

IPPT Reports on Fundamental Technological Research

3/2013

Agata Roszkiewicz

GENERACJA PLAZMONÓW  
POLARYTONÓW POWIERZCHNIOWYCH  
NA STRUKTURACH PERIODYCZNYCH

Rozprawa Doktorska  
Promotor: prof. dr hab. Wojciech Nasalski

Instytut Podstawowych Problemów Techniki  
Polska Akademia Nauk

Warszawa 2013

IPPT Reports on Fundamental Technological Research

ISSN 2299-3657

ISBN 978-83-89687-82-1

Kolegium Redakcyjne/Editorial Board:

Wojciech Nasalski (Redaktor Naczelny/Editor-in-Chief),  
Paweł Dłużewski, Zbigniew Kotulski, Wiera Oliferuk,  
Jerzy Rojek, Zygmunt Szymański, Yuriy Tasinkevych

Recenzenci/Reviewers:

prof. dr hab. Wojciech Gawlik  
dr hab. Krystyna Kolwas  
prof. dr hab. Jan Sławianowski

Rozprawa doktorska  
obroniona z wyróżnieniem  
w IPPT PAN 15 czerwca 2012 roku  
wpłynęła do redakcji 26 lipca 2013 roku

---

Copyright © 2013 by IPPT-PAN

Instytut Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk (IPPT-PAN)  
Institute of Fundamental Technological Research Polish Academy of Sciences  
Pawińskiego 5B, PL 02-106 Warsaw, Poland

---

Druk/Printed by:

EXPOL, P. Rybiński, J. Dąbek, Sp. J., ul. Brzeska 4, 87-800 Włocławek, Poland

Serdecznie dziękuję Panu Profesorowi  
Wojciechowi Nasalskiemu za wiele  
cennych rad i wskazówek, poświęcony  
czas i opiekę naukową w trakcie po-  
wstawania niniejszej pracy.



# Generacja plazmonów polarytonów powierzchniowych na strukturach periodycznych

Agata Roszkiewicz

Instytut Podstawowych Problemów Techniki, Polskiej Akademii Nauk

## Abstrakt

Niniejsza praca dotyczy generacji plazmonów polarytonów powierzchniowych (SPP) na asymetrycznych periodycznych strukturach metalowych. Przedstawiono wyniki numeryczne obrazujące działanie nowej konfiguracji jednowymiarowej struktury dyfrakcyjnej umożliwiającej kontrolę kierunku propagacji energii przy powierzchni przy zachowaniu padania normalnego. Warstwowa struktura składa się z dwóch różnych metalowych siatek, zanurzonych w różnych dielektrykach. Pokazano, że nawet niewielka zmiana ich przesunięcia względnego bądź zmiana kontrastu dielektrycznego może powodować zmianę kierunku propagacji energii w polu bliskim. Efekt ten może być wykorzystany przy projektowaniu urządzeń optycznych. W pracy przedstawiono także zarys metody numerycznej RCWA oraz rozszerzeń, na podstawie których opracowany został wszechstronny i zaawansowany kod numeryczny pozwalający na symulację oddziaływania pola elektromagnetycznego (EM) z wielowarstwową strukturą periodyczną o dowolnym profilu. Program umożliwia symulację padania, pod dowolnym kątem, fali płaskiej o dowolnej polaryzacji liniowej, bądź wiązki o dowolnym rozkładzie amplitudy i fazy. Możliwe jest także obliczenie spektralnych współczynników odbicia i transmisji, zależności dyspersyjnych, oraz wizualizacja rozkładu składowych pola w dowolnej płaszczyźnie. Przedstawione zostały także teoretyczne podstawy generacji i propagacji SPP. Przeprowadzono analizę modów cząstkowych wzbudzanych na metalowej strukturze jednowarstwowej pod kątem oddziaływania międzymodowego oraz transformacji modów zlokalizowanych w zdelokalizowane i ich wpływu na kierunek przepływu energii przy powierzchni. Zidentyfikowane zostały mody struktury dwuwarstwowej, ich wzajemne oddziaływanie oraz ich wpływ na odpowiedź optyczną całej struktury. Została sformułowana teza dotycząca możliwości interpretacji fizycznej działania struktury na podstawie analizy jednej z opisywanych konfiguracji. Wyjaśniono przyczyny fizyczne odpowiadające za zmianę kierunkowości propagacji energii w oparciu o analizę relacji dyspersji struktury i kierunków propagacji modów związanych z normalną do powierzchni ekwienergetycznej wyznaczoną przez wektor prędkości grupowej danego modu.

# Surface plasmon polariton generation at periodic structures

Agata Roszkiewicz

Institute of Fundamental Technological Research, Polish Academy of Sciences

## Abstract

The dissertation concerns the surface plasmon polariton (SPP) generation at asymmetrical periodic metal structures. Numerical results show an ability of new periodic one-dimensional configuration of metal grating to control energy propagation direction in the vicinity of the structure by a change of one of its geometrical parameters maintaining in the same time the advantage of normal incidence. The layered structure consists of two different metal gratings immersed in different dielectric media. It is showed that even a small change in the relative shift between both layers or a change in the dielectric filling contrast may redirect the energy in the near field. This effect may be useful in designing optical devices. An outline of numerical method used (RCWA) together with several extensions is given. This enabled to develop a versatile and advanced numerical code that allows to simulate electromagnetic (EM) field behaviour at multilayer periodic structures of arbitrary profile. The code allows to simulate EM field in the form of plane wave of linear polarisation impinging under the arbitrary angle or in the form of finite-diameter optical beam of arbitrary distribution of amplitude and phase. It also gives the possibility to calculate spectral transmission and reflection coefficients, dispersion relations and to visualise the distribution of field components in any plane. A theoretical basis of SPP generation and propagation is also given. An analysis of partial modes excited at one-layer metal periodic structure with the stress on modal interaction, surface-to-localized plasmon polariton transformation and their influence on the energy propagation direction near the structure is also presented. In addition, an identification of two-layered structure modes, their mutual interaction and influence on the whole optical response of the structure is given. Finally, a thesis regarding the possibility of physical interpretation of the principle of working of the asymmetrical structure is presented, based on one of the described configurations. On the basis of the dispersion relation analysis and modes propagation directions that are connected with the normal to equienergetic curve determined by a group velocity vector of the mode, physical reasons responsible for a change in the energy propagation direction are presented.

## Skróty

Lista skrótów użytych w pracy:

ATR	– attenuated total reflection <i>osłabione całkowite odbicie</i>
EBL	– electron beam lithography <i>elektronolitografia</i>
EHG	– elegant Hermite-Gaussian beam <i>wiązka Hermite'a-Gausa typu „elegant”</i>
EM	– electromagnetic (field) <i>(pole) elektromagnetyczne</i>
EOT	– extraordinary optical transmission <i>nadzwyczaj silna transmisja optyczna</i>
FIB	– focused ion beam <i>zogniskowana wiązka jonów</i>
FWHM	– full width at half maximum <i>szerokość połówkowa</i>
HG	– Hermite-Gaussian beam <i>wiązka Hermite'a-Gausa</i>
IMI	– insulator-metal-insulator structure <i>struktura warstwowa dielektryk–metal–dielektryk</i>
LHS	– light harvesting structure <i>struktura zbierająca światło</i>
LSP	– localized surface plasmon <i>zlokalizowany plazmon powierzchniowy</i>
MIM	– metal-insulator-metal structure <i>struktura warstwowa metal–dielektryk–metal</i>
OLED	– organic light-emitting diode <i>organiczna dioda elektroluminescencyjna</i>
PL	– photolithography <i>fotolitografia</i>

RCWA	– Rigorous Coupled Wave Analysis <i>Ścisła Metoda Fal Sprzężonych</i>
SERS	– surface-enhanced Raman spectroscopy, <i>powierzchniowo wzmocniona spektroskopia Ramana</i>
SHG	– second harmonic generation <i>generacja drugiej harmonicznej</i>
SNOM	– scanning near-field microscopy <i>skaningowa mikroskopia pola bliskiego</i>
SP	– surface plasmon <i>plazmon powierzchniowy</i>
SPP	– surface plasmon polariton <i>plazmon polaryton powierzchniowy</i>
TE	– transverse electric (polarization) <i>polaryzacja prostopadła (wektor pola elektrycznego prostopadły do płaszczyzny padania fali)</i>
TM	– transverse magnetic (polarization) <i>polaryzacja równoległa (wektor pola elektrycznego równoległy do płaszczyzny padania fali)</i>
VLSI	– very-large scale integration (device) <i>(przyrząd) o dużej skali integracji</i>



# Spis treści

Spis rysunków.....	11
<b>1. Wprowadzenie.....</b>	<b>19</b>
1.1. Rys historyczny.....	19
1.2. Zastosowania plazmonów polarytonów .....	20
1.3. Jednokierunkowa propagacja plazmonów polarytonów.....	23
<b>2. Motywacja i zakres pracy .....</b>	<b>29</b>
<b>3. Cel pracy .....</b>	<b>31</b>
<b>4. Podstawy teoretyczne.....</b>	<b>33</b>
4.1. Równania Maxwella i warunki brzegowe .....	33
4.1.1. Warunki brzegowe .....	34
4.2. Energia pola elektromagnetycznego i równanie ciągłości .....	35
4.2.1. Fala zanikająca.....	36
4.3. Model Drudego .....	36
4.4. Sieć odwrotna i pierwsza strefa Brillouina.....	37
4.4.1. Kryształy fotoniczne .....	39
4.5. Plazmony polarytony powierzchniowe .....	40
4.5.1. Plazmony .....	40
4.5.2. Polarytony .....	40
4.5.3. Plazmony polarytony powierzchniowe (Surface plasmon polaritons, SPP).....	40
4.5.4. Długość drogi propagacji.....	44
4.5.5. Głębokość wnikania.....	44
4.5.6. Stosunek składowych pola elektrycznego SPP .....	46
4.5.7. Plazmony powierzchniowe (Surface Plasmons, SP).....	46
4.5.8. Czy istnieją plazmony o polaryzacji TE?.....	47
4.5.9. Zlokalizowane plazmony powierzchniowe (Localized surface plasmons, LSP).....	48
4.6. Rezonansowe warunki wzbudzenia.....	48
4.7. Anomalie Rayleigha (Wooda).....	52
4.8. Wiązki optyczne.....	53
4.8.1. Wiązka Gaussa.....	54
4.8.2. Wiązki Hermite'a-Gaussa typu „elegant”.....	54

<b>5. Modelowanie numeryczne.....</b>	<b>57</b>
5.1. Ścisła metoda fal sprzężonych (RCWA).....	57
5.1.1. Dyfrakcja fali płaskiej.....	58
5.1.2. Dyfrakcja wiązki optycznej.....	63
5.2. Model fenomenologiczny.....	65
5.3. Efektywny współczynnik załamania.....	66
<b>6. Wpływ asymetrii struktury na kierunek propagacji energii.....</b>	<b>67</b>
6.1. Geometria zagadnienia.....	68
6.2. Optymalizacja struktury.....	69
6.3. Struktury symetryczne względem płaszczyzny YZ.....	72
6.4. Asymetria horyzontalna struktury.....	74
6.5. Wpływ pionowego przesunięcia granicy dielektryka.....	78
6.6. Stała propagacji.....	81
6.7. Tolerancja kierunkowości na zmiany parametrów struktury.....	82
6.7.1. Zależność od współczynnika załamania.....	83
6.7.2. Zależność od grubości warstw.....	85
6.7.3. Zależność od okresu i długości fali.....	88
6.7.4. Zależność od współczynnika wypełnienia.....	90
6.8. Wnioski.....	92
<b>7. Analiza modów cząstkowych struktury.....</b>	<b>95</b>
7.1. Mody struktury warstwowej dielektryk-metal-dielektryk (IMI).....	97
7.2. Mody jednowymiarowej jednowarstwowej struktury periodycznej.....	102
7.2.1. Zależność od grubości i współczynnika wypełnienia siatki.....	106
7.2.2. Zależność od okresu i parametrów materiałowych.....	125
7.3. Sprzężenie pomiędzy warstwami.....	131
<b>8. Fizyczne podstawy kierunkowości.....</b>	<b>137</b>
8.1. Dyspersja dla warstw jednorodnych w kierunku x.....	138
8.2. Dyspersja dla warstw periodycznych w kierunku x.....	141
<b>9. Konkluzje.....</b>	<b>147</b>
<b>10. Elementy wkładu oryginalnego.....</b>	<b>151</b>
<b>11. Summary.....</b>	<b>155</b>
<b>Bibliografia.....</b>	<b>157</b>

# Spis rysunków

- 1.1. (a) Gotycki witraż z zatopionymi w szkle nanocząstkami złota w katedrze Notre Dame w Paryżu. (b) Rzymski Puchar Likurga pochodzący z IV w n.e. (obecnie w zbiorach British Museum w Londynie).
- 1.2. Lewa kolumna: Wizualizacja nanocząstek metali za pomocą elektronowej mikroskopii transmisyjnej: (a) złote nanosfery, (b) złote nanopręciki, (c) srebrne nanoprizmaty. Prawa kolumna: Roztwory koloidalne: (d) nanocząstek stopów złota i srebra o rosnącej koncentracji złota, (e) złote nanopręciki o rosnącym stosunku długości do szerokości, (f) srebrne nanoprizmaty o rosnących wymiarach poprzecznych [37].
- 1.3. (a) Skupione pole elektryczne SPP wzbudzonych za pomocą zakrzywionego łańcucha sferoidalnych nanocząstek złota [43], (b) Propagacja wiązki na wyjściu szczeliny o rozmiarach mniejszych od długości fali w przypadku symetrycznej struktury [45].
- 1.4. Wartość i kierunek uśrednionego w czasie wektora Poyntinga dla jednokierunkowej propagacji SPP wzdłuż nachylonych metalowych siatek dyfrakcyjnych o profilu (a) prostokątnym i (b) sinusoidalnym w reżimie padania normalnego (na podst. [57]).
- 1.5. Schemat struktury BLACES [58].
- 4.1. (a) Jednowymiarowa sieć prosta oraz (b) jej sieć odwrotna. Granice pierwszej strefy Brillouina jednowymiarowej sieci odwrotnej określone są przez wartości wektorów  $K = \pm\pi/a$ , gdzie  $a$  jest stałą sieci prostej kryształu. (c) Sieć prosta ( $a_1, a_2$ ) i odwrotna ( $b_1, b_2$ ) dwuwymiarowej sieci ukośnej. (d) Komórka elementarna Wignera-Seitz'a dwuwymiarowej ukośnej sieci odwrotnej.
- 4.2. Schemat wzbudzania SPP na płaskiej granicy dielektryk/metal.
- 4.3. Relacja dyspersji dla granicy między metalem a dielektrykiem dla  $\varepsilon_d = 1$ .
- 4.4. (a) Długość drogi propagacji plazmonu polarytonu powierzchniowego na styku złota i dielektryka w zależności od częstotliwości fali padającej dla  $\varepsilon_d = 1$  oraz  $\varepsilon_d = 2,25$ . (b) Głębokość wnikania pola elektromagnetycznego SPP w złoto w zależności od częstotliwości fali padającej.
- 4.5. Relacje dyspersji światła w próżni i dielektryku oraz relacje dyspersji plazmonów polarytonów powierzchniowych propagujących się po granicy pomiędzy metalem i powietrzem (próżnią)  $\varepsilon_0 = 1$  oraz metalem i dielektrykiem o  $\varepsilon_1 = 2,25$ .
- 4.6. Różne metody wzbudzania plazmonów polarytonów powierzchniowych: (a) konfiguracja Kretschmanna, (b) konfiguracja Otto, (c) wzbudzenie na siatce dyfrakcyjnej.

