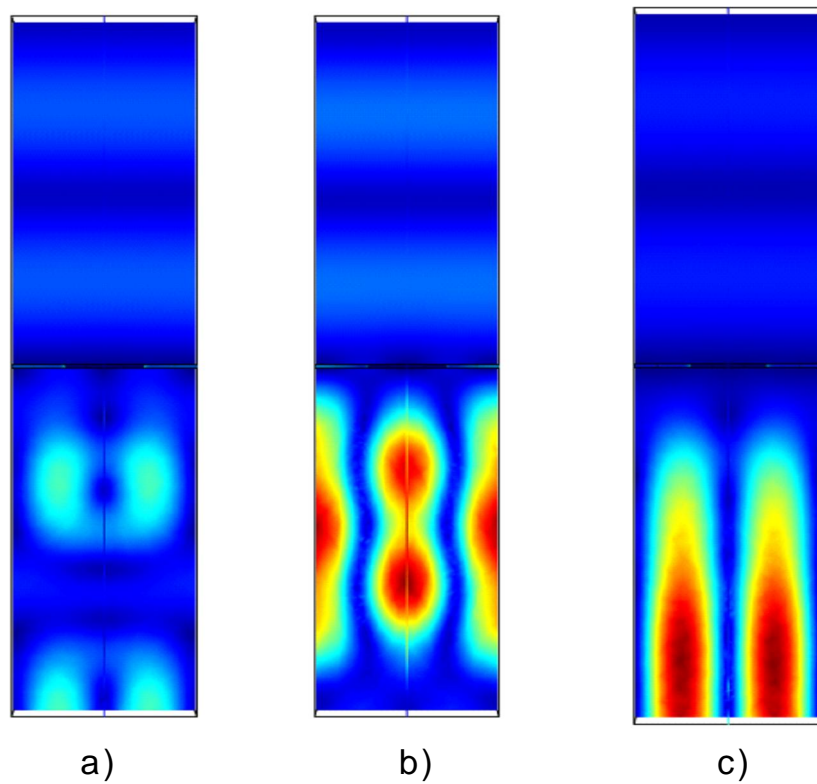


a)

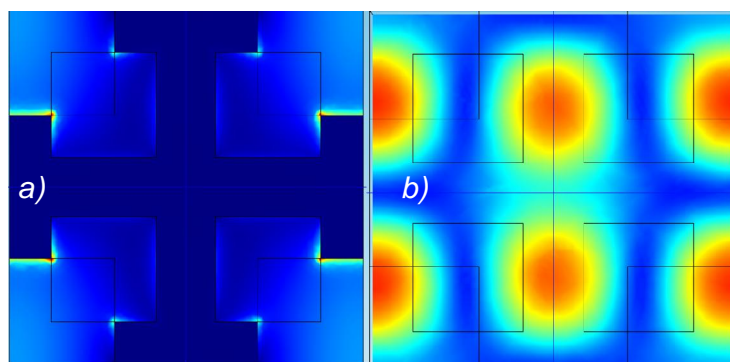


b)

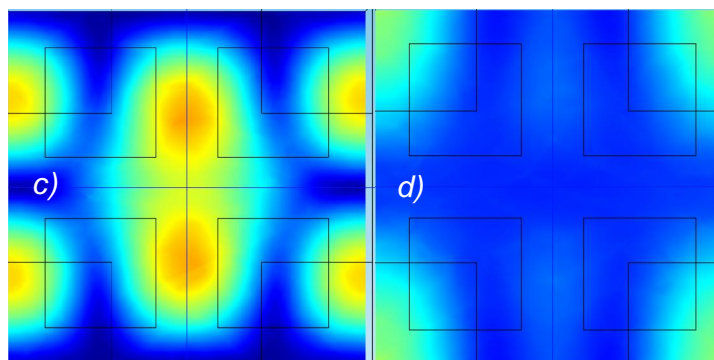
SI.51 Mapa Pointingovih vektora u ravni površine metala EOT matrice za: a) konvencionalnu strukturu i b) superstrukturu.



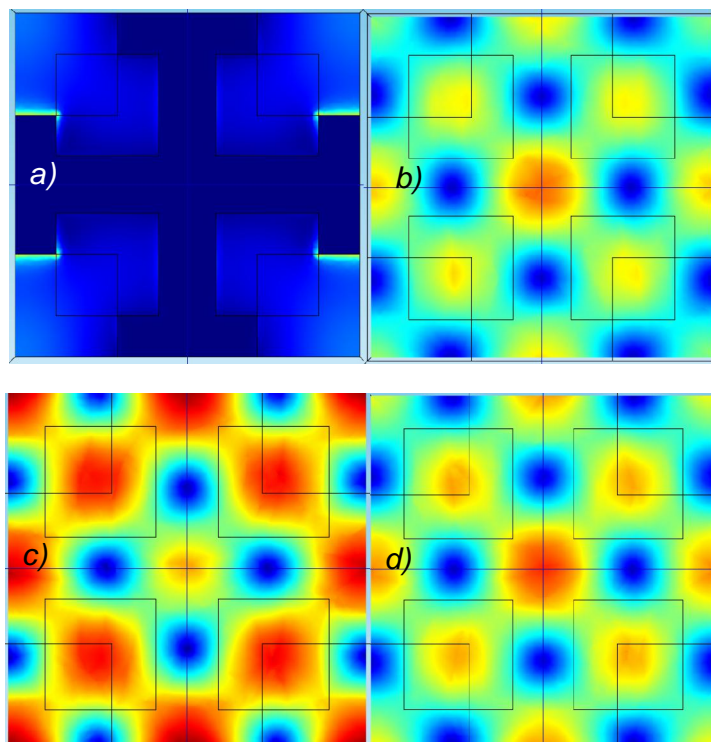
Sl. 52 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravni koja prolazi kroz centar EOT superstrukture jedinice veličine od  $4,7 \mu\text{m}$  i normalna je na površinu fotodetektora za tri rezonantna pika na: a)  $10,35 \mu\text{m}$ , b)  $10,5 \mu\text{m}$  i c)  $10,6 \mu\text{m}$ .



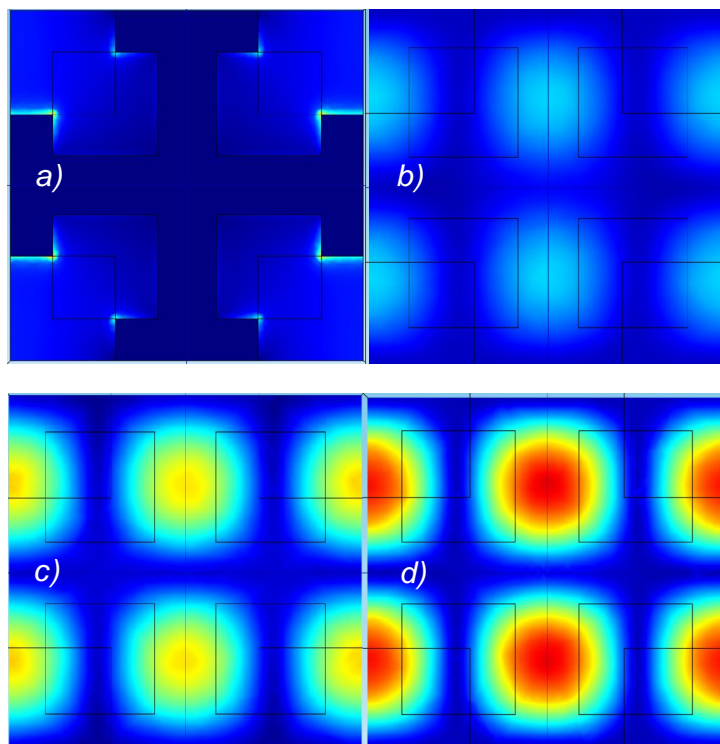




Sl. 53 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedinice veličine od  $4,7 \mu\text{m}$  na rezonantnoj talasnoj dužini od  $10,35 \mu\text{m}$ : a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b)  $\lambda/4$ , c)  $\lambda/2$  i d)  $3\lambda/4$  od EOT matrice.

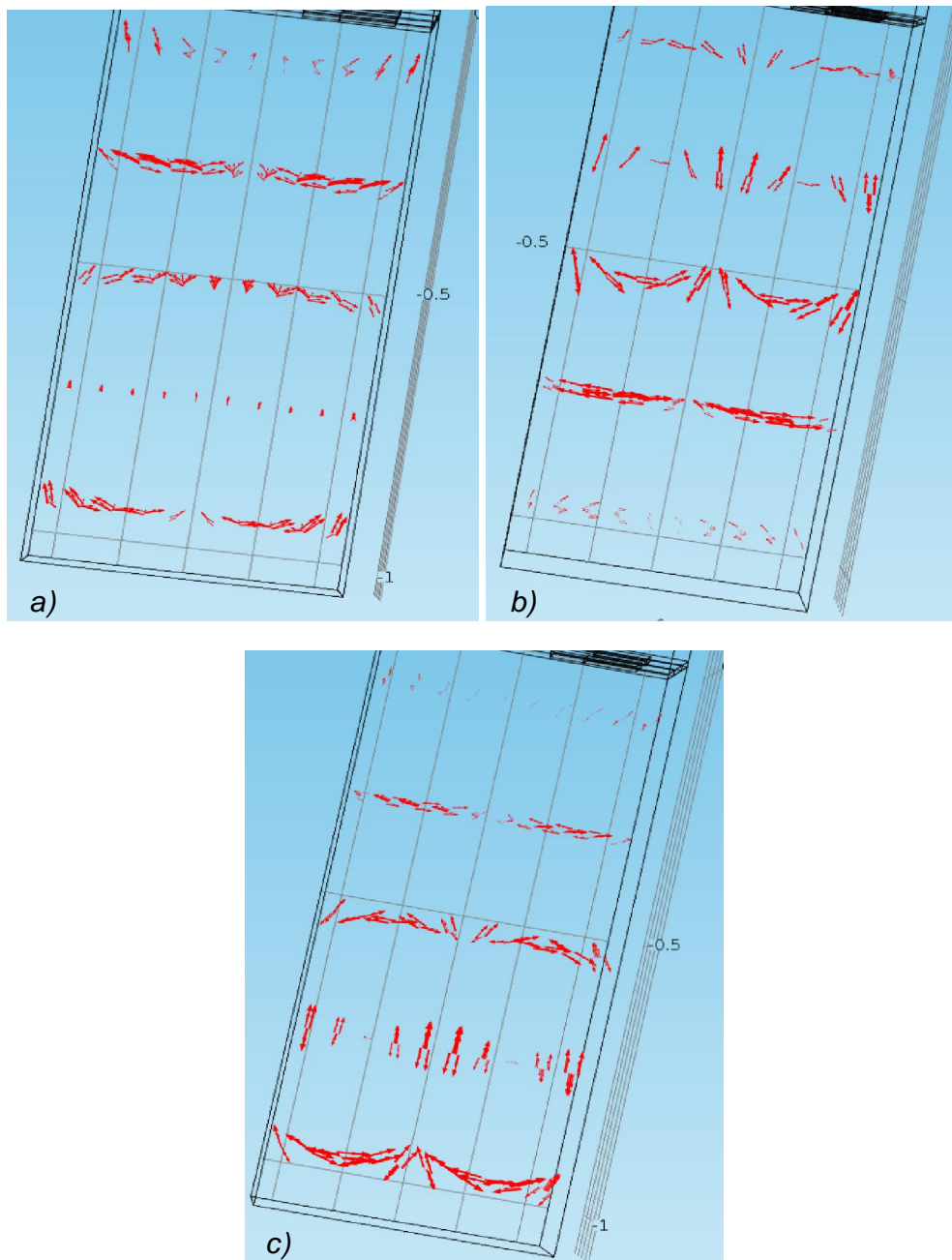


Sl. 54 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedinice veličine od  $4,7 \mu\text{m}$  na rezonantnoj talasnoj dužini od  $10,5 \mu\text{m}$ : a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b)  $\lambda/4$ , c)  $\lambda/2$  i d)  $3\lambda/4$  od EOT matrice.



Sl. 55 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedini ne elije od  $4,7 \mu\text{m}$  na rezonantnoj talasnoj dužini od  $10,6 \mu\text{m}$ : a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b)  $\lambda/4$ , c)  $\lambda/2$  i d)  $3\lambda/4$  od EOT matrice.

Na Sl. 56 prikazan je protok energije u aktivnoj oblasti fotodetektora direktno ispod  $4,7 \mu\text{m}$  superstrukture. Pokazuje se da je pove anje gustine opti kih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora posledica opti kih vrtloga iji je ne samo spektralni nego i prostorni položaj posledica projektovane geometrije EOT matrice, što je dodatni doprinos mogu nostima podešavanja EOT matrica kao plazmonske koncentratore. Pojava opti kih vrtloga je posledica singulariteta usled destruktivne interferencije odmah uo ljiive sa slika prostorne raspodele polja [94]. Situacija je dosta sli na opti kim vrtlozima na bazi plazmonske estica, pogotovo za superstrukture gde se EOT matrica pretvara u matricu metalnih plo ica i svaki ugao plo ica postaje ta ka rasejanja talasa.



SI.56 Pointingov vektor u aktivnoj oblasti fotodetektora ispod 4 EOT superstrukture jedini ne elije od  $4,7 \mu\text{m}$  za tri rezonantna pika na: a)  $10,35 \mu\text{m}$ , b)  $10,5 \mu\text{m}$  i c)  $10,6 \mu\text{m}$ .

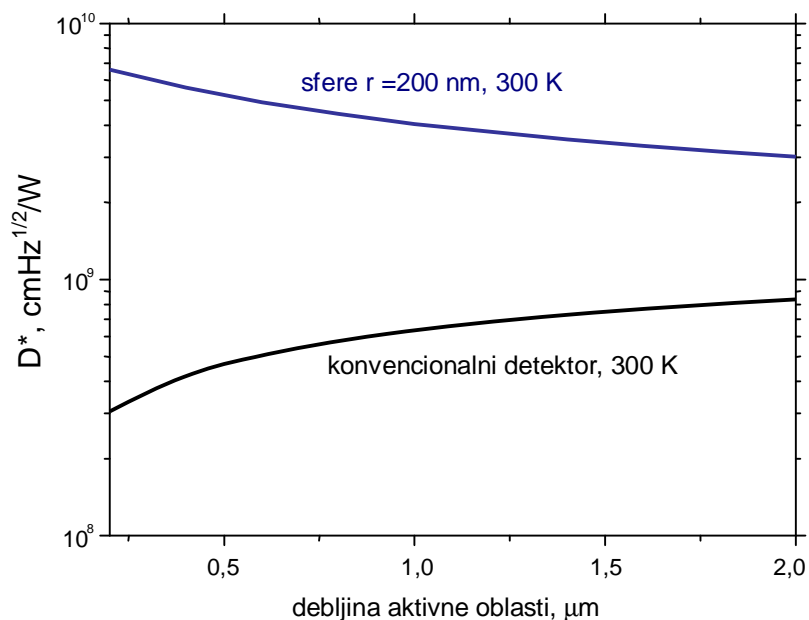
## 6.4 Performanse IC fotodetektora poboljšanih plazmanskim strukturama

Kao što je ranije pominjano, plazmonska lokalizacija poboljšava performanse fotodetektora tako što poveća spoljašnju kvantnu efikasnost. Efikasnost plazmonske lokalizacije predstavlja odnos ukupne optičke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora sa plazmanskim strukturama i bez njih i ona ne uzima u obzir optičke gubitke u aktivnoj oblasti. Numeričkim modelovanjem optičkog odziva plazmanskih struktura na bazi plazmanskih estica i EOT matrica izračunate su njihove efikasnosti kao optičkih koncentratora. Mera kvaliteta fotodetektora je njegova unutrašnja kvantna efikasnost (eksplicitno uzima u obzir materijalne gubitke u podlozi) i predstavlja iskorisćenost optičke energije u aktivnoj oblasti – gubici u optičkoj snazi signala u aktivnoj oblasti zapravo predstavljaju korisni signal fotodetektora. Unutrašnji procesi u IC detektoru odgovorni za njegovu efikasnost kao i nepovoljni efekti šuma opisani su analitičkim modelom detaljno predstavljenim u glavi 3. Kombinovanjem rezultata numeričkog modelovanja sa analitičkim modelom IC detektora dobija se kompletan model uticaja plazmanskih koncentratora na performanse detektora [34]. Rezultati ovakvog pristupa biće predstavljani na primeru fotoprovodnog  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  detektora. Molarni udeo kadmijuma je  $x=0,25$  za srednjetalasnu IC oblast (3-5  $\mu\text{m}$ ), odnosno  $x=0,165$  za dugotalasnu IC oblast (8-14  $\mu\text{m}$ ). Površina aktivne oblasti je 1 mm x 1 mm, apsolutna vrednost razlike koncentracija donora i akceptora je  $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

Neophodno je uporediti performanse konvencionalnih fotodetektora sa performansama fotodetektora poboljšanih plazmanskim strukturama opisanih u okviru ove disertacije. Na Sl. 57 prikazane su zavisnosti specifične detektivnosti tankog fotodetektora sa plazmansom lokalizacijom i bez nje u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za temperaturu od 300 K. Plazmonska lokalizacija je postignuta koncentradorom na bazi sfernih GZO estica pre nika 200 nm sa AR slojem i faktorom pokrivanja površine fotodetektora esticama od 12,5%. Oba slučaja imaju identičnu struju šuma određenu fizičkim karakteristikama fotodetektora, ali osetljivost je značajno manja usled vrlo niske ukupne kvantne efikasnosti u slučaju fotodetektora bez plazmonske lokalizacije. Za tanke fotodetektore zavisnost specifične detektivnosti od debljine