- (d) lokalne wzbudzenie za pomocą sondy SNOM, (e) nierezonansowe wzbudzenie na niejednorodnościach powierzchni.
- 4.7. (a) Zależność reflektancji, transmitancji i absorpcji ( $A = 1 - R - T$ ) od częstotliwości fali padającej normalnie na siatkę o okresie  $\Lambda = 600$  nm,  $n_1 = n_2 = n_3 = 1$ ,  $d = 150$  nm,  $f = 0,4\Lambda$ . (b) Natężenia pola elektrycznego dla anomalii Wooda oznaczonej pionową linią na wykresie.
- 4.8. (a) Rozkład unormowanej amplitudy wiązki  $G_{3,2}^{(EH)}$  oraz (b) jej faza w talii.
- 5.1. Schemat padania stożkowego (konikalnego) fali płaskiej o dowolnej polaryzacji liniowej na jednowarstwową strukturę periodyczną.
- 5.2. Schematyczne przedstawienie siatki dyfrakcyjnej o  $N$  warstwach z zaznaczonymi modami wewnątrz struktury oraz rzędami ugięcia na zewnątrz. Obszary zakreskowane są zewnętrznymi dielektrycznymi obszarami jednorodnymi. Przerwana linia oznacza granicę numeryczną, która może być położona arbitralnie blisko granicy między obszarami  $N$  i  $N + 1$ , na podst. [76].
- 6.1. Schemat konfiguracji dwuwarstwowej struktury periodycznej wypełnionej dielektrykami o różnych, w ogólności, współczynnikach załamania.
- 6.2. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu symetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0$ ,  $d_1 = d_2 = 60$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .
- 6.3. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu symetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,5\Lambda$ ,  $d_1 = d_2 = 60$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .
- 6.4. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_1 = d_2 = 60$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $d_x = 0\Lambda$  (lewa kolumna) i  $d_x = 0,5\Lambda$  (prawa kolumna).
- 6.5. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,148\Lambda$ ,  $\Lambda = 619$  nm,  $d_1 = 51$  nm,  $d_2 = 75$  nm,  $f_1 = 0,381\Lambda$ ,  $f_2 = 0,421\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

- 6.6. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35A$ ,  $A = 619$  nm,  $d_1 = 51$  nm,  $d_2 = 75$  nm,  $f_1 = 0,381A$ ,  $f_2 = 0,421A$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .
- 6.7. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $A = 619$  nm,  $d_1 = 51$  nm,  $d_2 = 75$  nm,  $f_1 = 0,381A$ ,  $f_2 = 0,421A$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $d_x = 0,148A$  (lewa kolumna) i  $d_x = 0,35A$  (prawa kolumna).
- 6.8. Schemat analizy struktury jako pochylonej siatki o ciągłym profilu, (a)  $d_x = 0,148A$ , (b)  $d_x = 0,35A$ . Czerwone strzałki pokazują kierunek przepływu energii nad strukturą.
- 6.9. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35A$ ,  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $n_4 = n_5 = 1,5$ .
- 6.10. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35A$ ,  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .
- 6.11. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o przesunięciu  $d_x = 0,35A$  i parametrach:  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ , oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $n_4 = n_5 = 1,5$  (lewa kolumna) i  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  (prawa kolumna).
- 6.12. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia  $\Delta$  w zależności od współczynnika załamania wypełniającego strukturę  $n_d$ . Ciągłe linie: struktury na podłożu  $n_3 > 1$ , kreskowane linie: struktury na podłożu  $n_3 = 1$ . Parametry siatki:  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ .
- 6.13. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od grubości górnej siatki  $d_1$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_2 = 70$  nm.

- 6.14. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od grubości dolnej siatki  $d_2$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm.
- 6.15. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektrycznego:  $E_x$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|S|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35A$ ,  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $n_4 = n_5 = 1,5$  oraz (a)  $d_2 = 400$  nm, (b)  $d_2 = 501$  nm. Skale kolorów na odpowiadających sobie wykresach w obu przypadkach są takie same.
- 6.16. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od okresu struktury  $\Lambda$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm. Zmienny okres przy stałych współczynnikach wypełnienia oznacza zmianę rzeczywistego wymiaru poprzecznego pasków metalu i szczelin między nimi.
- 6.17. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od długości fali padającej na strukturę  $\lambda$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm.
- 6.18. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od współczynnika wypełnienia górnej warstwy  $f_1$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm.
- 6.19. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od współczynnika wypełnienia dolnej warstwy  $f_2$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo.

Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ,  $A = 624 \text{ nm}$ ,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $d_1 = 46 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 70 \text{ nm}$ .

- 7.1. Schemat metalowej warstwy o grubości  $d$  i funkcji dielektrycznej  $\varepsilon(\omega)$ , otoczonej ośrodkami dielektrycznymi o różnych w ogólności współczynnikach załamania  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_3$ .
- 7.2. Dyspersja dla plazmonów powierzchniowych na warstwie metalu w symetrycznym otoczeniu. Czerwona przerywana prosta oznacza częstość graniczną plazmonu na pojedynczej granicy. Czarna przerywana prosta jest linią dyspersji światła w powietrzu. Czarna krzywa – relacja dyspersji dla pojedynczej granicy (bądź bardzo grubej warstwy metalu), niebieska linia – mod symetryczny o niższej częstości, zielona linia – mod asymetryczny o wyższej częstości.
- 7.3. Amplituda pola elektrycznego SPP dla metalowej warstwy w asymetrycznym otoczeniu dla modu (a) symetrycznego o niższej energii i (b) asymetrycznego o wyższej energii.
- 7.4. (a) Absorpcja warstwy metalu o grubości  $d = 60 \text{ nm}$  w zależności od kąta padania fali płaskiej o długości  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  w konfiguracji Kretschmanna ( $\varepsilon_1 = 2,25$ ,  $\varepsilon_3 = 1$ ). (b) Rozkład niezerowych składowych pola EM oraz wektora Poyntinga dla rezonansowego kąta padania ( $\theta = 43,14^\circ$ ).
- 7.5. Amplituda pola plazmonu w dielektryku, w kierunku prostopadłym do granicy z metalem w zależności od odległości od granicy w różnych dielektrykach o współczynnikach załamania  $n_d = 1$  i  $n_d = 1,5$ .
- 7.6. Schemat jednowymiarowej jednowarstwowej struktury periodycznej otoczonej ośrodkami dielektrycznymi o różnych, w ogólności, współczynnikach załamania.
- 7.7. Zależność absorpcji ( $A = 1 - R - T$ ) od częstotliwości fali padającej normalnie i grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ) dla zmiennych okresów (w rzędach z góry na dół:  $A = 200 \text{ nm}$ ,  $400 \text{ nm}$ ,  $600 \text{ nm}$ ,  $800 \text{ nm}$ ) oraz wypełnienia (w kolumnach od lewej do prawej:  $f = 0,2A$ ,  $0,4A$ ,  $0,7A$ ,  $0,9A$ ).
- 7.8. Ewolucja symetrycznych modów rezonansowych na paskach metalu o szerokości  $240 \text{ nm}$  i ustawionych periodycznie, o okresie  $A = 600 \text{ nm}$  w jednorodnym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ), o różnych grubościach siatki: (a)  $d = 5 \text{ nm}$ , (b)  $d = 10 \text{ nm}$ . Linie ciągłe przedstawiają refleksję, transmitancję i absorpcję obliczone za pomocą metody RCWA, natomiast linie przerywane zostały dopasowane za pomocą modelu fenomenologicznego. Pionowe linie wyznaczają częstości anomalii Rayleigha.
- 7.9. Dobroć  $Q$  pierwszych pięciu symetrycznych rezonansów na paskach metalu o szerokości  $240 \text{ nm}$ , ustawionych periodycznie o okresie  $A = 600 \text{ nm}$  w jednorod-

nym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ), grubości siatek:  $d = 5$  nm i  $d = 10$  nm.

- 7.10. Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla czterech pierwszych nieparzystych rezonansów dla grubości siatki  $d = 10$  nm w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres:  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .
- 7.11. Relacje dyspersji dla otoczonych powietrzem jednowarstwowych siatek o okresie  $A = 600$  nm, wypełnieniu  $f = 0,4A$  i grubościach:  $d = 5 \div 150$  nm.
- 7.12. Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla trzech pierwszych parzystych rezonansów dla grubości siatki  $d = 10$  nm na granicy strefy Brillouina w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .
- 7.13. Analityczna relacja dyspersji modu symetrycznego w falowodzie IMI o grubości  $d = 10$  nm. Czarna prosta – linia dyspersji dla światła. Pionowe przerywane linie oznaczają wartości wektora  $k$  dla kolejnych nieparzystych (niebieskie) i parzystych (czerwone) rezonansów.
- 7.14. Długości fali wzbudzającej, długości fali plazmonów oraz ich różnica w przypadku kolejnych rezonansów modu symetrycznego w falowodzie IMI o grubości  $d = 10$  nm.
- 7.15. Zależność reflektancji, transmitancji i absorpcji od grubości siatki dla częstotliwości fali padającej  $\omega = 0,652\omega_p$  w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .
- 7.16. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla kolejnych rezonansów przy rosnącej grubości siatki ( $d = 53,7$  nm,  $104$  nm,  $160$  nm,  $211$  nm) dla stałej częstotliwości  $\omega = 0,652\omega_p$  w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .
- 7.17. Zależność częstotliwości od grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 200$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ .
- 7.18. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  oraz wartość i kierunek wektora Poyntinga dla (a) rezonansu cząsteczkowego i (b) modu wnikowego przy stałej grubości siatki  $d = 34,8$  nm oraz (c) złożenie obu rezonansów dla  $d = 25,2$  nm. Okres siatki  $A = 200$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ , jednorodne, symetryczne otoczenie dielektryczne ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).



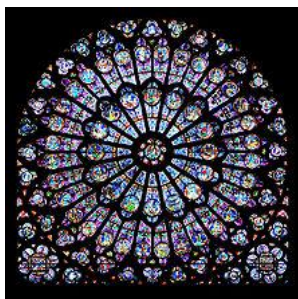
- 7.19. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  oraz wartość i kierunek wektora Poyntinga dla trzech najniższych rzędów rezonansów wnąkowych dla częstości:  $\omega = 0,169\omega_p$ ,  $\omega = 0,315\omega_p$ ,  $\omega = 0,419\omega_p$ . Okres siatki  $A = 200$  nm, grubość  $d = 200$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ , jednorodne, symetryczne otoczenie dielektryczne ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).
- 7.20. Zależność częstości fali padającej  $\omega$  od grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ . Po prawej stronie oznaczono co drugą wartość grubości siatki  $d$  [nm].
- 7.21. Natężenie pola elektrycznego i magnetycznego dla modu o częstości  $\omega = 0,42\omega_p$  i grubości siatki  $d = 235$  nm. Okres  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ .
- 7.22. Zależność absorpcji od częstotliwości fali i wektora falowego dla struktur o okresach od  $A = 200$  nm do  $A = 500$  nm. Szerokość paska metalu w każdym z przypadków jest stała i równa 150 nm, wysokość siatki:  $d = 120$  nm, współczynniki załamania:  $n_1 = n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ .
- 7.23. Niezerowe składowe pól, ich natężenia oraz amplituda i kierunek wektora Poyntinga dla dyspersyjnego modu na siatce o okresie  $A = 300$  nm, wypełnieniu  $f = 0,5A$ , wysokości  $d = 120$  nm. Częstość fali:  $\omega = 0,255\omega_p$ ,  $k = 0,28\pi/A$  ( $\theta = 14,5^\circ$ ), współczynniki załamania:  $n_1 = n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ .
- 7.24. Absorpcja dla pojedynczej siatki w zależności od jej grubości, (a)  $n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1$ , (b)  $n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ , (c)  $n_4 = 1,5$ ,  $n_3 = 1,5$ . Pozostałe parametry:  $A = 600$  nm,  $f = 0,4A$ .
- 7.25. Zmiana położenia pików rezonansowych w zależności od częstotliwości fali padającej dla siatek o grubości  $d = 10$  nm i różnych współczynnikach załamania otoczenia. Pozostałe parametry:  $A = 600$  nm,  $f = 0,4A$ .
- 7.26. Zmiana położenia pików rezonansowych w zależności od grubości siatki dla częstości  $\omega = 0,385\omega_p$  i różnych współczynników załamania otoczenia.
- 7.27. Schemat oddziaływań w plazmonowej strukturze dwuwarstwowej złożonej z dwóch jednowymiarowych periodycznych siatek metalowych rozdzielonych warstwą dielektryka.
- 7.28. (a) Zależność częstości od grubości warstwy dielektryka dla  $d_1 = d_2 = 10$  nm,  $A = 600$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4A$ . (b) i (c) Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla modu parzystego ( $\omega = 0,384\omega_p$ ) i nieparzystego ( $\omega = 0,326\omega_p$ ) dla  $d_{diel} = 50$  nm w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).

- 7.29. (a) Zależność częstości od grubości warstwy separującej dla układu dwóch siatek o okresie  $\Lambda = 800 \text{ nm}$ , wypełnieniu  $f_1 = f_2 = 0,3\Lambda$  i przesunięciu  $d_x = 0$ . Przerwane krzywe wyznaczają analityczną zależność  $\omega(d_{diel})$  dla kolejnych rezonansów we wnęce o skończonej długości. (b) Rozkłady natężenia pola elektrycznego i magnetycznego dla pierwszego modu wętkowego w strukturze ( $d_{diel} = 300 \text{ nm}$ ,  $\omega = 0,17\omega_p$ ).
- 7.30. Rozkład unormowanych niezerowych składowych pola EM oraz natężeń pola elektrycznego i magnetycznego w otoczeniu siatki o okresie  $\Lambda = 600 \text{ nm}$ , wypełnieniu  $f_1 = 0,4\Lambda$  i  $f_2 = 0,6\Lambda$  oraz przesunięciu  $d_x = 0,283\Lambda$ , grubość dielektryka:  $d_{diel} = 250 \text{ nm}$ ,  $\omega = 0,156\omega_p$ , współczynniki załamania dielektryków:  $n_1 = n_3 = n_4 = n_5 = 1$ ,  $n_{diel} = 1,5$ .
- 8.1. Analityczna zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  w przypadku jednorodnego anizotropowego ośrodka o nieskończonej grubości charakteryzowanego przenikalnościami  $\varepsilon_x$  i  $\varepsilon_z$  obliczonymi dla parametrów:  $\varepsilon_1 = 1$  i  $\varepsilon_2 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  (niebieska przerywana linia) oraz  $\varepsilon_1 = 2,25$  i  $\varepsilon_2 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  (zielona przerywana linia), a także zależność dla powietrza  $\varepsilon = 1$  (czarna linia) i dielektryka  $\varepsilon = 2,25$  (czerwona linia). Ciągłe krzywe: zależność dla analogicznych struktur periodycznych o skończonych grubościach warstw ( $d_1 \approx 7 \text{ nm}$ ,  $d_2 \approx 11 \text{ nm}$ ).
- 8.2. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  dla czterech jednorodnych w kierunku  $x$  warstwowych struktur o układzie warstw odpowiadającym obszarom zaznaczonym na schemacie po prawej i o grubościach odpowiadających przypadkowi przesunięcia horyzontalnego. Grubość warstwy dielektryka pomiędzy siatkami wynosi  $d_{diel} = 2 \text{ nm}$ .
- 8.3. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  w przypadku struktury odpowiadającej asymetrii horyzontalnej dla przesunięcia  $d_x = 0,35\Lambda$  o różnych współczynnikach załamania poszczególnych dielektryków (trzecia kolumna). Lewa kolumna: zerowy rząd ugięcia, środkowa kolumna: trzy rzędy ugięcia. Czerwone okręgi oznaczają zależność dla fali padającej z powietrza.
- 8.4. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  (niebieskie linie) oraz  $\omega = 0,22\omega_p$  (czerwone linie) w przypadku struktury odpowiadającej asymetrii horyzontalnej dla przesunięcia  $d_x = 0,35\Lambda$  dla trzech rzędów ugięcia.
- 9.1. Rozkład wartości i kierunku wektora Poyntinga dla przypadku asymetrii horyzontalnej  $d_x = 0,148\Lambda$  przy lokalnym pobudzeniu wiązką Gaussa o promieniu  $w_w = 10\lambda$  padającą normalnie.

# Wprowadzenie

## 1.1. Rys historyczny

Nanocząstki metali wykazują znacząco różne właściwości wynikające z oddziaływania z polem elektromagnetycznym niż metale w dużej objętości. Cząstki o wiele mniejsze od długości fali wykazują silną absorpcję w zakresie widzialnym i ultrafiolecie. Wraz ze wzrostem ich rozmiarów zaczynają przeważać zdolności rozpraszające w mechanizmie rezonansu plazmonowego. Nanocząstki metali, w przeciwieństwie do metali o dużej objętości, wykazują silną absorpcję w zakresie widzialnym i ultrafiolecie dzięki możliwości wzbudzenia na nich zlokalizowanych plazmonów powierzchniowych (localized surface plasmons, LSP). Ta właściwość nanocząstek metali szlachetnych wykorzystywana była przez tysiąclecia do produkcji witraży (rys. 1.1(a)) i ceramicznych naczyń. Jednym z najbardziej znanych przykładów praktycznego wykorzystania rezonansu plazmonowego jest rzymski Puchar Likurga z IV w n.e. (rys. 1.1(b)). Nanocząstki złota zatopione w szkłe pucharu wykazują silną absorpcję w zielonej części widma, natomiast transmitują fale o mniejszej częstotliwości. Wskutek tego puchar oglądany w świetle transmitowanym jest czerwony, natomiast w świetle odbitym wydaje się zielony.



(a)



(b)

Rysunek 1.1. (a) Gotycki witraż z zatopionymi w szkłe nanocząstkami złota w katedrze Notre Dame w Paryżu. (b) Rzymski Puchar Likurga pochodzący z IV w n.e. (obecnie w zbiorach British Museum w Londynie).

Prace teoretyczne w dziedzinie plazmonów polarytonów sięgają początków XX wieku, kiedy to w 1902 roku R. W. Wood zaobserwował anomalie w widmie odbitym od metalowej siatki dyfrakcyjnej [1]. Kilka lat później lord Rayleigh zaproponował model uzasadniający częstotliwości dla których obserwowano anomalie [2], tłumacząc je zanikaniem poszczególnych rzędów ugięcia w momencie, gdy zaczynają się one propagować równoległe do powierzchni siatki (grazing angle). W 1941 roku U. Fano wyjaśnił kształt widma w pobliżu anomalii poprzez uzupełnienie modelu Rayleigha o wzbudzenia plazmonów polarytonów powierzchniowych (surface plasmon polariton, SPP) [3]. W dalszych rozważaniach nazwa „plazmony polarytony powierzchniowe” zostanie skrócona do „plazmony powierzchniowe”.

Dopiero postęp technologiczny i wynalezienie mikroskopu pola bliskiego oraz opracowanie metod numerycznych pozwolił na gwałtowny rozwój dziedziny dzięki możliwości praktycznego wykorzystania plazmonów. Jednym z pierwszych eksperymentów, przeprowadzonym przez T. Ebbesena w 1998 roku [4], kładącym podwaliny pod współczesną plazmonikę, była obserwacja niezwykle silnej transmisji światła przy udziale plazmonów powierzchniowych przez otwory w metalu o średnicy około jednej dziesiątej długości fali. Okazało się, że dzięki sprzężeniu światła z plazmonami, możliwa jest nadzwyczaj silna transmisja światła (extraordinary optical transmission, EOT) przez szczeliny o wiele mniejsze od długości fali w grubej optycznie metalowej folii. Doświadczenie to otworzyło drogę do wielu potencjalnych zastosowań plazmoniki w mikro- i nanotechnologii.

## 1.2. Zastosowania plazmonów polarytonów

Plazmonika, dziedzina zajmująca się plazmonami, jest niezwykle szybko rozwijającą się gałęzią nauki. Jej atrakcyjność i ogromny potencjał aplikacyjny w tak odległych dziedzinach, jak detekcja pojedynczych molekuł (powierzchniowo wzmocniona spektroskopia Ramana SERS, fluorescencja, fosforescencja), kontrola zanieczyszczeń, medycyna, kontrola procesu w przemyśle, wizualizacja, nowe materiały, litografia, chipy komputerowe, wydajne baterie słoneczne, spowodowany jest przede wszystkim możliwością silnego ograniczenia pola elektromagnetycznego (EM) w małej objętości w porównaniu do długości fali [5–9]. Plazmony, ze względu na bardzo duży moment dipolowy, są wydajnymi mediatorami w oddziaływaniach metalowych nanocząstek ze światłem. Poza tym właściwości plazmonów mogą być kontrolowane w bardzo dużym zakresie, co daje szeroki wachlarz zastosowań SPP w wielu dziedzinach.

Zdolność plazmonów do ściśnięcia światła w obszarze mniejszym od długości fali, czyli fakt, że nie są ograniczone limitem dyfrakcyjnym, co powoduje jednocze-

śnie niezwykle silne wzmocnienie pola na granicy metalu z dielektrykiem, otwiera szerokie możliwości w wizualizacji nanoobjektów z rozdzielczością lepszą niż określa to kryterium rozdzielczości Rayleigha [10]. Plazmony wykorzystywane są np. w sondach SNOM (skaningowa mikroskopia optyczna pola bliskiego) jako nośnik informacji optycznej o długości fali mniejszej niż długość fali światła pobudzającego [11–13]. Pozwala to na obrazowanie powierzchni za pomocą światła z nieosiągalną wcześniej rozdzielczością, a także na manipulację nanocząstkami za pomocą pola elektromagnetycznego [14].

Adsorpcja i silne oświetlenie nawet delikatnych cząstek biologicznych możliwe jest także w przypadku nanowłók rezonansowych, w których silne wzmocnienie pola EM na wejściu wnęki uzyskiwane jest dzięki plazmonowemu rezonansowi Fabry–Perota na ściankach wnęki o otwartym [15, 16] lub zamkniętym końcu [17]. Taka konfiguracja pozwala na zmniejszenie długości fali nawet o rząd wielkości, co pozwala na wizualizację obiektów znacznie mniejszych niż obserwowane za pomocą konwencjonalnych przyrządów.

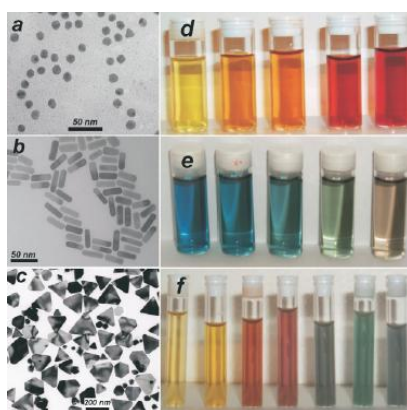
Innym sposobem na uzyskanie silnego pola EM w dobrze określonym punkcie jest generacja SPP przy padaniu normalnym za pomocą odpowiednio wyprofilowanego łańcucha nanocząstek złota [18]. Taka konfiguracja powoduje, że SPP propagujące się z różnych fragmentów łańcucha skupiają się w jednym punkcie, prowadząc do lokalnego, niezwykle silnego wzmocnienia pola. Dzięki manipulacji rozmiarami cząstek i kształtem całego łańcucha można uzyskać pole EM skupione w obszarze submikrometrowym.

Redukcja długości fali dzięki zastosowaniu SPP pozwala także na ich wykorzystanie w procesie litograficznym jako źródło światła o wysokiej częstotliwości do tworzenia struktur o rozmiarach nanometrowych [19–24]. Jest to istotne np. w procesie tworzenia nanostruktur w półprzewodnikach, których właściwości detekcyjne są znacząco obniżane przez wiązki jonów używane w wysokorozdzielczym procesie trawienia zogniskowaną wiązką jonów (FIB) [25].

Ponieważ SPP, jako fale powierzchniowe, są niezwykle czułe na zmiany warunków propagacji, wykorzystywane są do zwiększenia czułości w wielu technologiach spektroskopowych jak np. fluorescencja [26], fotoluminescencja [27], SERS [28] czy generacja drugiej harmonicznej (SHG) [29, 30]. Dzięki przesunięciom pików rezonansowych wskutek zmiany współczynników załamania poprzez adsorpcję (bio-)molekuł na powierzchni, możliwa jest detekcja nawet pojedynczych cząstek. Biologiczne i chemiczne czujniki spektroskopowe są wykorzystywane do monitorowania zanieczyszczeń środowiska, a także w przemyśle podczas kontroli procesów produkcyjnych. Na podobnej zasadzie możliwy jest także pomiar grubości pojedynczych warstw koloidów, co pozwala na analizę kinematyki łączenia protein. Plazmony przyczyniają się także do zwiększenia wydajności organicznych diod

OLED [31–33] oraz baterii słonecznych wykorzystujących organiczne i nieorganiczne związki [34, 35].

Zlokalizowany rezonans plazmonowy dielektrycznych nanokulek otoczonych złotą powłoką wykorzystywany jest w medycynie do lokalizowania i niszczenia komórek rakowych [36]. Jako szybko namnażająca się tkanka, komórki rakowe są mocno ukrwione wykazując jednocześnie anomalne defekty w sieci naczyń, co pozwala na akumulację w naczyniach krwionośnych guza nanocząstek z odpowiednimi ligandami zaadsorbowanymi na ich powierzchni. Dzięki naświetleniu promieniowaniem o rezonansowej częstotliwości, wzbudzone zlokalizowane plazmony doprowadzają do lokalnego przegrzania i zniszczenia tkanki.



Rysunek 1.2. Lewa kolumna: Wizualizacja nanocząstek metali za pomocą elektronowej mikroskopii transmisyjnej: (a) złote nanosfery, (b) złote nanopręciki, (c) srebrne nanoprzymaty. Prawa kolumna: Roztwory koloidalne: (d) nanocząstek stopów złota i srebra o rosnącej koncentracji złota, (e) złote nanopręciki o rosnącym stosunku długości do szerokości, (f) srebrne nanoprzymaty o rosnących wymiarach poprzecznych [37].

Jednocześnie toczą się prace nad optyką zintegrowaną na metalowych dwu- i jednowymiarowych powierzchniach. Plazmony mogą w niedalekiej przyszłości stworzyć pomost pomiędzy fotoniką i elektroniką, dzięki ich wykorzystaniu jako nośnik informacji w optycznych chipach komputerowych [5, 38]. SPP mogą przenosić informację z częstotliwościami rzędu 100 THz, podczas gdy konwencjonalne kable wykazują znaczące straty już przy częstotliwościach rzędu kilkudziesięciu GHz. Takie chipy miałyby o wiele mniejsze wymiary niż obecne oraz charakteryzowałyby się mniejszymi oporami omowymi, co pozwalałoby na gęstsze upakowanie elementów plazmonowych bez groźby przegrzania układu.

Zlokalizowane plazmony są wykorzystywane także do zmiany koloru materiałów (rys. 1.2). Dzięki kontroli kształtu i rozmiarów nanocząstek zatopionych w ma-

teriale, można w konsekwencji kontrolować oddziaływanie światła z ośrodkiem i uzyskać szerokie spektrum kolorów [37, 39, 40]. Podobna zasada wykorzystywana jest w projektowaniu filtrów kolorów [41, 42], w których częściowo przekrywające się koncentryczne struktury skupiające plazmony różnią się okresem periodyczności. Kontrola kształtu i periodyczności powierzchni struktury metalowej pozwala na kontrolę długości fali plazmonu, który się po niej propaguje, co powoduje, że światło o różnych częstościach jest skupiane w różnych punktach struktury. Dodatkowo, w przypadku struktur liniowych, możliwe jest manipulowanie polaryzacją fali padającej w stosunku do osi liniowego otworu, co pozwala na selektywną transmisję promieniowania [41].