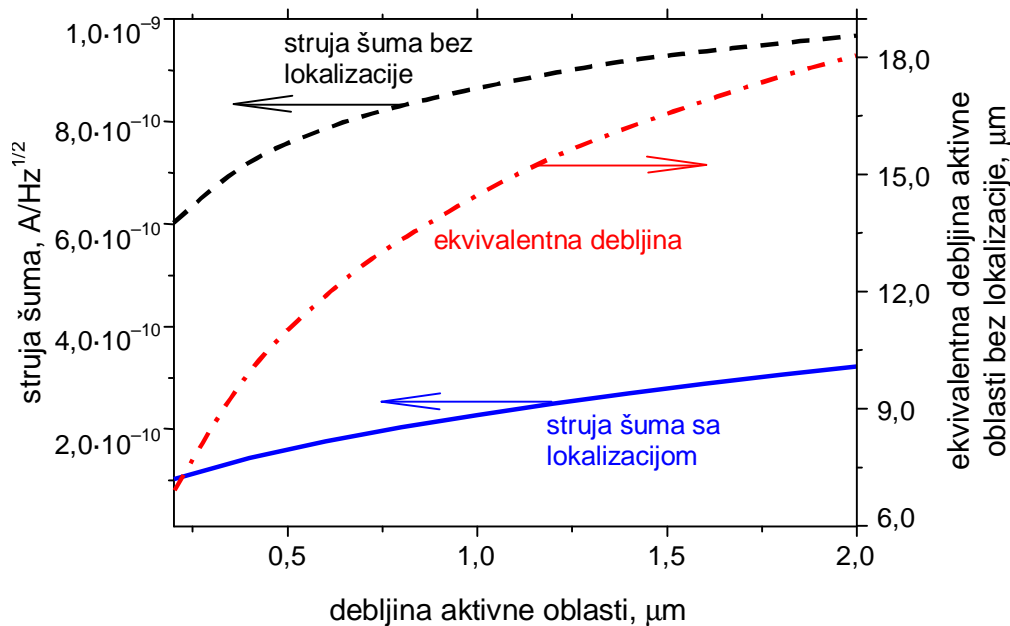
aktivne oblasti je prevashodno određena zavisnoš u kvantne efikasnosti od debljine aktivne oblasti, u slučaju plazmonske lokalizacije zavisnoš u spoljašnje kvantne efikasnosti (opada sa porastom debljine aktivne oblasti), odnosno unutrašnje kvantne efikasnosti za konvencionalni slučaj (raste sa povećanjem debljine aktivne oblasti).

Specifična detektivnost predstavlja odnos osetljivosti (određene kvantnom efikasnošću) i šuma detektora. Sl. 57 pokazuje kako plazmonska lokalizacija utiče na specifičnu detektivnost preko osetljivost detektora, ali bilo kakav uticaj na struju šuma je zanemaren jer se temperatura i karakteristike samog fotodetektora održavaju konstantnim između plazmotski poboljšanog i konvencionalnog fotodetektora. Sada ćemo postaviti inverzan model gde se razmatra uticaj plazmonske lokalizacije na specifičnu detektivnost isključivo preko struje šuma. Ovo ćemo postići tako što ćemo zanemariti bilo kakve promene u unutrašnjoj kvantnoj efikasnosti sa dimenzijama aktivne oblasti, a uticaj plazmonske lokalizacije predstaviti preko ekvivalentne debljine detektora. Ekvivalentna debljina detektora je ona debljina aktivne oblasti za koju konvencionalni detektor sadrži istu količinu optičke energije kao tanki plazmotski poboljšani fotodetektor, tj. ima istu osetljivost. Na Sl. 58 je prikazana struja šuma na 300 K tankog plazmotski poboljšanog detektora sa Sl. 57 i njemu ekvivalentnog konvencionalnog detektora.



Sl. 57 Specifična detektivnost tankog IC detektora sa plazmotskom lokalizacijom i bez nje.

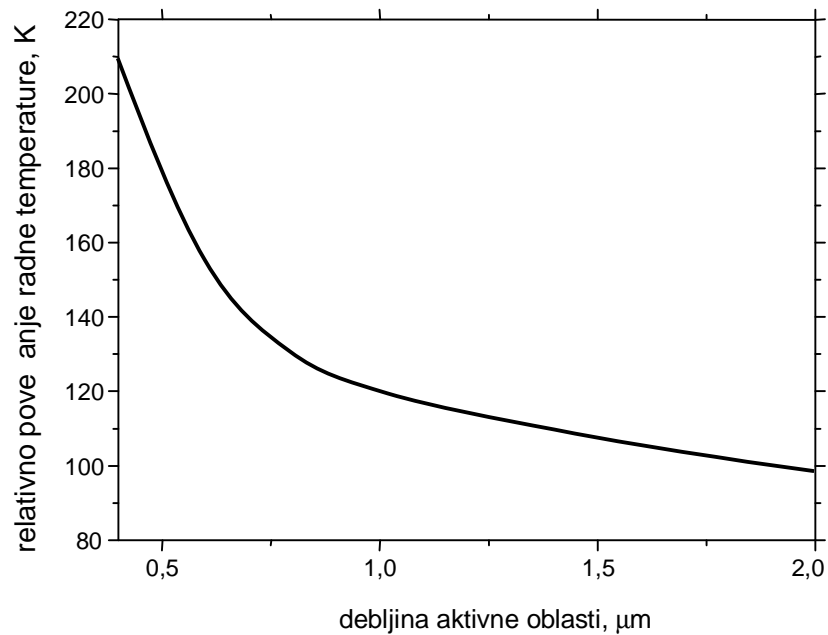
Struja šuma prikazana na Sl. 58 sadrži dve komponente, termalni šum prevashodno određen radnom temperaturom i g-r šum određen zapreminom aktivne oblasti. Kako se temperatura održava konstantnom razlika u struji šuma između plazmotski poboljšanog i konvencionalnog detektora je direktna posledica potiskivanja g-r šuma smanjivanjem zapremine aktivne oblasti. Sada imamo slučaj da zahvaljujući istoj optičkoj metodi ostvareno povećanje specifične detektivnosti IC detektora potiskivanjem g-r šuma.



Sl. 58 Poređenje struje šuma plazmotski poboljšanog tankog IC detektora (puna linija) i njemu ekvivalentnog konvencionalnog detektora koji sadrži istu količinu optičke energije u aktivnoj oblasti (isprekidana linija), kao i zavisnost ekvivalentne debljine aktivne oblasti od plazmotske lokalizacije (crta-ta-ka-crta linija).

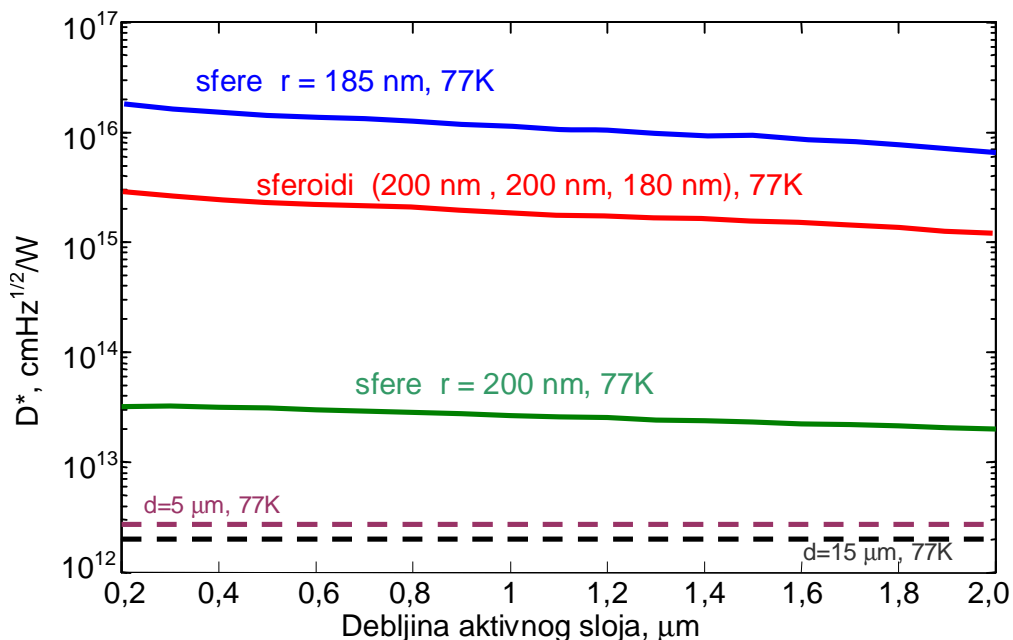
Potiskivanje termalnog šuma i samim tim ukupne struje šuma se postiže hlađenjem detektora. Međutim kako je plazmotskim poboljšanjem otvorena nova mogućnost potiskivanja šuma moguće je da se smanjenje g-r komponente iskoristi u korist povećanja termalne komponente šuma. Na Sl. 59 je prikazano relativno povećanje radne temperature za koju plazmotski poboljšani i njemu ekvivalentan konvencionalni detektor sa Sl. 58 poseduju istu struju šuma i samim tim identičnu specifičnu

detektivnost. Relativna temperatura je računata kao razlika u radnoj temperaturi hladnog konvencionalnog i nehladnog plazmotski poboljšanog detektora.