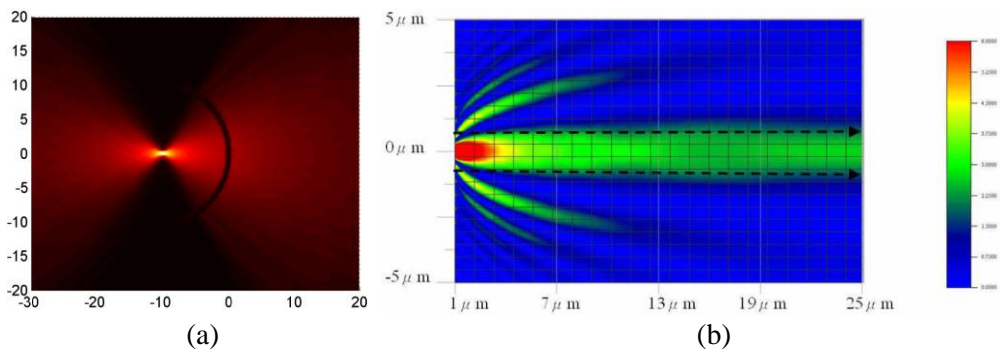
### 1.3. Jednokierunkowa propagacja plazmonów polarytonów

Dalszy rozwój plazmoniki i jej potencjalnych zastosowań uwarunkowany jest w dużej mierze postępowaniem w projektowaniu i konstruowaniu nowych urządzeń kontrolujących plazmony powierzchniowe, działających na podobnej zasadzie jak klasyczne elementy optyczne, lecz wykorzystujące SPP. W tym celu projektowane są elementy fotoniczne takie jak: ugięte falowody, falowody w kryształach fotonicznych bądź w postaci metalowego paska, zwierciadła Bragga, dzielniki wiązek, sprzęgacze, aktywne i pasywne przełączniki, interferometry czy półprzewodnikowe lasery plazmonowe. Tego typu elementy optyczne będą odgrywać istotną rolę w projektowaniu i konstruowaniu bardziej skomplikowanych, zintegrowanych przyrządów (very-large scale integration, VLSI) i czujników lab-on-a-chip.

W urządzeniach plazmonowych istotną kwestią będzie wydajność skupienia SPP w odpowiednim punkcie, np. na wejściu falowodu. Jednym ze sposobów skupienia wiązki SPP na płaszczyźnie jest stworzenie koncentrycznie rozmieszczonych metalowych nanocząstek na metalowym podłożu, które skierują wzbudzone SPP do środka struktury [43] (rys. 1.3(a)). W przestrzeni można manipulować wiązką poprzez odpowiednią kolimację światła na wyjściu struktury koncentrującej promieniowanie. Badania nad transmisją światła przez szczeliny mniejsze od długości fali [44] poprzedzają wiele prac teoretycznych i eksperymentów związanych z kolimacją bądź skupieniem wiązki za szczeliną [9].

Możliwe jest także zastosowanie periodycznej struktury na wyjściu po obu stronach szczeliny, która pozwala na wypromieniowanie sprzężonych plazmonów i uzyskanie wiązki o pożądanym kształcie. Dzięki odpowiedniej manipulacji parametrami geometrycznymi możliwe jest uzyskanie wiązki propagującej się pod wybranym kątem w stosunku do osi szczeliny. Zespół B. Lee zademonstrował struktury

z asymetrycznymi siatkami periodycznymi po obu stronach szczeliny, dla których warunek plazmonowy jest spełniony dla  $+1$  lub  $-1$  rzędu ugięcia. Można tak dobrać parametry geometryczne struktur (okres w przypadku siatki metalowej [46] lub współczynnik załamania dielektryka w przypadku kompozytowych struktur złożonych z elementów dielektrycznych pokrytych metalem [47]), że kąty spełniające warunek rezonansu plazmonowego dla obu struktur są równe co do wartości, lecz przeciwnych znaków. Oznacza to, że kierunki wiązek wyprężniętych z dwóch SPP poruszających się w przeciwnych stronach na wyjściu szczeliny pokrywają się i w efekcie otrzymujemy skolimowaną wiązkę propagującą się nierównoległe do osi szczeliny.



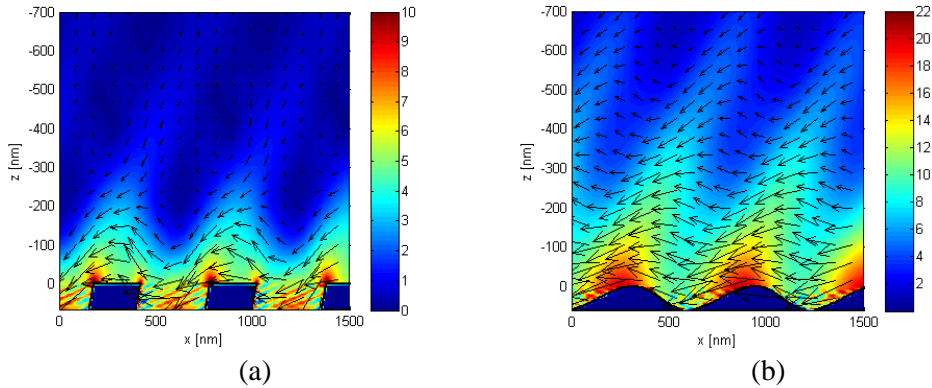
Rysunek 1.3. (a) Skupione pole elektryczne SPP wzbudzonych za pomocą zakrzywionego łańcucha sferoidalnych nanocząstek złota [43], (b) Propagacja wiązki na wyjściu szczeliny o rozmiarach mniejszych od długości fali w przypadku symetrycznej struktury [45].

Wykorzystując analogiczne struktury i manipulując ich parametrami geometrycznymi [45, 48–51] (stały lub zmienny okres, wypełnienie, wysokość) czy współczynnikami załamania, można uzyskać na wyjściu wiązki rozbieżne, skolimowane (rys. 1.3(b)) bądź skupiające się w określonym punkcie w pewnej odległości od struktury.

Inną istotną kwestią w projektowaniu tranzystorów, przełączników czy układów optycznych, mogących w przyszłości zastąpić urządzenia elektroniczne oparte na krzemie, jest kontrola kierunku propagacji plazmonów wzdłuż struktury. Jednokierunkową propagację można w prosty sposób uzyskać za pomocą padania ukośnego [52]. Jednak często, ze względu na złożoność układu, wymagane jest odpowiednie ukierunkowanie SPP w reżimie padania normalnego. W przypadku w pełni symetrycznej jednowymiarowej struktury periodycznej, plazmony sprzęgają się z tą samą wydajnością w obu kierunkach wzdłuż wektora siatki, co w efekcie powoduje brak wypadkowego przepływu energii w polu bliskim. Dlatego niezbędne jest złamanie symetrii układu w celu efektywnego prowadzenia SPP wzdłuż granicy.



Propagacja SPP wzdłuż metalowej struktury o symetrii prostokątnej lub cylindrycznej [53] przy pobudzeniu normalnym może być wykorzystywana do wzmocnienia pola w detektorach promieniowania EM [54]. Takie struktury, zbierające światło z większego obszaru i skupiające je w centrum, są znane jako light harvesting structures (LHS). Pozwalają one na zwiększenie absorpcji w obszarze aktywnym w bliskiej podczerwieni nawet 250 razy w porównaniu do absorbera tej samej wielkości bez struktury plazmonowej [55], czy na ponad pięciokrotne zwiększenie stosunku sygnału do szumu [56].

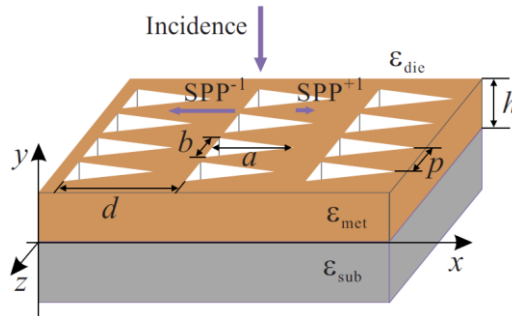


Rysunek 1.4. Wartość i kierunek uśrednionego w czasie wektora Poyntinga dla jedнокierunkowej propagacji SPP wzdłuż nachylonych metalowych siatek dyfrakcyjnych o profilu (a) prostokątnym i (b) sinusoidalnym w reżimie padania normalnego (na podst. [57]).

Kierunkowość propagacji SPP przy powierzchni struktury metalowej w reżimie padania normalnego była przedmiotem badań zespołu N. Bonoda [57]. Zaproponowali oni pochyłą metalową siatkę dyfrakcyjną o kształcie prostokątnym lub sinusoidalnym w celu uzyskania asymetryczności w siłach sprzężenia zanikających  $+1$  i  $-1$  rzędów ugięcia (rys. 1.4). W wyniku nachylenia siatki można zminimalizować amplitudę jednego z plazmonów powierzchniowych, co powoduje, że nie zachodzi negatywna interferencja pomiędzy SPP i energia jest kierowana w jedną stronę wzdłuż struktury. Struktury te mają jednak tę wadę, że ich produkcja jest dość trudna, zwłaszcza w zakresie optycznym, gdyż wymagana jest wysoka dokładność przy zachowaniu kąta nachylenia siatki. Proces fotolitograficzny obejmuje więc naporowanie wielu przesuniętych względem siebie warstw przy użyciu różnych masek w celu przybliżenia oczekiwanego kształtu siatki.

Alternatywne rozwiązanie zaproponował zespół B. Bai [58], którzy opisali płaskie binarne struktury o efektywnym współczynniku załamania modulowanym poprzez zmianę lokalnego wypełnienia struktury (blazed area-coded effective-medium structures, BLACES). Składają się one z perforowanej warstwy metalu z otworami w kształcie trójkątów o okresach periodyczności w obu prostopadłych kierunkach

mniejszych od długości fali padającej (rys. 1.5). Taka konfiguracja zapewnia różne siły sprzężenia dla  $+1$  i  $-1$  rzędu ugięcia co powoduje, że większość energii jest przekierowana do jednego z zanikających rzędów i zapewnia asymetrię w natężeniu SPP propagujących się w przeciwnych kierunkach, co w rezultacie oznacza propagację jednokierunkową. Struktury BLACES mają tę zaletę, że mogą być w prosty sposób wytworzone w procesie fotolitografii przy użyciu jednej maski, bądź za pomocą elektronolitografii (EBL).



Rysunek 1.5. Schemat struktury BLACES [58].

Nieco odmienne podejście przedstawił F. M. Wang ze współpracownikami [59]. Uzyskali oni propagację SPP na odległość ponad 7 długości fali pomiędzy dwoma rzędami nanopręcików ustawionymi prostopadle do osi propagacji SPP. Falowód plazmonowy został pobudzony od czoła źródłem dipolowym. Silne ograniczenie energii do obszaru  $\lambda/33 \times \lambda/16$  pozwala na zastosowania w zintegrowanych urządzeniach optycznych o rozmiarach mniejszych od długości fali.

Sprzężenie pomiędzy nanocząstkami lub nanopręcikami metalowymi było analizowane przez wiele grup badawczych. Skończone łańcuchy nanocząstek pozwalają na wzbudzenie modów związanych z całym łańcuchem, bądź z sąsiadującymi nanocząstkami [60]. Krótsze łańcuchy (złożone z kilku elementów) wykazują silne wzmocnienie modów podłużnych, pole jest skoncentrowane w przestrzeniach pomiędzy nanocząstkami. Natomiast w dłuższych łańcuchach ( $\sim 100$  elementów) prowadzących SPP dominują mody poprzeczne, gdzie pole skoncentrowane jest prostopadle do osi łańcucha, naokoło poszczególnych cząstek. Niezwykle długie drogi propagacji SPP, nieosiągalne dla łańcuchów metalowych nanocząstek, można uzyskać np. dzięki zastosowaniu łańcucha złożonego z nanokulek dielektrycznych pokrytych metalem (tzw. nanoshells) [61].

Falowody plazmonowe można także tworzyć z dwóch łańcuchów metalowych nanoelementów rozłożonych wzdłuż osi falowodu [62]. Okazuje się, że dłuższe drogi propagacji, w porównaniu z pełnym falowodem MIM czy heksagonalną siecią nanopręcików, uzyskano dla falowodu złożonego z równoległych łańcuchów pro-

stokątnych nanopłytek, w których zaobserwowano mniejszą gęstość energii poza falowodem, co może być interpretowane jako przepływ energii do wewnątrz falowodu poprzez szczeliny pomiędzy nanopłytkami.

Mimo nieco odmiennej konfiguracji, falowody prowadzące plazmony złożone z trójwymiarowych nanocząstek metali działają na podobnej zasadzie, co struktury periodyczne złożone z dwuwymiarowych nieskończonych pasków metalu otoczonych dielektrykiem. Mody plazmonowe wzbudzone na poszczególnych elementach struktury sprzęgają się pomiędzy sobą, co powoduje przepływ energii pomiędzy metalowymi elementami siatki. W sytuacji, gdy odległości pomiędzy nanocząstkami są niewielkie, sprzęganie zachodzi przede wszystkim dzięki polu zanikającemu pochodzącemu od sąsiadujących cząstek. Dla większych odległości (powyżej kilkudziesięciu nm), dominuje interferencja pomiędzy polami rozproszonymi przez cząstki [63]. Łącuchy nanocząstek prowadzące mody plazmonowe pobudzone są zwykle od czoła wzdłuż swojej osi w kierunku propagacji energii. W przypadku wzbudzenia prostopadłego do osi, niezbędne jest wprowadzenie asymetrii struktury, która pozwoli na odpowiednie ukierunkowanie energii w polu bliskim wzdłuż struktury.



## Motywacja i zakres pracy

Celem pracy jest teoretyczna i numeryczna analiza jednokierunkowej propagacji plazmonów polarytonów powierzchniowych (SPP) na jednowymiarowych asymetrycznych periodycznych strukturach złożonych z metalowych pasków o nieregularnym kształcie, otoczonych różnymi ośrodkami dielektrycznymi. Spełnienie warunku fazowego i wzbudzenie SPP przy padaniu normalnym jest możliwe dzięki zwiększeniu wektora falowego o wektor sieci odwrotnej. Jednokierunkowość propagacji SPP wynika z asymetrii samej struktury (asymetrii przekroju metalowych pasków lub otoczenia dielektrycznego), która jest przyczyną różnych sił sprzężenia pola elektromagnetycznego z plazmonami poruszającymi się w przeciwnych kierunkach wzdłuż struktury periodycznej.

SPP mogą być pobudzone nielokalnie za pomocą fali płaskiej oraz lokalnie za pomocą wiązek Gaussa i Hermite'a-Gaussa wyższych rzędów o skończonych przekrojach w reżimie padania normalnego. Ze względu na ograniczoną objętość niniejszej pracy, analiza rezonansów prowadzona będzie przy pobudzeniu struktury za pomocą fali płaskiej, jednak w części teoretycznej i numerycznej rozprawy zostanie krótko przedstawiony opis wiązki Hermite'a-Gaussa zerowego i wyższych rzędów oraz jej implementacja w programie numerycznym jako widma fal płaskich.