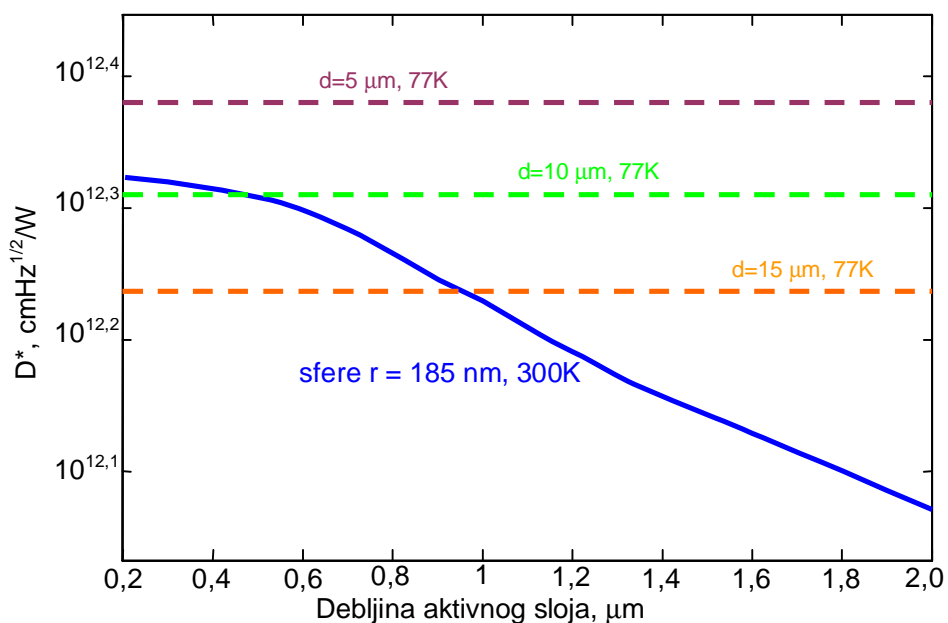


Sl. 59 Povećanje radne temperature plazmotski poboljšanog IC detektora dobijeno potiskivanjem g-r šuma.

Da bi se stekao puni uvid u prednosti plazmotske lokalizacije neophodno je porediti performanse plazmotski poboljšanih tankih i konvencionalnih debelih detektora uzimajući u obzir sve parametre koji utiču na specifičnu detektivnost istovremeno. Na Sl. 60 prikazane su specifične detektivnosti tankih detektora poboljšanih koncentracijama na bazi plazmotskih estica u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za različite oblike i dimenzije estica u odnosu na referentne nivoe koji odgovaraju specifičnim detektivnostima konvencionalnih detektora fiksne debljine aktivne oblasti na temperaturi od 77 K. Odmah su uočljive dve pojedinosti, prva da jaka plazmotska lokalizacija polja u aktivnoj oblasti detektora povećava performanse detektora čak za nekoliko redova veličine u odnosu na znatno deblje konvencionalne IC detektore, drugo da deblji konvencionalni detektor ima lošije performanse u odnosu na tanji usled pojačanih g-r procesa i veće struje šuma. Povećanje unutrašnje kvantne efikasnosti debljinom aktivne oblasti smanjuje spoljašnju kvantnu efikasnost i povećava nivo šuma usled pojačavanja g-r procesa.



Sl. 60 Pore enje specifi ne detektivnosti plazmonski poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i tipa estica (pune linije) sa referentnim nivoima konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).

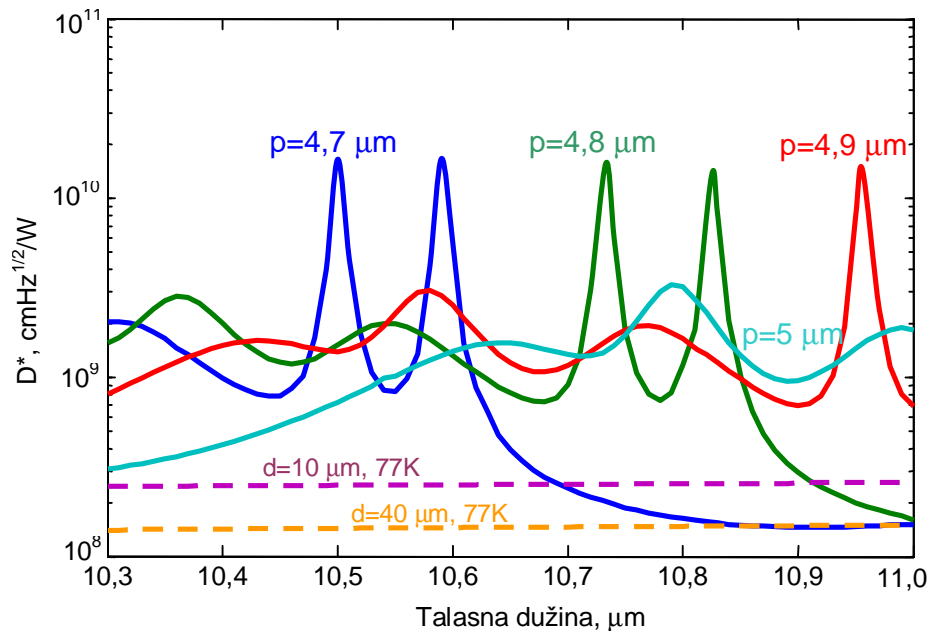


Sl. 61 Pore enje specifi ne detektivnosti nehla enog tankog IC detektora poboljšanog najefikasnijom plazmonskom strukturom na bazi estica u zavisnosti od debljine aktivne (pune linije) sa referentnim nivoima hla enih konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).



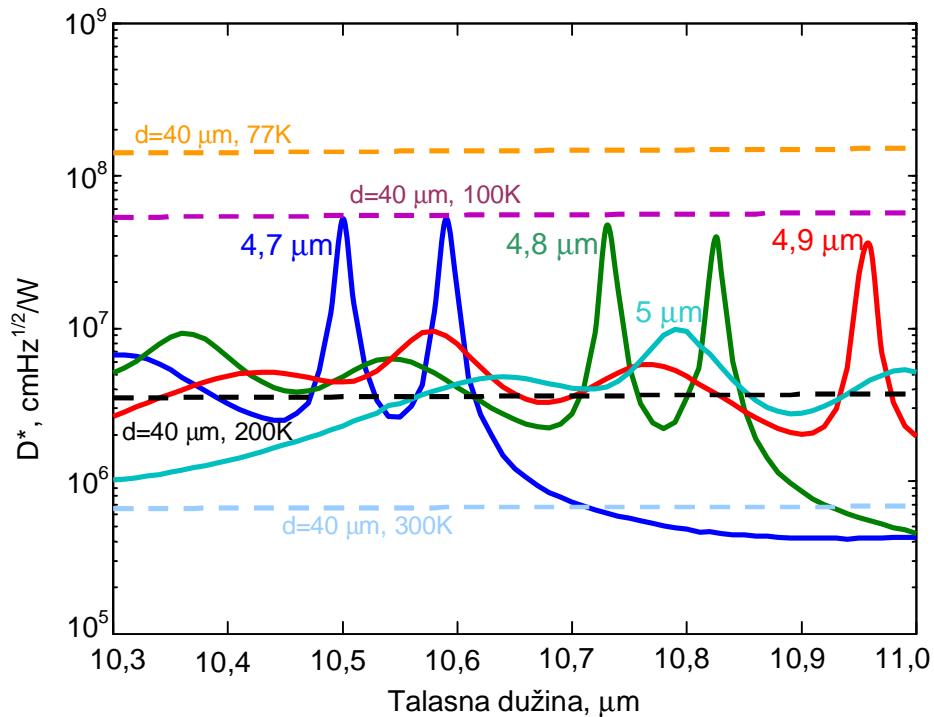
Ovo se može posmatrati kao pomeranje paradigme projektovanja IC detektora poboljšanih plazmonskim esticama sa optimizacije debljine aktivne oblasti balansiranjem unutrašnje kvantne efikasnosti i struje šuma ka univerzalnom zahtevu za što je moguće tanjim detektorima.

Na Sl. 61 je prikazana specifična detektivnost tankog plazmonski poboljšanog nehla enog IC detektora u odnosu na referentne nivoe specifičnih detektivnosti konvencionalnih hla enih IC detektora. Povećanje termalnog šuma je praktično poništilo sve pojačanje osetljivosti detektora usled plazmonske lokalizacije, ali upotreba najefikasnije plazmonske strukture omogućava postizanje nivoa specifične detektivnosti približnih ili čak i većih u odnosu na hla ene konvencionalne IC detektore. Sve vrednosti specifične detektivnosti u slučaju plazmonske lokalizacije esticama izražavane su za rezonantne talasne dužine odgovarajućih estica, 4,48  $\mu\text{m}$  za sferne od 185 nm, 4,66  $\mu\text{m}$  za sferne od 200 nm i 4,7  $\mu\text{m}$  za sferoide (glavna osa 200 nm, 200 nm, 180 nm).



Sl. 62 Poređenje spektralnih zavisnosti specifične detektivnosti plazmonski poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od veličine jedinične ćelije EOT superstrukture (pune linije) sa referentnim nivoima konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).

Varijacija referentnih nivoa specifi ne detektivnosti je zanemarljiva za promene u rezonantnim talasnim talasnim dužinama i izra unata je za  $4,7 \mu\text{m}$ . Ukupna spektralna karakteristika specifi ne detektivnosti zavisi od raspodele dimenzija estica na nivou cele strukture srazmerno efikasnosti rasejanja estica u zavisnosti od njihovih dimenzija.



Sl. 63 Pore enje spektralnih zavisnosti specifi ne detektivnosti nehla enih plazmonski poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od veli ine jedini ne elije EOT superstrukture (pune linije) sa referentnim nivoima hla enog konvencionalnog debelog IC detektora (isprekidane linije).

Na Sl. 62 prikazane su spektralne karakteristike specifi ne detektivnosti IC detektora za dugotalasnu IC oblast sa  $10 \mu\text{m}$  debelim aktivnim slojem. Detektor je poboljšan EOT superstrukturama sa razli itim periodima rešetke  $p$ . Dato je njihovo pore enje sa referentnim vrednostima specifi ne detektivnosti konvencionalnih IC detektora za temperaturu od  $77 \text{ K}$ . Upotreba EOT superstrukture kao plazmonskih koncentatora dovodi do zna ajnog poboljšanja performansi detektora kako u odnosu na ekvivalentni konvencionalni detektor tako i u odnosu na zna ajno deblje detektore. Na Sl. 63 prikazana je situacija plazmonski poboljšanog detektora na isti na in kao za Sl.

62, samo ovoga puta za sobnu temperaturu (300 K) i upoređena sa referentnim nivoima konvencionalnog detektora na različitim temperaturama. Dok nivo plazmonske lokalizacije nije dovoljan da potpuno kompenzuje porast temperature sa 77 K na 300 K, moguće je ostvariti relativni pomeraj radne temperature od 200 K za rezonantne pikove sa najvećom efikasnošću ili pomeraj od 100 K za gotovo ceo spektralni opseg, što potencijalno nudi mogućnost zamene hladnjače tečnim azotom jednostavnijim i jeftinijim sistemima hladnjače. Nivo plazmonske lokalizacije je značajno slabiji u slučaju EOT matrica u odnosu na plazmonske estice, ali se za dugotalasnu IC oblast postižu jako kvalitetni rezultati zahvaljujući većem koeficijentu apsorpcije živa kadmijum telurida u odnosu na srednjetalasnu IC oblast. Za razliku od plazmonskih estica, pristup poboljšanja detektora EOT matricama može se posmatrati kao slučaj gde se koncentracija prilagođava postojećem detektoru pošto je u ovom slučaju menjanjem njegove geometrije i materijala moguće praktično proizvoljno podešavati spektralne i prostorne karakteristike optičkog odziva.

## 7. Zaključak

U disertaciji su razmatrane strukture za dovođenje plazmonske lokalizacije u srednjetalasnu i dugotalasnu IC oblast radi poboljšanja performansi poluprovodničkih detektora. Strukture su razmatrane kroz prizmu efikasnosti sa ciljem postizanja što bolje lokalizacije upadnog zračenja u aktivnoj oblasti detektora, ali i kroz prizmu kompleksnosti, sa ciljem što jednostavnije izrade predloženih struktura. Razmatrane su dve široke klase plazmonske strukture, jedna od njih zasnovana na nanometarskim i submikrometarskim esticama od plazmonske materijala (metal ili provodni provodni oksid), druga tanki metalni sloj sa uređenom matricom apertura.

U okviru disertacije postignuti su sledeći i konkretni naučni doprinosi:

- Definisana je prva struktura na bazi plazmonske estice za poboljšanje fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti.
- Predložena je primena antirefleksnih slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja za optimalno sprezanje prostirućeg talasa sa lokalizovanim površinskim plazmonima na esticama ugrađenim u dielektrik, što za posledicu ima mogućnost praktično proizvoljnog podešavanja frekvencije plazmonske rezonancije estice.
- Pokazano je postojanje optimalne veličine sfernih estica za datu konfiguraciju i materijal, što za rezultat ima maksimalni intenzitet plazmonske rezonancije.
- Uvedena je dodatna mogućnost podešavanja odziva menjanjem oblika estica odnosno uvođenjem sferoidnih estica, gde se frekvencija i intenzitet rezonancije mogu odvojeno podešavati veličinom poluosu sferoida.
- Prikazano je kako se geometrija EOT matrica može modifikovati radi dodatnog poboljšanja specifične detektivnosti, što uključuje formiranje superstrukture matrica apertura u tankom metalnom filmu superponiranjem više pojedinačnih 2D matrica.

- Prikazano je formiranje optičkih vrtloga u aktivnoj oblasti detektora depozicijom EOT matrica na površinu fotodetektora sa mogućnošću podešavanja spektralne i prostorne pozicije optičkih vrtloga.
- Možda najbitniji doprinos je da je pokazano kako se isto optičkim i pasivnim metodom može smanjiti nivo generaciono-rekombinacionog šuma u poluprovodni kim infracrvenim detektorima, iako se smatralo da je ovaj šum fundamentalan i da su neophodne aktivne metode da bi se prevazišao. Pokazano je da se primenom metoda razmatranih u okviru ove disertacije mogu na sobnoj temperaturi postići performanse koje odgovaraju napravama hlađenim tehljenim azotom.

Sa ta ke gledišta efikasnosti plazmonske lokalizacije najbolje su se pokazale strukture na bazi plazmonske estice, a pritom je u tehnološkom smislu njihova izrada najmanje zahtevna. Dodatno, priroda plazmanskog odziva je takva da omoguava makisimalno potiskivanje šuma usled g-r procesa smanjivanjem debljine aktivne oblasti. Ovo je omogulo da se pomoću ultratankih HgCdTe fotodetektora postignu radne temperature od 300 K za srednjetalasnu IC oblast.

Dok EOT matrice nude slabiju lokalizaciju optičkog zračenja u odnosu na plazmonske estice, njihova najveća prednost je u mogućnosti projektovanja spektralnog odziva. Osim praktičnog proizvoljnog podešavanja spektralne pozicije plazmonske rezonancije, funkcionalnost EOT matrica se dodatno može proširiti višestukim rezonantnim stanjima. Dok se i estice i EOT strukture mogu primeniti na već postojeće fotodetektore, EOT matrice se mogu podešavati i pogledu prostorne disperzije lokalizacije polja i praktično optimizovati za već postojeći fotodetektor. Dok snaga lokalizacije nije dovoljna da u potpunosti kompenzuje povećanje radne temperature na 300 K, moguće su relativna povećanja radne temperature između 100 K i 200 K u odnosu na detektor hlađen tehljenim azotom u dugotalasnoj IC oblasti. Naravno, obe vrste struktura nude značajno povećanje specifične detektivnosti na istim temperaturama u odnosu na konvencionalne detektore. Ovo povećanje je barem par redova veličine, u zavisnosti od tipa strukture i debljine aktivne oblasti.

Zanimljivo je primetiti da obe vrste plazmonske strukture potiskuju optičko zračenje u estanosti. Na primer, za vidljivu svetlost plazmonske TCO estice se ponašati kao obične dielektrične estice i samo se unosi gubitke u snazi optičkog zračenja. Sa druge strane, EOT matrice se za vidljivu svetlost ponašati kao polupropusna ogledala čiji je koeficijent refleksije određen odnosom ukupne površine fotodetektora i površine pokrivena metalom. Na taj način, osim rezonantne lokalizacije korisnog signala plazmonske strukture dodatno potiskuju zračenje u neželjenim spektralnim oblastima, čime mogu pomoći u smanjenju nepovoljnog pozadinskog zračenja i time sniziti optičke komponente generaciono-rekombinacionog šuma.

Dalji rad na razvoju plazmonske strukture za poboljšanje IC detektora bi obuhvatao između ostalog nastavak optimizacije strukture promenama geometrije kao i dodatnim sprežanjem između različitih plazmonske i konvencionalne strukture. Npr. u slučaju plazmonske estice postoji veliki broj različitih oblika (poliedri, različite plošice itd) tako da je moguće izabrati one koji obezbeđuju najveće poboljšanje specifične detektivnosti. Dalje se mogu razmatrati estice sa više materijala (npr. jezgro od dielektrika sa spoljašnjim omotačem od plazmonske materijala, tzv. core-shell strukture). Posebno je zanimljivo dalje ispitati modifikovanje frekventnih karakteristika sa ciljem proširenja spektralnih opsega strukture kao i moguće konverzije upadnog zračenja na veće u frekvenciju (upconversion), što bi omogućilo detekciju IC zračenja jeftinijim i osetljivijim tipovima fotodetektora.