Strukturę periodyczną złożoną z metalowych pasków o asymetrycznym przekroju na podłożu dielektrycznym można traktować jako łańcuch nanoprzecików sprzężonych ze sobą i prowadzących SPP prostopadle do osi elementów. Mody plazmonowe wzbudzone na poszczególnych paskach metalu sprzęgają się pomiędzy sobą, co powoduje przepływ energii pomiędzy elementami siatki wzdłuż struktury. Już jednowarstwowa siatka periodyczna wykazuje bogactwo modów, zarówno zlokalizowanych na poszczególnych elementach metalowych, jak i modów powstających ze sprzężenia pomiędzy sąsiednimi elementami struktury. Dodanie drugiej siatki metalowej w bliskiej odległości od pierwszej znacząco komplikuje odpowiedź optyczną układu, prowadząc do powstania modów sprzężonych związanych z oddziaływaniami pomiędzy pojedynczymi elementami w obu warstwach oraz z całą strukturą mogącą działać jak falowód. Ze względu na ograniczoną objętość, w pracy zostały przeanalizowane jedynie mody istniejące w jednowarstwowej strukturze

o zróżnicowanych parametrach geometrycznych i materiałowych, pominięto natomiast dokładną analizę oddziaływań pomiędzy dwiema warstwami. To zagadnienie, w połączeniu z lokalnym wzbudzeniem SPP za pomocą wiązek, może stanowić ciekawy materiał badawczy do dalszych prac.

Analizowane struktury metalowe, zarówno jedno- jak i dwuwarstwowe, mogące znaleźć praktyczne zastosowanie, powinny być łatwe w produkcji ze względu na wymaganą dokładność parametrów geometrycznych oraz ilość procesów fotolito-graficznych. Tego typu struktury mogą być wykorzystywane w optyce zintegrowanej przy projektowaniu urządzeń optycznych takich jak tranzystory, przełączniki czy struktury skupiające światło. Plazmony, ze względu na swój bardzo duży moment dipolowy, umożliwiają efektywne oddziaływanie metalowych nanoobjektów ze światłem. Dodatkową zaletą plazmonów jest fakt, że ich właściwości mogą być kontrolowane w bardzo dużym zakresie. Stanowią one pomost pomiędzy elektroniką a fotoniką, łącząc w sobie zalety operowania małymi elementami elektronicznymi z możliwością wykorzystania szerokiego pasma częstości optycznych dostępnego w fotonice. Pozwala to na uniknięcie „wąskiego gardła”, jakim jest spowolnienie przesyłu sygnałów przez łączniki, ze względu na konieczność transformacji sygnałów elektronicznych w optyczne i na odwrót. Pozwoli to na projektowanie zintegrowanych urządzeń umożliwiających jednocześnie generację, propagację, manipulację i odczyt danych w ramach jednego chipu. Zalety nowej technologii, takie jak niskie straty cieplne, szersze pasmo przy niskich stratach transmisyjnych oraz o wiele mniejsze wymiary, pozwolą na, przynajmniej chwilowe, utrzymanie tempa miniaturyzacji tranzystorów i zwiększania mocy obliczeniowej zgodnie z prawem Moore'a.

Ponadto, jednokierunkowa propagacja SPP pozwala na skupienie światła w małym obszarze i wykorzystanie go do detekcji pojedynczych molekuł, co znacząco zwiększa możliwości technik spektroskopowych takich jak SERS, fluorescencja, fotoluminescencja szeroko stosowanych w biologii, medycynie, badaniu zanieczyszczeń środowiska, analizie składu chemicznego.

Dodatkowo, koncentratory plazmonowe (LHS) działające na zasadzie skupienia promieniowania z większego obszaru na powierzchni czulej, otworzą drogę do produkcji wydajniejszych detektorów promieniowania elektromagnetycznego bez potrzeby stosowania skomplikowanych i drogich optycznych soczewek immersyjnych.

## Cel pracy

Cele niniejszej pracy, bazującej na teoretycznej i numerycznej analizie zagadnienia generacji plazmonów polarytonów powierzchniowych na metalowych strukturach periodycznych, są następujące:

- Opracowanie wszechstronnego, zaawansowanego kodu numerycznego pozwalającego na symulację zachowania się pola elektromagnetycznego (EM) padającego na wielowarstwową strukturę periodyczną o dowolnym profilu, z możliwością uwzględnienia jednorodnych warstw. Program powinien umożliwić symulację pola EM w postaci fali płaskiej o dowolnej polaryzacji liniowej padającej na strukturę pod arbitralnymi kątami azymutalnym i radialnym, bądź w postaci wiązki o dowolnym rozkładzie amplitudy i fazy. Możliwe powinno być także obliczenie spektralnych współczynników odbicia i transmisji, zależności dyspersyjnych, oraz wizualizacja rozkładu każdej ze składowych pola w dowolnym obszarze przestrzeni (także w polu bliskim) i w dowolnej płaszczyźnie.
- Przedstawienie i analiza działania nowego elementu optycznego opartego na wykorzystaniu generacji plazmonów polarytonów powierzchniowych (SPP) i pozwalającego na zmianę kierunku propagacji energii przy powierzchni asymetrycznej metalowej struktury. Ukierunkowanie propagacji energii w reżimie padania normalnego następuje pod wpływem zmiany parametrów geometrycznych lub materiałowych układu. Kierunek propagacji energii w polu bliskim związany jest z różnymi siłami sprzężenia  $+1$  i  $-1$  rzędu ugięcia, związanymi z asymetrią struktury i skutkującymi jednokierunkową wypadkową propagacją energii wzdłuż siatki, natomiast stałe propagacji plazmonów poruszających się w przeciwne strony są równe ze względu na jednakowy przyczynek do ich wartości związany jedynie z wektorem odwrotnym sieci przy zachowaniu padania normalnego fali płaskiej na strukturę. Zaletą przedstawionego rozwiązania jest relatywnie prosta produkcja, która nie wymaga wielu procesów litograficznych, co ma niebagatelne znaczenie przy rozważaniu zastosowań praktycznych.

- Analiza modów cząstkowych metalowej struktury jednowarstwowej pod kątem oddziaływania międzymodowego oraz transformacji modów zlokalizowanych w zdelokalizowane i ich wpływu na kierunek przepływu energii przy powierzchni struktury. Identyfikacja modów struktury dwuwarstwowej i ich wzajemnego oddziaływania oraz ich wpływ na odpowiedź optyczną całej struktury.
- Sformułowanie tezy dotyczącej możliwości interpretacji fizycznej działania struktury na podstawie analizy jednego z trybów. Wyjaśnienie przyczyn fizycznych odpowiadających za zmianę kierunkowości propagacji energii oparte na analizie relacji dyspersji struktury i kierunku propagacji modu związanego z normalną do powierzchni ekwienergetycznej wyznaczoną przez wektor prędkości grupowej.



## Podstawy teoretyczne

### 4.1. Równania Maxwella i warunki brzegowe

Oddziaływanie pola elektromagnetycznego z ośrodkami materialnymi może być opisane za pomocą makroskopowych równań Maxwella, które stanowią podstawowy zestaw równań w elektrodynamice. W układzie jednostek SI wzory te przyjmują postać [64]:

$$\nabla \times \underline{E} = -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}, \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \underline{H} = \underline{J} + \frac{\partial \underline{D}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \underline{D} = \rho, \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0, \quad (4.4)$$

gdzie  $\underline{E}$  [V/m] jest natężeniem pola elektrycznego,  $\underline{H}$  [A/m] – natężeniem pola magnetycznego,  $\underline{D}$  [C/m<sup>2</sup>] – indukcją elektryczną (przesunięciem elektrycznym),  $\underline{B}$  [Wb/m<sup>2</sup>] – indukcją magnetyczną. Gęstość ładunku elektrycznego  $\rho$  [C/m<sup>3</sup>] i gęstość prądu elektrycznego  $\underline{J}$  [A/m<sup>2</sup>] mogą być traktowane odpowiednio jako źródła pól elektrycznego i magnetycznego.

Formalizm ten, pozwalający na określenie własności pól elektrycznego i magnetycznego wytwarzanych przez zadany rozkład ładunków i prądów, jest spełniony już w przypadku metalowych nanostruktur o rozmiarach rzędu kilku nanometrów bez konieczności odwoływania się do mechaniki kwantowej. Jest to możliwe, gdyż wysoka gęstość ładunków swobodnych w metalu powoduje, że przerwy pomiędzy poziomami energetycznymi elektronów są małe w porównaniu ze wzbudzeniami termicznymi o energii  $k_B T$  w temperaturze pokojowej [65].

Równania Maxwella opisują relacje pomiędzy czterema podstawowymi wielkościami wektorowymi:  $\underline{E}$ ,  $\underline{H}$ ,  $\underline{B}$ , i  $\underline{D}$ . Do jednoznacznego wyznaczenia wektorów pola z danego rozkładu prądów i ładunków niezbędne są równania materiałowe (relacje konstytutywne) wiążące ze sobą wektory  $\underline{H}$  i  $\underline{B}$  oraz  $\underline{E}$  i  $\underline{D}$  [64]:

$$\underline{D} = \underline{\underline{\varepsilon}} \underline{E} = \varepsilon_0 \underline{E} + \underline{P}, \quad (4.5)$$

$$\underline{B} = \underline{\underline{\mu}} \underline{H} = \mu_0 \underline{H} + \mu_0 \underline{M}, \quad (4.6)$$

gdzie  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  i  $\underline{\underline{\mu}}$  są odpowiednio tensorami przenikalności elektrycznej i magnetycznej ośrodka zależnymi od częstości i wektora falowego. W przypadku ośrodka izotropowego tensory  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  i  $\underline{\underline{\mu}}$  można zastąpić wielkościami skalarnymi. Stałe  $\varepsilon_0$  [F/m] i  $\mu_0$  [H/m] oznaczają elektryczną i magnetyczną przenikalność próżni.  $\underline{P} = \varepsilon_0 \chi \underline{E}$  jest wektorem polaryzacji elektrycznej i opisuje elektryczny moment dipolowy na jednostkę objętości wywołany organizacją mikroskopowych dipoli wzdłuż przyłożonego pola elektrycznego, gdzie  $\chi = \varepsilon - 1$ .  $\underline{M}$  jest wektorem polaryzacji magnetycznej, która może zostać pominięta w przypadku ośrodków niemagnetycznych.

Właściwości optyczne ośrodka są uzależnione od zespolonych tensorów funkcji dielektrycznej i przenikalności magnetycznej. Tensory te są związane z dipolowymi elektrycznymi lub magnetycznymi wzbudzeniami w ośrodku, wywołanymi przez pole EM. Rozchodzącemu się w ośrodku wzbudzeniu elektromagnetycznemu towarzyszy polaryzacja elektryczna i magnetyczna. Energia fali propagującej się rozkłada się na poruszające się pola i wzbudzone wewnętrzne stopnie swobody.

#### 4.1.1. Warunki brzegowe

Równania Maxwella są zdefiniowane dla obszarów przestrzeni, w których fizyczne właściwości ośrodków są ciągłe. W przypadku granicy pomiędzy dwoma różnymi ośrodkami, gdy istnieje skokowa zmiana wartości  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  i  $\underline{\underline{\mu}}$ , niektóre składowe pól pozostają ciągłe po obu stronach granicy. Te warunki ciągłości mogą być bezpośrednio wyznaczone z równań Maxwella i przedstawione w następujący sposób:

- Składowa normalna indukcji magnetycznej  $\underline{B}$  jest ciągła po obu stronach granicy:  $B_{2n} = B_{1n}$ .
- Różnica pomiędzy składowymi stycznymi wektora pola magnetycznego  $\underline{H}$  jest równa gęstości prądu powierzchniowego  $\underline{K}$ :  $H_{2t} - H_{1t} = \underline{K}$ .
- Składowa styczna pola elektrycznego  $\underline{E}$  jest ciągła po obu stronach granicy:  $E_{2t} = E_{1t}$ .
- Różnica pomiędzy normalnymi składowymi wektora indukcji elektrycznej  $\underline{D}$  jest równa powierzchniowej gęstości ładunku  $\sigma$ :  $D_{2n} - D_{1n} = \sigma$ .

## 4.2. Energia pola elektromagnetycznego i równanie ciągłości

Fala elektromagnetyczna jest nietrywialnym rozwiązaniem równań Maxwella w przypadku braku jakichkolwiek ładunków czy prądów. Propagujące się wzbudzenie w ośrodku składa się z drgań pól  $\underline{E}$  i  $\underline{H}$  oraz towarzyszących im polaryzacji elektrycznej i magnetycznej wywołanych przez te pola. W celu wyznaczenia gęstości energii zmagazynowanej w fali elektromagnetycznej oraz strumienia energii związanego z tą falą, należy rozpatrzyć zasadę zachowania energii w małej objętości. Praca wykonana przez pole elektromagnetyczne na jednostkę objętości jest równa  $\underline{J} \cdot \underline{E}$ . Ta dyssypacja energii jest związana ze zmniejszeniem gęstości energii oraz wypływem energii z jednostkowej objętości. Zgodnie z równaniem (4.2) praca wykonana przez pole elektromagnetyczne może być zapisana jako [64]:

$$\underline{J} \cdot \underline{E} = \underline{E} \cdot (\nabla \times \underline{H}) - \underline{E} \cdot \frac{\partial \underline{D}}{\partial t}. \quad (4.7)$$

Po prostych przekształceniach oraz założeniu, że ośrodek jest liniowy, otrzymujemy:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{S} = -\underline{J} \cdot \underline{E}. \quad (4.8)$$

$U$  [ $\text{J}/\text{m}^3$ ] jest gęstością energii pola elektromagnetycznego i dla bezstratnego, liniowego i bezdyspersyjnego ośrodka przyjmuje wartość:

$$U = (\underline{E} \cdot \underline{D} + \underline{B} \cdot \underline{H})/2. \quad (4.9)$$

$\underline{S}$  [ $\text{J}/(\text{m}^2\text{s})$ ] jest wektorem Poyntinga:

$$\underline{S} = \underline{E} \times \underline{H}, \quad (4.10)$$

którego norma reprezentuje moc na jednostkę powierzchni niesioną przez pole w kierunku wektora  $\underline{S}$ .

Równanie (4.8) jest znane jako równanie ciągłości (twierdzenie Poyntinga) i reprezentuje zasadę zachowania energii dla pola elektromagnetycznego, wiążąc zmiany gęstości energii elektromagnetycznej z przepływem energii i absorpcją pola w ośrodku.

Ponieważ optyczne pole EM drga z częstościami rzędu  $10^{15} \text{ s}^{-1}$ , obserwuje się raczej jego uśrednione wartości w czasie o wiele dłuższym od okresu drgań, zamiast wartości chwilowych. Uwzględniając zespolone reprezentacje wielkości występujących w równaniach (4.9) i (4.10) oraz ich jednakową zależność od czasu w postaci  $\sim e^{+j\omega t}$ , możemy zapisać uśrednioną w czasie gęstość energii i uśredniony w czasie wektor Poyntinga w postaci [64]:

$$\langle U \rangle = \Re(\underline{E} \cdot \underline{D}^* + \underline{B} \cdot \underline{H}^*)/4, \quad (4.11)$$

$$\langle \underline{S} \rangle = \Re(\underline{E} \times \underline{H}^*)/2. \quad (4.12)$$

#### 4.2.1. Fala zanikająca

W sytuacji, gdy fala elektromagnetyczna pada pod kątem większym od granicznego  $\theta_{TIR}$  na granicę dwóch ośrodków z ośrodka optycznie gęstszego (o większym współczynniku załamania  $n_1$ ) do ośrodka optycznie rzadszego (o mniejszym współczynniku załamania  $n_2$ ), mamy do czynienia z całkowitym wewnętrznym odbiciem (total internal reflection, TIR). Kąt graniczny może być w prosty sposób wyznaczony z równania Snella, przy założeniu, że kąt propagacji fali załamanej wynosi  $\pi/2$ :

$$\theta_{TIR} = \arcsin(n_2/n_1). \quad (4.13)$$

W takim przypadku refleksyjność  $R = 1$ , jednak pole EM w ośrodku rzadszym istnieje, a fala załamana rozprzestrzenia się wzdłuż granicy dielektryków i zanika wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od granicy. Ma ona charakter zanikający (evanescent) i jest falą niejednorodną – płaszczyzny stałej amplitudy i fazy tej fali nie są do siebie równoległe. W przypadku fali propagującej się, zwrot wektora Poyntinga jest taki sam jak zwrot wektora falowego, a więc wektor  $\underline{S}$  pokazuje kierunek propagacji energii. Gdy mamy do czynienia z falą zanikającą, składowa wektora Poyntinga w kierunku prostopadłym do granicy jest równa zero.

Transmisję energii do podłoża można jednak uzyskać dzięki konfiguracji tzw. osłabionego całkowitego odbicia (ATR) poprzez zbliżenie do granicy ośrodka o parametrach umożliwiających istnienie modu propagacyjnego. Refleksyjność nie jest wtedy równa jedności, a część energii może być transmitowana przez granicę. Jest to jeden ze sposobów wzbudzania plazmonów powierzchniowych (por. podrozdział 4.6).

### 4.3. Model Drudego

W szerokim przedziale częstości optycznych właściwości metalu mogą być opisane za pomocą klasycznego modelu swobodnych elektronów (model Drudego), w którym metal opisywany jest jako periodyczny trójwymiarowy rozkład nieruchomych dodatnich jonów, na tle którego porusza się zdelokalizowany gaz swobodnych punktowych elektronów. Elektrony poruszają się swobodnie pomiędzy kolejnymi zderzeniami z jonami sieci, innymi elektronami, fononami, itd., które zachodzą z częstością kolizyjną  $\gamma = 1/\tau$  (stałą tłumienia), gdzie  $\tau$  jest czasem relaksacji gazu elektronowego.

Metal odbija promieniowanie o częstościach niższych od częstości plazmowej  $\omega_p$ , charakterystycznej dla danego metalu, gdyż elektrony, drgając szybciej niż pole

EM, ekranują zewnętrzne pole. Dla częstości powyżej  $\omega_p$  metal nabiera właściwości dielektryka i staje się transparentny, gdyż elektrony nie nadążają za szybko zmieniającym się polem elektrycznym i nie są w stanie go ekranować. Dla metali alkalicznych częstość plazmowa znajduje się w zakresie ultrafioletu. W przypadku metali szlachetnych w zakresie widzialnym występują przejścia między pasmami energetycznymi, które powodują absorpcję światła o pewnych częstościach i ograniczają stosowalność tego modelu [65]. Jednak jest on dobrym punktem wyjścia do analizy zjawisk zachodzących w opisywanych strukturach.

Większość właściwości rzeczywistych metali można opisać za pomocą funkcji dielektrycznej zależnej od częstości [65]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\gamma\omega}, \quad (4.14)$$

gdzie  $\omega_p = \sqrt{ne^2/(\varepsilon_0 m^*)}$  jest częstością podłużnych objętościowych wzbudzeń elektronowych w metalu (częstością plazmową) charakterystyczną dla danego metalu. Energia plazmonu zdefiniowana jest więc jako:  $E_p = \hbar\omega_p$ , gdzie  $n$ ,  $e$  oraz  $m^*$  są odpowiednio koncentracją, ładunkiem i masą efektywną elektronów przewodnictwa w dużej objętości.

Rzeczywista i urojona część funkcji dielektrycznej opisane są odpowiednio wzorami:

$$\Re(\varepsilon(\omega)) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad (4.15)$$

$$\Im(\varepsilon(\omega)) = \frac{-\omega_p^2\gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}. \quad (4.16)$$

Należy podkreślić, że funkcja dielektryczna dla złota jest określona dla dużych objętości. W przypadku metalowych nanoobjektów rzędu kilku-kilkudziesięciu nm, bądź cienkich warstw metalu, część urojona funkcji dielektrycznej metalu, odpowiadająca stratom wewnętrznym w materiale, jest zwykle większa niż w obszarach o dużej objętości ze względu na zwiększone rozpraszanie i efekty powierzchniowe. Większa część urojona odpowiada za poszerzenie pików rezonansowych.

#### 4.4. Sieć odwrotna i pierwsza strefa Brillouina

Idealny kryształ składa się z identycznych jednostek strukturalnych powtarzających się w przestrzeni. Struktura kryształu opisywana jest za pomocą sieci prostej, w której węzłach znajdują się atomy należące do komórki elementarnej kryształu,

czyli do najmniejszej jednostki, która – powtórzona periodycznie – pozwala na odtworzenie całego kryształu [66].

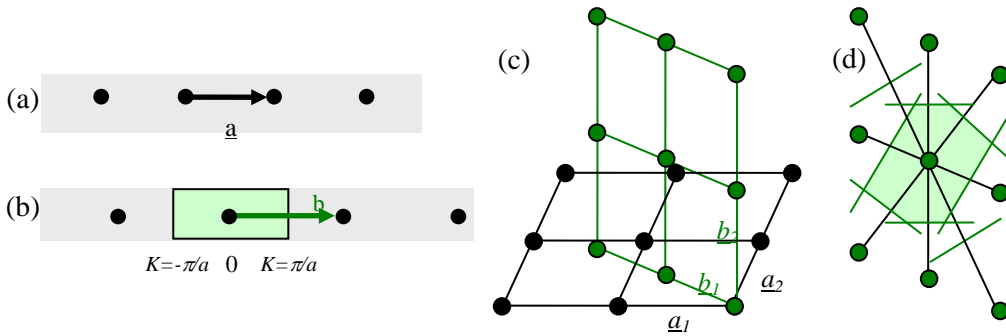
Obraz mikroskopowy pozwala na wizualizację sieci prostej kryształu, czyli układu atomów tworzących kryształ. Z kolei obraz dyfrakcyjny kryształu przedstawia obraz jego sieci odwrotnej. Sieć odwrotna jest konstrukcją, która umożliwia charakterystykę własności elektronów w kryształach (poprzez analizę jego struktury pasmowej), rozchodzenia się dźwięku, drgań atomów, a także służy do opisu krystalograficznego struktury. Trójwymiarowa sieć odwrotna opisana jest za pomocą wektorów  $\underline{b}_1$ ,  $\underline{b}_2$ ,  $\underline{b}_3$  [66]:

$$\underline{b}_1 = 2\pi \frac{\underline{a}_2 \times \underline{a}_3}{\underline{a}_1 \cdot \underline{a}_2 \times \underline{a}_3}, \quad \underline{b}_2 = 2\pi \frac{\underline{a}_3 \times \underline{a}_1}{\underline{a}_1 \cdot \underline{a}_2 \times \underline{a}_3}, \quad \underline{b}_3 = 2\pi \frac{\underline{a}_1 \times \underline{a}_2}{\underline{a}_1 \cdot \underline{a}_2 \times \underline{a}_3}, \quad (4.17)$$

gdzie  $\underline{a}_1$ ,  $\underline{a}_2$ ,  $\underline{a}_3$  są wektorami sieci prostej. Węzły sieci odwrotnej są wyznaczone przez zbiór wektorów, których suma nazywana jest wektorem sieci odwrotnej:

$$\underline{K} = m_1 \underline{b}_1 + m_2 \underline{b}_2 + m_3 \underline{b}_3. \quad (4.18)$$

Komórkę elementarną w przypadku prostych sieci można zwykle wybrać na kilka różnych sposobów. Często wykorzystywaną w fizyce ciała stałego jest komórka Wignera–Seitza. Zajmuje ona najmniejszą objętość wyznaczoną przez symetralne linii łączących dany atom ze wszystkimi sąsiednimi. Podobnie konstruuje się komórkę Wignera–Seitza dla sieci odwrotnej (rys. 4.1(d)).



Rysunek 4.1. (a) Jednowymiarowa sieć prosta oraz (b) jej sieć odwrotna. Granice pierwszej strefy Brillouina jednowymiarowej sieci odwrotnej określone są przez wartości wektorów  $K = \pm\pi/a$ , gdzie  $a$  jest stałą sieci prostej kryształu. (c) Sieć prosta ( $\underline{a}_1, \underline{a}_2$ ) i odwrotna ( $\underline{b}_1, \underline{b}_2$ ) dwuwymiarowej sieci ukośnej. (d) Komórka elementarna Wignera–Seitza dwuwymiarowej ukośnej sieci odwrotnej.

Centralna komórka elementarna Wignera–Seitza sieci odwrotnej jest nazywaną pierwszą strefą Brillouina. Rysunek 4.1 przedstawia pierwszą strefę Brillouina dla jednowymiarowej sieci liniowej oraz dla dwuwymiarowej sieci ukośnej. Jej zaletą

jest fakt, że dostarcza ona prostą interpretację geometryczną warunku dyfrakcji fali płaskiej na strukturze kryształu [66]:

$$2kK = K^2, \quad (4.19)$$

będącego inną postacią warunku na dyfrakcję Bragga:  $2d \sin \theta = n\lambda$ .

Podczas analizy struktury pasmowej, wektor falowy funkcji Blocha (funkcji własnej równania falowego dla potencjału periodycznego, przyjmującej postać iloczynu fali płaskiej z funkcją o periodyczności sieci kryształu) można dobrać tak, by leżał w pierwszej strefie Brillouina. Oznacza to, że pasmo przedstawiane jest w schemacie strefy zredukowanej, która stanowi przedział niezależnych wartości wektora  $\underline{K}$ . Wektor falowy  $\underline{K}$  dla fal sprężystych ma fizyczne znaczenie tylko dla wartości z pierwszej strefy Brillouina. Wektor falowy spoza pierwszej strefy można do niej sprowadzić poprzez dodanie bądź odjęcie od niego wielokrotności wektora  $\underline{K}$ . Komplementarne punkty leżące na granicach strefy Brillouina można traktować jako jeden punkt, gdyż wektor łączący je jest wektorem sieci odwrotnej [66].

#### 4.4.1. Kryształy fotoniczne

Kryształy fotoniczne są materiałami o periodycznej modulacji współczynnika załamania rzędu długości fali rozchodzącej się w ośrodku, wynikającej z obecności inkluzji materiału o innej stałej dielektrycznej niż ośrodek otaczający – dielektryka bądź metalu. W tym ostatnim przypadku mówi się często o kryształach polarytonowych ze względu na możliwość wzbudzenia plazmonów polarytonów na metalowych inkluzjach. Manipulacja wymiarami i stałą dielektryczną obu materiałów pozwala na zmianę ruchu fotonów analogicznie do wpływu zwykłego kryształu na ruch elektronów. Możliwa jest więc inżynieria dyspersji plazmonów i fotonicznych przerw energetycznych.

Prowadzi to także do projektowania metamateriałów – nie występujących w przyrodzie ciał stałych, w których zarówno rozmiary poszczególnych elementów jak i ich periodyczność są o wiele mniejsze od długości fali. Ich własności optyczne zależą nie tylko od ich składu chemicznego, ale i od geometrii elementów o skali większej niż cząsteczkowa, ale mniejszej od długości fali. Pozwala to traktować metamateriał jako ośrodek jednorodny charakteryzujący się efektywną stałą dielektryczną  $\varepsilon(\omega)$  i podatnością magnetyczną  $\mu(\omega)$ , w którym elementy rozpraszające mogą być traktowane jak atomy w zwykłym materiale. Ponieważ w skali mniejszej od długości fali pola elektryczne i magnetyczne nie są ze sobą sprzężone, możliwa jest niezależna kontrola  $\varepsilon(\omega)$  i  $\mu(\omega)$  dzięki wykorzystaniu rozpraszaczy o odpowiednim kształcie.

Często już dwu- lub trójwarstwowe struktury periodyczne mogą być traktowane jako kryształy fotoniczne (polarytonowe), co pozwala na ich prostą analizę przy wykorzystaniu pojęć znanych z fizyki ciała stałego.

## 4.5. Plazmony polarytony powierzchniowe

### 4.5.1. Plazmony

Plazmony [gr.] są kwantami drgań plazmy, kolektywnymi podłużnymi oscylacjami gęstości gazu elektronów przewodnictwa w metalu (zwanymi falami Langmuira) wzbudzonymi na skutek sprzęgnięcia ładunku elektronu wzbudzającego z fluktuacjami pola elektrostatycznego drgań plazmy.

### 4.5.2. Polarytony

Polarytony [łac.-gr.] są quasicząstkami powstającymi w wyniku oddziaływania fali elektromagnetycznej z elementarnymi wzbudzeniami ośrodka, w którym fala ta się rozchodzi.

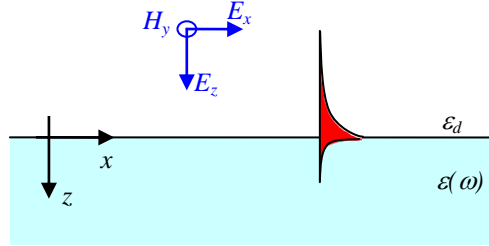
### 4.5.3. Plazmony polarytony powierzchniowe (Surface plasmon polaritons, SPP)

Plazmony polarytony powierzchniowe są kolektywnymi oscylacjami swobodnych elektronów w metalu sprzężonymi z polem elektromagnetycznym i propagującymi się po styku dwóch materiałów o stałych dielektrycznych przeciwnych znaków [67, 68]. Innymi słowy, są to quasicząstki powstałe z kwantów energii drgań plazmy, czyli plazmonów, ograniczone do powierzchni metalu i oddziałujące silnie z fotonami, które tworzą wspólnie plazmon polaryton powierzchniowy.