U sledećoj tabeli prikazana je lista publikacija proisteklih iz istraživanja vezanih za ovu disertaciju

M FAKTOR	Puni naziv reference
M21	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , D. Vasiljević Radovi , "Plasmonic Suppression of Generation-Recombination Noise in Semiconductor Infrared Detectors," J. Opt. 16, pp. 125011.1-10, 2014, doi:10.1088/2040-8978/16/12/125011, ISSN 2040-8978 (IF=2,059, 26/87 in Optics, 2014)
M22	D. Tanasković , Z. Jakši , <b>M. Obradov</b> , O. Jakši , "Super unit cells in

M FAKTOR	Puni naziv reference
	aperture-based metamaterials", <i>Journal of Nanomaterials</i> , Vol. 2015, Article ID 312064, 1-9, Jan 2015, doi: 10.1155/2015/312064, ISSN 1687-4110 (IF=1.758, 123/271 in Materials Science, Multidisciplinary,2015)
M22	<b>M. Obradov</b> , D. Tanaskovi , O. Jakši , D. Vasiljevi Radovi , "Modifications of spheroid plasmonic particle geometry for enhancement of ultrathin semiconductor infrared detectors" <i>Optical and Quantum Electronics</i> , 2016. 48(4): p. 1-7. doi:10.1007/s11082-016-0524-z, ISSN 0306-8919 (IF=1,290, 54/90 in Optics, 2015)
M22	D. Tanaskovi , <b>M. Obradov</b> , O. Jakši , Z. Jakši , "Nonlocal effects in double fishnet metasurfaces nanostructured at deep subwavelength level as a path towards simultaneous sensing of multiple chemical analytes", <i>Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications</i> vol. 18, pp. 36–42, 2016 doi: 10.1016/j.photonics.2015.12.003, ISSN 1569-4410, (IF=1,505, 48/90 in Optics, 2015)
M22	D. Tanaskovi , <b>M. Obradov</b> , O. Jakši , Z. Jakši , "A low-loss double fishnet metamaterial based on transparent conductive oxide", <i>Phys. Scr.</i> vol. T162, art. 014048 pp. 1-4, Sep 2014, doi:10.1088/0031-8949/2014/T162/014047, ISSN 0031-8949 (IF=1.126, 43/78 in Physics, Multidisciplinary)
M22	Z. Jakši , M. M. Smiljani , D. Vasiljevi Radovi , <b>M. Obradov</b> , K. Radulovi , D. Tanaskovi , P. Krstaji , "Field localization control in aperture-based plasmonics by Boolean superposition of primitive forms at deep subwavelength scale", <i>Optical and Quantum Electronics</i> , 8, 225, pp. 1-7, 2016, doi: 10.1007/s11082-016-0500-7, ISSN 0306-8919 (IF=1,290, 54/90 in Optics, 2015)

<b>M FAKTOR</b>	<b>Puni naziv reference</b>
M24	Z. Jakši , <b>M. Obradov</b> , S. Vukovi , M. Beli , "Plasmonic enhancement of light trapping in photodetectors", Facta Universitatis Series: Electronics and Energetics, Vol. 27, No 2, pp. 183-203, doi: 10.2298/FUEE1402183J, ISSN 0353-3670, June 2014.
M33	Z. Jakši , M. Sarajli , K. Radulovi , <b>M. Obradov</b> , D. Tanaskovi , S. Vukovi , "Photon management in semiconductor infrared photodetectors: Diffractive and plasmonic antireflective structures", Proc. 5th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2012, Belgrade, pp. 673-678, Sep. 18-19, 2012, ISBN 978-86-81123-85-4.
M33	Z. Jakši , D. Randjelovi , <b>M. Obradov</b> , K. Radulovi , "Redshifting Approach for Nanoplasmonic Enhancement of Semiconductor Infrared Detectors", Proc. 28th International Conference on Microelectronics MIEL 2012, Niš, Serbia, May 13-16, pp. 207-210, 2012, ISBN 978-1-4673-0235-7 (Best Paper Award for oral paper)
M33	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , M. Sarajli , D. Randjelovi , "Redshift by Design for Plasmonic Enhancement of Ultrathin Infrared Detectors", Proc. 34th PIERS, Stockholm, Sweden, 12-15 August, pp. 1712-1716, 2013, ISBN 978-1-934142-26-4, 2013
M33	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , D. Vasiljevi Radovi , "Light concentration in semiconductor infrared detectors for night vision by graded antireflection layer incorporating plasmonic particles", Proc. 6th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2014, Belgrade, pp. 507-512, Oct. 9-10, 2014, ISBN 978-86-81123-71-3
M33	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , D. Tanaskovi , "Plasmonic Metamaterial with Fishnet Superlattice for Enhanced Chemical Sensing", Proc. 29th International Conference on Microelectronics MIEL 2014, Belgrade, Serbia,



<b>M FAKTOR</b>	<b>Puni naziv reference</b>
	May 12-15, pp. 137-140, ISBN 978-1-4799-5295-3
M33	D. Tanaskovi , Z. Jakši , <b>M. Obradov</b> , O. Jakši , I. Mladenovi , "Unit-cell level superstructures for the extension of spectral range of double fishnet metamaterial parameters and tuning of their effective optical properties", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.6.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , D. Vasiljevi -Radovi , "Infrared Photodetector Enhancement Utilizing Transparent Conductive Oxide Submicrometer Particles Embedded in Gradient Index Antireflection Layer", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.4.1-6, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	Z. Jakši , J. Matovi , A. Lugstein, <b>M. Obradov</b> , "Tailorable plasmonic response of freestanding metal-composite nanomembranes with 2D arrays of subwavelength circular apertures", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.3.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	D. Tanaskovi , O. Jakši , <b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , "Investigation of possible superstructures for nanoaperture array-based plasmonic sensors for simultaneous detection of multiple dangerous substances", Proc. 6th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2014, Belgrade, pp. 802-806, Oct. 9-10, 2014, ISBN 978-86-81123-71-3
M33	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , D. Tanaskovi , "Multipurpose extraordinary optical transmission aperture arrays as optical concentrators for enhancement of mid and long wavelength infrared detectors", Proceedings of 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2015, Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.3.1-6, June 8 – 11, 2015, ISBN 978-86-

M FAKTOR	Puni naziv reference
	80509-71-6
M33	Z. Jakši , M. M. Smiljani , Ž. Lazi , K. Radulovi , M. Dalarsson, D. Tanaskovi , <b>M. Obradov</b> , O. Jakši , "Aluminum-based fishnets with complex aperture shapes", Proceedings of 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2015, Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.2-1-5, June 8 – 11, 2015, ISBN 978-86-80509-71-6
M63	<b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , M. Sarajli , D. Ran elovi , "Transparent conductive oxide nanoparticles for enhancement of ultrathin photodetectors", Proc. 57th ETRAN Conference, Zlatibor, June 3-6, 2013, MO2.4-1-5, ISBN 978-86-80509-68-6
M63	F. Radovanovi , T. Tomkovi , A. Nastasovi , <b>M. Obradov</b> , Z. Jakši , "Nanoplasmonic Multifunctionalization of Glycidyl Methacrylate Hydrogel Membranes for Adsorption-based Chemical Sensors with Enhanced Selectivity", Proc. 57th ETRAN Conference, Zlatibor, June 3-6, 2013, MO2.5-1-5, ISBN 978-86-80509-68-6

## 8. Reference

- [1] V. G. Veselago, and E. E. Narimanov, “The left hand of brightness: Past, present and future of negative index materials,” *Nature Mater.*, vol. 5, no. 10, pp. 759-762, 2006.
- [2] K. L. Tsakmakidis, A. D. Boardman, and O. Hess, “‘Trapped rainbow’ storage of light in metamaterials,” *Nature*, vol. 450, no. 7168, pp. 397-401, 2007.
- [3] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, “Controlling Electromagnetic Fields,” *Science*, vol. 312, no. 5781, pp. 1780-1782, 2006.
- [4] E. Ozbay, “Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions,” *Science*, vol. 311, no. 5758, pp. 189-193, 2006.
- [5] 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*, vol. 314, no. 5801, pp. 977-980, 2006.
- [6] H. A. Atwater, and A. Polman, “Plasmonics for improved photovoltaic devices,” *Nature Mater.*, vol. 9, no. 3, pp. 205-213, 2010.
- [7] S. V. Boriskina, H. Ghasemi, and G. Chen, “Plasmonic materials for energy: From physics to applications,” *Materials Today*, vol. 16, no. 10, pp. 375-386, //, 2013.
- [8] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer Science+Business Media, New York, NY, 2007.
- [9] P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik, N. K. Emani, V. Shalaev, and A. Boltasseva, “Searching for better plasmonic materials,” *Laser & Photon. Rev.*, pp. 1-13, 2010.
- [10] A. Boltasseva, and H. A. Atwater, “Low-Loss Plasmonic Metamaterials,” *Science*, vol. 331, no. 6015, pp. 290-291, January 21, 2011, 2011.
- [11] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, “Surface plasmon subwavelength optics,” *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 824-830, 2003.
- [12] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, “Biosensing with plasmonic nanosensors,” *Nature Mater.*, vol. 7, no. 6, pp. 442-453, 2008.