Poza dobrze znanymi plazmonami o polaryzacji TM istniejącymi na granicy materiałów o rzeczywistych częściach stałych dielektrycznych przeciwnych znaków (metal i izolator), istnieją także mody wzbudzone na granicy materiałów o rzeczywistych częściach przenikalności magnetycznej przeciwnych znaków, tzw. magnetyczne plazmony polarytony (MPP) o polaryzacji TE. Zainteresowanie nimi wzrosło, od kiedy eksperymentalnie udowodniono możliwość stworzenia metamateriałów o ujemnym współczynniku przenikalności magnetycznej i stałej dielektrycznej. Ich wzbudzenie nie jest jednak możliwe przy zastosowaniu konwencjonalnych, niemagnetycznych materiałów i nie stanowią one przedmiotu niniejszej rozprawy.



Pole elektromagnetyczne SPP propagującego się po granicy pomiędzy metalem i dielektrykiem może być wyznaczone z rozwiązań klasycznych równań Maxwella w każdym z ośrodków z uwzględnieniem odpowiednich warunków brzegowych. Aby otrzymać rozwiązanie będące falą powierzchniową, należy założyć ciągłość składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego na granicy oraz wykładnicze zanikanie pól w miarę oddalania się od granicy.



Rysunek 4.2. Schemat wzbudzenia SPP na płaskiej granicy dielektryk/metal.

Rozpatrzmy płaską granicę pomiędzy ośrodkiem dielektrycznym w obszarze  $z < 0$  charakteryzującym się izotropową, dodatnią i rzeczywistą stałą dielektryczną  $\varepsilon_d$  i metalem o zespolonej izotropowej funkcji dielektrycznej zależnej od częstotliwości  $\varepsilon(\omega)$  w obszarze  $z > 0$  (rys. 4.2). Rozwiązania równań Maxwella o charakterze falowym w kierunku  $x$  i zanikające w kierunkach prostopadłych do granicy dla fali o polaryzacji TM mogą być zapisane jako:

$$\begin{cases} \underline{H}(x, y, z, t) = (0, A, 0) \cdot e^{-jk_x x + k_z^d z + j\omega t} \\ \underline{E}(x, y, z, t) = \frac{j}{\omega \varepsilon_d} A(-k_z^d, 0, jk) \cdot e^{-jk_x x + k_z^d z + j\omega t} \end{cases} \quad \text{dla } z < 0, \\ \begin{cases} \underline{H}(x, y, z, t) = (0, B, 0) \cdot e^{-jk_x x - k_z^m z + j\omega t} \\ \underline{E}(x, y, z, t) = \frac{j}{\omega \varepsilon(\omega)} B(k_z^m, 0, jk) \cdot e^{-jk_x x - k_z^m z + j\omega t} \end{cases} \quad \text{dla } z > 0, \end{cases} \quad (4.20)$$

gdzie składowe wektorów falowych prostopadłe do powierzchni w ośrodku dielektrycznym i w metalu dane są wzorami:

$$\begin{aligned} k_z^d &= \sqrt{k_x^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon_d}, \\ k_z^m &= \sqrt{k_x^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon(\omega)}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

a ich odwrotności  $1/|k_z^d|$  i  $1/|k_z^m|$  definiują głębokość wnikania pola elektromagnetycznego w ośrodek w kierunku prostopadłym do granicy, czyli określają, jak bardzo pole jest skupione w otoczeniu granicy.  $k = \omega/c$  jest liczbą falową fali padającej,  $\omega$  – częstotścią fali padającej,  $c$  – prędkością światła w próżni.

Aby fala EM była zlokalizowana na granicy  $z=0$ , części rzeczywiste  $k_z^d$  i  $k_z^m$  muszą być dodatnie, co, razem z warunkami ciągłości na granicy, pozwala na otrzymanie następujących zależności:

$$A = B, \quad A \frac{k_z^d}{\varepsilon_d} = -B \frac{k_z^m}{\varepsilon(\omega)}. \quad (4.22)$$

Relacja dyspersji plazmonu powierzchniowego na granicy metalu z dielektrykiem jest warunkiem istnienia nietrywialnego rozwiązania powyższych zależności i może być zapisana jako [68]:

$$\frac{k_z^m}{k_z^d} = -\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d}. \quad (4.23)$$

Z równania (4.23) łatwo wywnioskować, że plazmony powierzchniowe mogą istnieć tylko w zakresie, gdzie część rzeczywista funkcji dielektrycznej metalu jest ujemna. W tym zakresie wektor falowy objętościowych fal EM w metalu jest czysto urojony, co oznacza, że fale powierzchniowe i objętościowe w metalu nie mogą istnieć jednocześnie w tych samych warunkach.

Z równań (4.23) i (4.21) otrzymujemy jawną zależność liczby falowej plazmonu powierzchniowego  $k_x = k_{SPP}$  od jego częstości:

$$k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon(\omega)}}. \quad (4.24)$$

Część rzeczywista wektora falowego plazmonu opisuje prędkość fazową SPP, część urojona natomiast opisuje tłumienie, co przekłada się na szerokość spektralną piku rezonansowego SPP.

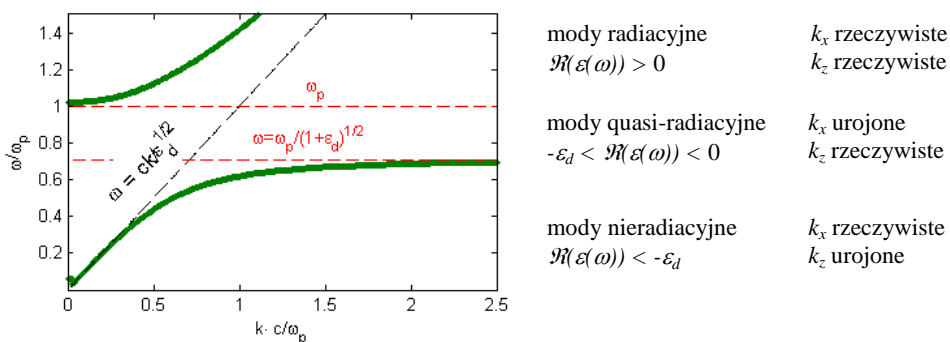
Komplementarną wielkością do stycznej składowej wektora falowego plazmonu jest jej składowa prostopadła. Składowa prostopadła może zostać obliczona przy wykorzystaniu relacji dyspersji plazmonu na gładkiej granicy metalu z dielektrykiem (wzór 4.23). W konwencji wykorzystywanej w pracy, przy założeniu metalu doskonałego (o rzeczywistej funkcji dielektrycznej  $\varepsilon_m$ ), składowa wektora falowego plazmonu prostopadła do granicy w ośrodku dielektrycznym ma postać:

$k_z^d = \frac{\omega}{c} \sqrt{-(\varepsilon_d)^2 / (\varepsilon_d + \varepsilon_m)}$ , natomiast w metalu:  $k_z^m = \frac{\omega}{c} \sqrt{-(\varepsilon_m)^2 / (\varepsilon_d + \varepsilon_m)}$ . Ponieważ  $\varepsilon_m < 0$  oraz  $|\varepsilon_m| > \varepsilon_d$ , składowe  $k_z^d$  i  $k_z^m$  są rzeczywiste i dodatnie, co powoduje eksponencjalne zanikanie pola plazmonu w kierunku prostopadłym do powierzchni w obu ośrodkach, przy zależności  $E \sim e^{k_z^d z}$  dla  $z < 0$ , oraz  $E \sim e^{-k_z^m z}$  dla  $z > 0$  (wzór (4.20)).

Ponieważ SPP jest wzbudzeniem powierzchniowym, jego pole elektromagnetyczne zanika w kierunkach prostopadłych do powierzchni, co oznacza, że składo-

wa  $k_z^d$  jest rzeczywista i dodatnia. Z tego względu, dla danej częstotliwości, wektor falowy plazmonu powierzchniowego jest zawsze większy od wektora falowego w dielektryku i jego krzywa dyspersji leży na zewnątrz stożka dyspersji dla światła (na zewnątrz obszaru radiacyjnego). Na rys. 4.3 obszar ten znajduje się po lewej stronie linii dyspersji dla światła w dielektryku. W konsekwencji, ze względu na niedopasowanie fazowe, SPP nie może zostać wzbudzony przez falę padającą z ośrodka dielektrycznego na granicę; propagujący się po gładkiej warstwie metalu plazmon powierzchniowy nie może także zostać wypromieniowany do ośrodka dielektrycznego w postaci fali elektromagnetycznej. Pomiędzy obszarem nieradiacyjnym i radiacyjnym istnieje przerwa energetyczna, w której wektor falowy SPP jest czysto urojony i propagacja jest wzbroniona. Ponadto widać, że propagacja fali elektromagnetycznej w metalu jest dozwolona jedynie dla częstotliwości większych od częstotliwości plazmowej.

W rejonie dużych wektorów falowych częstotliwość SPP zbliża się asymptotycznie do częstotliwości plazmonu powierzchniowego  $\omega = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d}$ , plazmony mają więc charakter plazmy powierzchniowej, ze stałą propagacji znacznie większą od  $k_0$ . Z kolei dla dłuższych fal (średnia podczerwień i dłuższe fale) przypominają falę elektromagnetyczną poruszającą się równoległe do siatki (charakter fotonowy). W tym zakresie stała propagacji plazmonu jest bliska linii dyspersji dla światła, co skutkuje słabym ograniczeniem pola przy granicy i obecnością pola w dielektryku w odległości kilku długości fali od granicy. Z tego powodu plazmony dla niskich częstotliwości są mniej zaburzone przez strukturę. Fale te są nazywane falami Sommerfelda–Zennecka [69].



Rysunek 4.3. Relacja dyspersji dla granicy między metalem a dielektrykiem dla  $\varepsilon_d = 1$ .

W przypadku rzeczywistych metali mamy do czynienia z tłumieniem na skutek istnienia swobodnych elektronów oraz tłumieniem związanym z przejściami między pasmami energetycznymi. Maksymalna wartość liczby falowej SPP jest wtedy ogra-

niczona stratami omowymi, krzywa dyspersji SPP zawraca i przecina linię dyspersji dla światła. Wynika to z faktu, że zarówno funkcja dielektryczna metalu jak i wektor falowy SPP są zespolone, a długość drogi propagacji SPP jest skończona. Ogranicza to możliwe do osiągnięcia wartości wektora falowego a także definiuje możliwe najmniejsze ograniczenie modu do okolic granicy (im silniejsze ograniczenie tym krótsza droga propagacji SPP). Maksymalna wartość wektora falowego SPP jest zależna od częstości plazmonu powierzchniowego na granicy  $\omega_{SPP} = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d}$  oraz urojonej części stałej dielektrycznej metalu  $\varepsilon_m$ , przy założeniu  $\Re(\varepsilon(\omega_{SPP})) = -\varepsilon_d$  zdefiniowana jest jako:

$$k_{SPP} = \frac{\sqrt{\varepsilon_d} \omega_{SPP}}{c} \sqrt{1 + j \frac{\varepsilon_d}{\Im(\varepsilon(\omega_{SPP}))}}. \quad (4.25)$$

Ponadto, quasi-radiacyjna część relacji dyspersji pomiędzy  $\omega_{SP} = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_d + 1}$  i  $\omega_p$  jest dozwolona, w przeciwieństwie do przypadku idealnego przewodnika.

#### 4.5.4. Długość drogi propagacji

Ze względu na straty omowe w metalu (opisywane przez urojoną część funkcji dielektrycznej metalu), energia niesiona przez SPP zanika wykładniczo w miarę propagacji plazmonu po powierzchni styku metalu z dielektrykiem. W zakresie częstości poniżej  $\omega_p$ , długość drogi propagacji wzdłuż granicy, na której amplituda SPP zanika do wartości  $1/e$ , jest określona przez urojoną część liczby falowej plazmonu polarytonu powierzchniowego [68]:

$$L_{SPP} = \frac{1}{2\Im(k_{SPP})} = \frac{c}{\omega} \frac{\sqrt{|\Re(\varepsilon(\omega))|} \cdot (|\Re(\varepsilon(\omega))| - \varepsilon_d)^{3/2}}{(\varepsilon_d)^{3/2} \cdot \Im(\varepsilon(\omega))}. \quad (4.26)$$

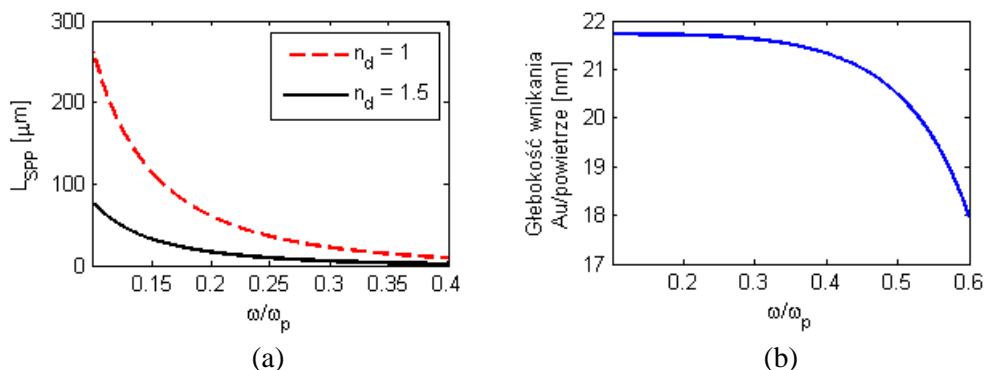
Długość drogi propagacji na styku złota i dwóch dielektryków o różnych współczynnikach załamania ( $n_d = 1$  i  $n_d = 1,5$ ) przedstawia rys. 4.4(a).

#### 4.5.5. Głębokość wnikania

Głębokość wnikania pola plazmonu powierzchniowego zależy od funkcji dielektrycznych obu ośrodków tworzących granicę, wzdłuż której SPP się propaguje. Zgodnie z definicją głębokości wnikania (odległość od interfejsu, dla której amplituda pola spada do  $1/e$  swojej wartości na powierzchni metalu) można wyrazić przez odwrotność składowej prostopadłej wektora falowego w każdym z ośrodków:

$$\delta_i = \frac{1}{k_z^i} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_m}{-(\varepsilon_i)^2}}, \quad i = m, d. \quad (4.27)$$

Głębokość wnikania pola elektromagnetycznego w złoto przedstawiona została na rys. 4.4(b).