- [13] M. E. Stewart, C. R. Anderton, L. B. Thompson, J. Maria, S. K. Gray, J. A. Rogers, and R. G. Nuzzo, "Nanostructured plasmonic sensors," *Chem. Rev.*, vol. 108, no. 2, pp. 494-521, 2008.
- [14] N. Liu, M. L. Tang, M. Hentschel, H. Giessen, and A. P. Alivisatos, "Nanoantenna-enhanced gas sensing in a single tailored nanofocus," *Nature Mater.*, vol. 10, no. 8, pp. 631-636, //, 2011.
- [15] K. Aydin, V. E. Ferry, R. M. Briggs, and H. A. Atwater, "Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers," *Nature Comm.*, vol. 2, pp. 517, 2011.
- [16] H. Chen, C. T. Chan, and P. Sheng, "Transformation optics and metamaterials," *Nature Mater.*, vol. 9, no. 5, pp. 387-396, 2010.
- [17] D. M. Callahan, J. N. Munday, and H. A. Atwater, "Solar Cell Light Trapping beyond the Ray Optic Limit," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 214-218, 2012/03/13, 2012.
- [18] P. Spinelli, E. Ferry, J. Van De Groep, M. Van Lare, A. Verschuuren, I. Schropp, A. Atwater, A. Polman, V. E. Ferry, M. A. Verschuuren, R. E. I. Schropp, and H. A. Atwater, "Plasmonic light trapping in thin-film Si solar cells," *Journal of Optics*, vol. 14, no. 2, pp. 024002.1-11, 2012.
- [19] S. M. Vukovi , Z. Jakši , I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Plasmonic crystal waveguides " *Appl. Phys. A*, vol. 103, no. 3, pp. 615-617, 2011.
- [20] S. M. Vukovi , I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Surface Bloch waves in metamaterial and metal-dielectric superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 4, pp. 041902, 2009.
- [21] J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, "Mimicking surface plasmons with structured surfaces," *Science*, vol. 305, no. 5685, pp. 847-848, 2004.
- [22] F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, and J. B. Pendry, "Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials," *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*, vol. 7, no. 2, pp. S97-S101, 2005.
- [23] S. I. Bozhevolnyi, eds., "Plasmonic Nanoguides and Circuits," Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2009.

- [24] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667-669, 1998.
- [25] U. Leonhardt, and T. G. Philbin, "Transformation Optics and the Geometry of Light," *Progress in Optics*, E. Wolf, ed., pp. 69-152, Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Science & Technology 2009.
- [26] T. K. Sau, and A. L. Rogach, eds., "Complex-shaped Metal Nanoparticles: Bottom-Up Syntheses and Applications," Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2012.
- [27] C. J. Murphy, T. K. Sau, A. M. Gole, C. J. Orendorff, J. Gao, L. Gou, S. E. Hunyadi, and T. Li, "Anisotropic metal nanoparticles: synthesis, assembly, and optical applications," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 109, no. 29, pp. 13857-13870, 2005.
- [28] D. L. Fedlheim, and C. A. Foss, *Metal nanoparticles: synthesis, characterization, and applications*, CRC press, 2001.
- [29] M. Quinten, *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond*, Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2011.
- [30] M. Abramowitz, and I. A. Stegun, eds., "Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables," Mineola, New York: Dover Books, 1965.
- [31] S. Asano, and G. Yamamoto, "Light Scattering by a Spheroidal Particle," *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 1, pp. 29-49, 1975/01/01, 1975.
- [32] D. Hodge, "Eigenvalues and eigenfunctions of the spheroidal wave equation," *Journal of Mathematical Physics*, vol. 11, no. 8, pp. 2308-2312, 1970.
- [33] R. C. Jones, "Phenomenological Description of the Response and Detecting Ability of Radiation Detectors," *Proc. IRE*, vol. 47, no. 9, pp. 1495-1502, 1959.
- [34] Z. Jakšić, *Micro and Nanophotonics for Semiconductor Infrared Detectors: Towards an Ultimate Uncooled Device*, Springer International Publishing, Cham. Switzerland, 2014.
- [35] D. Long, "Photovoltaic and Photoconductive Infrared Detectors," *Optical and Infrared Detectors*, R. J. Keyes, ed., Berlin: Springer Verlag, 1983.

- [36] Z. Djuric, "Quantum efficiency of photoconductive detectors—influence of reflection and surface recombination velocity," *Infrared Phys.*, vol. 27, no. 6, pp. 407-410, 1987.
- [37] Z. Djuri , and Z. Jakši , "Back side reflection influence on quantum efficiency of photovoltaic devices," *Electronics Lett.*, vol. 24, no. 17, pp. 1100-1101, 1988.
- [38] Z. Djuric, B. Livada, V. Jovic, M. Smiljanic, M. Matic, and Z. Lazic, "Quantum efficiency and responsivity of InSb photodiodes utilizing the Moss-Burstein effect," *Infrared Phys.*, vol. 29, no. 1, pp. 1-7, 1989.
- [39] A. Rogalski, *Infrared Detectors*, CRC Press, Bocca Raton, 2011.
- [40] A. R. Beattie, and P. T. Landsberg, "Auger Effect in Semiconductors," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 249, no. 1256, pp. 16-29, January 1, 1959, 1959.
- [41] P. T. Landsberg, and D. J. Robbins, "The first 70 semiconductor Auger processes," *Solid State Electronics*, vol. 21, no. 11-12, pp. 1289-1294, 1978.
- [42] Z. Djuri , Z. Jakši , A. Vujani , and M. Smiljani , "A simple approximative method for determination of Auger 1 lifetime in degenerate narrow gap semiconductors," *Infrared Phys.*, vol. 34, no. 6, pp. 601-605, 1993.
- [43] J. B. Johnson, "Thermal agitation of electricity in conductors," *Phys. Rev.*, vol. 32, no. 1, pp. 97-109, 1928.
- [44] H. Nyquist, "Thermal agitation of electric charge in conductors," *Phys. Rev.*, vol. 32, no. 1, pp. 110-113, 1928.
- [45] M. S. Gupta, *Electrical Noise: Fundamentals & Sources*, IEEE Press, New York, 1977.
- [46] Z. Djuri , A. Vujani , and Z. Jakši , "Spectral characteristics of high temperature IR photodetectors with electromagnetic carrier depletion," *Infrared physics & technology*, vol. 35, no. 4, pp. 585-591, 1994.
- [47] J. Liang, W. Hu, Z. Ye, L. Liao, Z. Li, X. Chen, and W. Lu, "Improved performance of HgCdTe infrared detector focal plane arrays by modulating light field based on photonic crystal structure," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 18, pp. 184504.1-6, 2014.
- [48] P. Capper, and J. Garland, eds., "Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications," Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd, 2011.

- [49] G. L. Hansen, J. L. Schmit, and T. N. Casselman, "Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg 1-xCdTe," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 10, pp. 7099-7101, 1982.
- [50] Z. Jakši , and O. Jakši , "Simple approximation for absorption coefficient in degenerate HgCdTe," *Proceedings of the International Conference on Microelectronics*, Niš, 1, pp. 117-120.
- [51] Z. Jakši , M. Obradov, S. Vukovi , and M. Beli , "Plasmonic enhancement of light trapping in photodetectors," *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics*, vol. 27, no. 2, pp. 183-203, 2014.
- [52] Z. Djuri , Z. Jakši , D. Randjelovi , T. Dankovi , W. Ehrfeld, and A. Schmidt, "Enhancement of radiative lifetime in semiconductors using photonic crystals," *Infrared physics & technology*, vol. 40, no. 1, pp. 25-32, 1999.
- [53] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK, 2001.
- [54] P. Yeh, *Optical waves in layered media*, Wiley New York, 1988.
- [55] R. Jacobsson, "Light Reflection from Films of Continuously Varying Refractive Index," *Progress in optics*, vol. 5, pp. 247-286, 1966.
- [56] W. H. Southwell, "Gradient-index antireflection coatings," *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 11, pp. 584-586, 1983.
- [57] O. Stenzel, *The physics of thin film optical spectra: an introduction*, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2005.
- [58] X. Li, J. Gao, L. Xue, and Y. Han, "Porous Polymer Films with Gradient-Refractive-Index Structure for Broadband and Omnidirectional Antireflection Coatings," *Advanced Functional Materials*, vol. 20, no. 2, pp. 259-265, 2010.
- [59] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, Oxford, UK, 1984.
- [60] Y. Ono, Y. Kimura, Y. Ohta, and N. Nishida, "Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief gratings," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 6, pp. 1142-1146, 1987.
- [61] J. A. Hiller, J. D. Mendelsohn, and M. F. Rubner, "Reversibly erasable nanoporous anti-reflection coatings from polyelectrolyte multilayers," *Nature Mater.*, vol. 1, no. 1, pp. 59-63, 2002.

- [62] T. K. Gaylord, W. Baird, and M. Moharam, "Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings," *Appl. Opt.*, vol. 25, no. 24, pp. 4562-4567, 1986.
- [63] D. A. G. Bruggeman, "Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen, I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen," *Ann. Phys. Lpz.*, vol. 24, pp. 636-679, 1935.
- [64] T. G. Mackay, and A. Lakhtakia, "A limitation of the Bruggeman formalism for homogenization," *Opt. Commun.*, vol. 234, no. 1-6, pp. 35-42, 2004.
- [65] W. H. Southwell, "Pyramid-array surface-relief structures producing antireflection index matching on optical surfaces," *JOSA A*, vol. 8, no. 3, pp. 549-553, 1991.
- [66] A. Yariv, and P. Yeh, "Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 4, pp. 438-447, 1977.
- [67] P. Yeh, A. Yariv, and C.-S. Hong, "Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 4, pp. 423-438, 1977.
- [68] P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, "High-order effective-medium theory of subwavelength gratings in classical mounting: application to volume holograms," *JOSA A*, vol. 15, no. 7, pp. 1843-1851, 1998.
- [69] P. Vukusic, and J. R. Sambles, "Photonic structures in biology," *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 852-855, 2003.
- [70] A. R. Parker, and H. E. Townley, "Biomimetics of photonic nanostructures," *Nature Nanotech.*, vol. 2, no. 6, pp. 347-353, 2007.
- [71] P. B. Clapham, and M. C. Hutley, "Reduction of lens reflexion by the 'moth eye' principle," *Nature*, vol. 244, no. 5414, pp. 281-282, 1973.
- [72] P. B. Johnson, and R.-W. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Physical Review B*, vol. 6, no. 12, pp. 4370, 1972.
- [73] M. W. Knight, N. S. King, L. Liu, H. O. Everitt, P. Nordlander, and N. J. Halas, "Aluminum for plasmonics," *ACS Nano*, vol. 8, no. 1, pp. 834-840, 2013.



- [74] J. A. Fan, C. Wu, K. Bao, J. Bao, R. Bardhan, N. J. Halas, V. N. Manoharan, P. Nordlander, G. Shvets, and F. Capasso, "Self-assembled plasmonic nanoparticle clusters," *Science*, vol. 328, no. 5982, pp. 1135-1138, 2010.
- [75] M. Schmid, R. Klenk, M. C. Lux-Steiner, M. Topi , and J. Kr , "Modeling plasmonic scattering combined with thin-film optics," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 2, pp. 025204.1-10, 2010.
- [76] Z. Yu, A. Raman, and S. Fan, "Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells," *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, vol. 107, no. 41, pp. 17491-17496, 2010.
- [77] H. R. Stuart, and D. G. Hall, "Thermodynamic limit to light trapping in thin planar structures," *JOSA A*, vol. 14, no. 11, pp. 3001-3008, 1997.
- [78] F. J. Beck, A. Polman, and K. R. Catchpole, "Tunable light trapping for solar cells using localized surface plasmons," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 11, 2009.
- [79] M. A. Green, and S. Pillai, "Harnessing plasmonics for solar cells," *Nature Photonics*, vol. 6, no. 3, pp. 130-132, 2012.
- [80] E. A. Schiff, "Thermodynamic limit to photonic-plasmonic light-trapping in thin films on metals," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 10, pp. 104501, 2011.
- [81] P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, K. Li, and M. Stockman, "Plasmon hybridization in nanoparticle dimers," *Nano Lett.*, vol. 4, no. 5, pp. 899-903, 2004.
- [82] W. Ahn, S. V. Boriskina, Y. Hong, and B. r. M. Reinhard, "Electromagnetic field enhancement and spectrum shaping through plasmonically integrated optical vortices," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 219-227, 2011.
- [83] Z. Jakši , M. Milinovi , and D. Randjelovi , "Nanotechnological enhancement of infrared detectors by plasmon resonance in transparent conductive oxide nanoparticles," *Strojniski Vestnik/Journal of Mechanical Engineering*, vol. 58, no. 6, pp. 367-375, //, 2012.
- [84] T. Minami, "Transparent conducting oxide semiconductors for transparent electrodes," *Semicond. Sci. Tech.*, vol. 20, no. 4, pp. S35, 2005.
- [85] A. G. Brolo, R. Gordon, B. Leathem, and K. L. Kavanagh, "Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films," *Langmuir*, vol. 20, no. 12, pp. 4813-4815, 2004.

- [86] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 18, pp. 3966-3969, 2000.
- [87] J. Schuster, and E. Bellotti, "Analysis of optical and electrical crosstalk in small pitch photon trapping HgCdTe pixel arrays," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 26, pp. 261118.1-4, 2012.
- [88] Z. Yu, G. Veronis, S. Fan, and M. L. Brongersma, "Design of midinfrared photodetectors enhanced by surface plasmons on grating structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 15, pp. 151116.1-3, 2006.
- [89] H. Liu, and P. Lalanne, "Microscopic theory of the extraordinary optical transmission," *Nature*, vol. 452, no. 7188, pp. 728-731, 2008.
- [90] T. V. Teperik, F. J. G. De Abajo, A. G. Borisov, M. Abdelsalam, P. N. Bartlett, Y. Sugawara, and J. J. Baumberg, "Omnidirectional absorption in nanostructured metal surfaces," *Nature Photonics*, vol. 2, no. 5, pp. 299-301, 2008.
- [91] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, "Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W," *Appl. Opt.*, vol. 24, no. 24, pp. 4493-4499, 1985/12/15, 1985.
- [92] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185-200, 1994.
- [93] D. Tanaskovi , M. Obradov, O. Jakši , and Z. Jakši , "Nonlocal effects in double fishnet metasurfaces nanostructured at deep subwavelength level as a path toward simultaneous sensing of multiple chemical analytes," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 18, pp. 36-42, 2016.
- [94] H. Lezec, and T. Thio, "Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays," *Opt. Express*, vol. 12, no. 16, pp. 3629-3651, 2004.

## Biografski podaci

Marko Obradov je rođen 22. 10. 1984. god. u Užicu, gde je završio osnovnu školu i matematički smer u Užičkoj gimnaziji. Studije na Univerzitetu u Beogradu – Elektrotehnički fakultet, odsek za Fiziku elektroniku, započeo je školske 2003/04. Diplomirao je na pomenutom odseku u septembru 2008. sa diplomskim radom „Elektronska struktura lateralno spregnutih kvantnih tačaka“, kod prof. dr Milana Tadića.

Master tezu odbranio je 2010. godine na Elektrotehničkom fakultetu, odsek za fiziku elektroniku, sa temom „Višezonski model elektronske strukture i optičkih osobina sfernih poluprovodničkih nanokristala“, kod prof. dr Milana Tadića.

Od 2010. je zaposlen u Centru za mikroelektronske tehnologije Instituta za hemiju, tehnologiju i metalurgiju (IHTM-CMT) Univerziteta u Beogradu, gde trenutno ima zvanje istraživača saradnik. Kao autor ili koautor objavio je 8 radova u međunarodnim časopisima, 18 u zbornicima sa međunarodnih konferencija i 8 na nacionalnim simpozijumima.

Njegova naučna interesovanja uključuju mikroelektroniku, optoelektroniku, nanofotoniku, nanoplazmoniku, plazmonske metamaterijale, poluprovodničke fotodetektore i modelovanje u elektromagnetici.

Učestvovao je na nekoliko naučnoistraživačkih projekata resornog ministarstva: 2008 – 2011. „Mikrosistemske, nanosistemske tehnologije i komponente“ TR-11027; 2011 – danas „Mikro, nano-sistemi i senzori za primenu u elektroprivredi, procesnoj industriji i zaštiti životne sredine – MiNaSiS“, TR-32008. Takođe je učestvovao na jednom međunarodnom projektu, FP7 Evropske Unije, 2008 – 2012. „Reinforcement of Regional Microsystems and Nanosystems Center – REGMINA“, FP7 REGPOT EU 205533.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани-а \_\_\_\_\_ Марко Обрадов \_\_\_\_\_

број уписа \_\_\_\_\_ 5022/2010 \_\_\_\_\_

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

\_\_\_\_\_ Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких  
\_\_\_\_\_ инфрацрвених детектора \_\_\_\_\_

- 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, 22.06.2016



Прилог 2.

### Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Марко Обрадов

Број уписа 5022/2010

Студијски програм \_\_\_\_\_

Наслов рада Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких инфрацрвених детектора

Ментор др Зоран Јакшић, научни саветник, Институт за хемију, технологију и металургију

Потписани Марко Обрадов

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, 22.06.2016.



Прилог 3.

### Изјава о коришћењу

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

Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких  
инфрацрвених детектора

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, 22.05.2016.

*Марија Обрадов*

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

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

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

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

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

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