Rysunek 4.4. (a) Długość drogi propagacji plazmonu polarytonu powierzchniowego na styku złota i dielektryka w zależności od częstotliwości fali padającej dla  $\varepsilon_d = 1$  oraz  $\varepsilon_d = 2,25$ . b) Głębokość wnikania pola elektromagnetycznego SPP w złoto w zależności od częstotliwości fali padającej.

W przypadku metalu rzeczywistego, w modelu Drudego–Lorentza należy uwzględnić człon odpowiadający stratom. W konsekwencji, zarówno funkcja dielektryczna jak i składowe wektora falowego plazmonu są zespolone. Oznacza to, że plazmon nie jest zlokalizowany na powierzchni, a składowa prostopadła jego wektora falowego posiada także część propagacyjną. Powoduje to wypromieniowanie energii, a zatem skrócenie drogi propagacji plazmonu  $L_x$  wzdłuż powierzchni.

Dla idealnego przewodnika (perfect electric conductor, PEC), a także w przybliżeniu dla metali w zakresie dalekiej podczerwieni oraz dłuższych fal, głębokość wnikania w metal jest równa zero ze względu na bardzo dużą przewodność metalu. Brak oddziaływania pola EM ze swobodnymi elektronami w metalu oznacza, że w tych warunkach nie mogą istnieć plazmony powierzchniowe. Jednak dzięki odpowiedniej strukturyzacji powierzchni PEC, możliwe jest wzbudzenie tzw. sztucznych SPP (spoof SPP), czyli fal powierzchniowych nie wykazujących dyspersji w zależności od częstotliwości fali pobudzającej, a zależnych jedynie od geometrii układu (głębokość, szerokość i kształt rowków, periodyczność). Z tego powodu używa się także sformułowania „designer” SPP („zaprojektowane” SPP).

#### 4.5.6. Stosunek składowych pola elektrycznego SPP

Pole magnetyczne plazmonu polarytonu powierzchniowego jest prostopadłe do kierunku propagacji i równoległe do płaszczyzny. Pole elektryczne ma zarówno składową prostopadłą do płaszczyzny jak i równoległą do kierunku propagacji SPP. Stosunek składowej poprzecznej i podłużnej pola elektrycznego w dielektryku jest dany wzorem [68]:

$$\frac{E_z^d}{E_x^d} = -j \frac{k_{SPP}}{k_z^d} = -j \sqrt{\frac{-\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d}} = -j \sqrt{\frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\varepsilon_d \omega^2}}, \quad (4.28)$$

gdzie ostatnie wyrażenie można otrzymać przy założeniu stosowalności modelu Drudego i zaniechaniu strat.

Składowa poprzeczna dominuje dla małych liczb falowych i niskich częstotliwości (wzbudzenia fotonowe), dla których krzywa dyspersji SPP jest bliska linii dyspersji dla światła. Jedynie dla bardzo dużych liczb falowych obie składowe są porównywalne, przyjmując tę samą wartość dla częstotliwości  $\omega = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_d + 1}$ , co dla powietrza bądź próżni daje wartość  $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$ .

#### 4.5.7. Plazmony powierzchniowe (Surface Plasmons, SP)

Plazmony powierzchniowe są granicznym przypadkiem plazmonów polarytonów powierzchniowych, gdy w rozwiązaniach równań Maxwella zaniedbuje się retardację (zakłada się, że prędkość światła w próżni ma wartość nieskończoną), co oznacza zaniedbanie tłumienia  $\Im(\varepsilon(\omega)) = 0$ . Wtedy wektor falowy SP dąży do wartości nieskończonej dla częstotliwości zbiegającej do częstotliwości plazmowej. Oznacza to, że w granicy prędkość grupowa SP zbiega do zera a mod nabiera charakteru elektrostatycznej fali powierzchniowej związanej z niepropagującymi się kolektywnymi oscylacjami swobodnych elektronów przy powierzchni [68].

Rozwiązania opisujące plazmony powierzchniowe można otrzymać z rozwiązań równania Laplace'a  $\nabla^2 \phi = 0$  dla płaskiej granicy, gdzie  $\phi$  jest skalarnym potencjałem elektrycznym:

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= A \cdot e^{-jk_x x + k_z^d z + j\omega t} & \text{dla } z < 0, \\ \phi(x, y, z, t) &= B \cdot e^{-jk_x x - k_z^m z + j\omega t} & \text{dla } z > 0. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Z warunku ciągłości składowej  $x$  pola elektrycznego otrzymujemy, że  $A = B$ . Warunek ciągłości składowej indukcji elektrycznej prostopadłej do powierzchni prowadzi do  $A \varepsilon_d k_z^d = -B \varepsilon(\omega) k_z^m$ . Dodatkowo równanie  $\nabla^2 \phi = 0$  implikuje rów-

ność składowych  $k_z^d$  i  $k_z^m$ , co oznacza, że pole SP wnika na tę samą głębokość do metalu i dielektryka. Po uwzględnieniu wszystkich warunków, otrzymujemy:

$$\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d = 0. \quad (4.30)$$

Po porównaniu (4.30) z (4.23) widać wyraźnie, że plazmony powierzchniowe są granicznym przypadkiem plazmonów polarytonów powierzchniowych na granicy dielektryka z idealnym przewodnikiem. W ogólności zachodzi warunek:  $|\varepsilon(\omega)| \geq \varepsilon_d$ . Przy założeniu stosowalności modelu swobodnych elektronów, można przedstawić częstość plazmonu  $\omega_{SP}$  jako:

$$\omega_{SP} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}}. \quad (4.31)$$

#### 4.5.8. Czy istnieją plazmony o polaryzacji TE?

Plazmony polarytony powierzchniowe związane z ujemną funkcją dielektryczną jednego z ośrodków mogą mieć jedynie polaryzację TM (transverse magnetic), w której wektor pola elektrycznego leży w płaszczyźnie padania fali pobudzającej. Można to łatwo udowodnić poprzez założenie istnienia rozwiązań równań Maxwella w postaci fali powierzchniowej o polaryzacji TE na granicy  $z = 0$ :

$$\begin{cases} \underline{E}(x, y, z, t) = (0, A, 0) \cdot e^{-jk_x x + k_z^d z + j\omega t} \\ \underline{H}(x, y, z, t) = \frac{j}{\mu\omega} A(k_z^d, 0, -jk) \cdot e^{-jk_x x + k_z^d z + j\omega t} \end{cases} \quad \text{dla } z < 0, \\ \begin{cases} \underline{E}(x, y, z, t) = (0, B, 0) \cdot e^{-jk_x x - k_z^m z + j\omega t} \\ \underline{H}(x, y, z, t) = -\frac{j}{\mu\omega} B(k_z^m, 0, jk) \cdot e^{-jk_x x - k_z^m z + j\omega t} \end{cases} \quad \text{dla } z > 0. \end{cases} \quad (4.32)$$

Ciągłość składowych stycznych obu pól na granicy prowadzi do równań:

$$\begin{cases} A = B \\ jAk_z^d / (\mu\omega) = -jBk_z^m / (\mu\omega) \end{cases} \Rightarrow A(k_z^d + k_z^m) = 0. \quad (4.33)$$

Ponieważ części rzeczywiste składowych wektorów falowych w obu ośrodkach prostopadłych do granicy muszą być dodatnie, jedynym rozwiązaniem powyższego równania jest  $A = 0$ , co oznacza, że nie istnieją plazmony polarytony powierzchniowe o polaryzacji TE na granicy metalu z dielektrykiem.

#### 4.5.9. Zlokalizowane plazmony powierzchniowe (Localized surface plasmons, LSP)

Zlokalizowane wzbudzenia elektromagnetyczne mogą istnieć także na zakrzywionych powierzchniach, np. metalowych nanocząstkach, rogach, na styku dwóch elementów metalowych, we wnękach w gładkiej powierzchni metalu o rozmiarach znacznie mniejszych od długości fali. LSP, często nazywane plazmonami cząsteczkowymi (particle plasmon), są modami nie propagującymi się i charakteryzują się dyskretnymi częstościami rezonansowymi, w odróżnieniu od SPP, które wykazują dyspersję częstości i pędu. Częstość LSP może być wyznaczona z równania Laplace'a w przybliżeniu elektrostatycznym z nałożonymi odpowiednimi warunkami brzegowymi. Analitycznie można otrzymać częstości jedynie dla najprostszych konfiguracji, takich jak kulki bądź elipsoidy. Zgodnie z zasadą sumacyjną, suma kwadratów częstości LSP zlokalizowanego na metalowej cząstce i we wnęce stanowiącej dopełnienie tej cząstki jest równa kwadratowi częstości plazmowej dla danego metalu:  $\omega_{cz}^2 + \omega_{wn}^2 = \omega_p^2$ .

Zlokalizowane plazmony powierzchniowe mogą być wzbudzone rezonansowo przez falę o odpowiedniej częstości niezależnie od jej wektora falowego, a także przez plazmon polaryton powierzchniowy. Oznacza to jednocześnie, że są to mody radiacyjne, które w przypadku wzbudzenia na niejednorodnej powierzchni, mogą wypromieniować w postaci światła lub SPP. Możliwość wzbudzenia LSP za pomocą SPP (w przypadku, gdy częstość rezonansowa LSP znajduje się blisko częstości SPP) tłumaczy silne rozpraszanie SPP na nierównościach powierzchni.

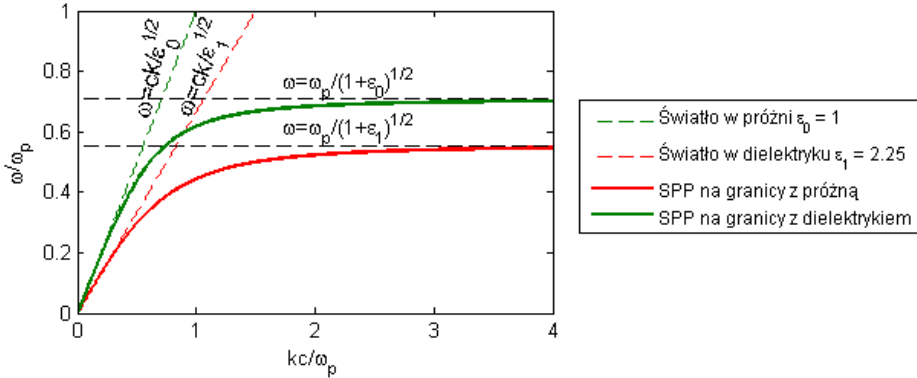
### 4.6. Rezonansowe warunki wzbudzenia

SPP mogą być wzbudzone jedynie promieniowaniem o polaryzacji TM, gdy wektor pola magnetycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania a pole elektryczne posiada składową wzdłuż kierunku propagacji fali [68].

Rysunek 4.5 przedstawia relacje dyspersji plazmonów polarytonów powierzchniowych propagujących się po powierzchni styku złota i powietrza  $\epsilon_0 = 1$  oraz złota i dielektryka  $\epsilon_1 = 2,25$ . Prędkość grupowa dla SPP w konkretnych warunkach, zdefiniowana jako pochodna częstości po liczbie falowej  $v_g = \partial\omega/\partial k_{SPP}$ , może być interpretowana jako nachylenie stycznej do krzywej dyspersji w danym punkcie. Natomiast prędkość fazowa  $v_f = \omega/k_{SPP}$  może być interpretowana jako nachylenie prostej przechodzącej przez dany punkt krzywej i początek układu współrzędnych. Dopasowanie fazowe podczas wzbudzania SPP wymaga więc zwiększenia liczby



falowej fali padającej, gdyż, ze względu na nieradiacyjną naturę SPP, wektor falowy SPP poruszającego się po powierzchni styku dielektryka z metalem jest zawsze większy od wektora falowego fali elektromagnetycznej propagującej się w danym dielektryku. Zwiększenie wektora falowego można osiągnąć poprzez zwiększenie jego części rzeczywistej (dzięki efektom dyfrakcyjnym rozumianym jako pojawienie się wyższych rzędów ugięcia w wyniku oddziaływania pola EM z nieskończoną strukturą periodyczną) bądź urojonej (dzięki całkowitemu wewnętrznemu odbiciu – total internal reflection, TIR) w specjalnych konfiguracjach.



Rysunek 4.5. Relacje dyspersji światła w próżni i dielektryku oraz relacje dyspersji plazmonów polarytonów powierzchniowych propagujących się po granicy pomiędzy metalem i powietrzem (próżnią)  $\varepsilon_0 = 1$  oraz metalem i dielektrykiem o  $\varepsilon_1 = 2,25$ .

Poniżej omówione zostały najczęściej wykorzystywane konfiguracje umożliwiające wzbudzenie SPP.

a) Konfiguracja Kretschmanna (rys. 4.6(a)) stanowi przykład zwiększenia wektora falowego poprzez tunelowanie fotonów w reżimie całkowitego wewnętrznego odbicia. Cienka warstwa metalu jest oświetlana przez optycznie gęstszy ośrodek (szklany pryzmat) pod kątem większym od kąta krytycznego dla całkowitego wewnętrznego odbicia, co powoduje zwiększenie składowej wektora falowego fali padającej w kierunku propagacji SPP. Pole zanika wykładniczo w miarę oddalania się od granicy, co oznacza, że jego wektor falowy w kierunku pionowym jest urojony. Dla kąta padania  $\theta$ , dla którego składowa wektora falowego fali padającej w pryzmacie styczna do płaszczyzny jest równa wektorowi falowemu SPP na granicy metalu i powietrza, następuje rezonansowe tunelowanie poprzez warstwę metalu i sprzęgnięcie fotonów z plazmonami powierzchniowymi:

$$k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{prism}} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon(\omega)}}. \quad (4.34)$$

b) Podobną konfigurację zaproponował A. Otto (rys. 4.6(b)), z tą różnicą, że tunelowanie odbywa się poprzez warstwę powietrza pomiędzy pryzmatem a metalem. W tym przypadku warstwa metalu może być dowolnie gruba, natomiast odległość pomiędzy pryzmatem a metalem powinna być na tyle mała, by umożliwić oddziaływanie fal zanikających z plazmonami w metalu i, w konsekwencji, wzbudzenie SPP. Zaletą tej konfiguracji jest bezkontaktowe wzbudzenie SPP, co umożliwi zastosowanie rezonansu plazmonowego do wizualizacji delikatnych struktur biologicznych.

c) Zwiększenie wektora falowego można osiągnąć także dzięki zastosowaniu periodycznej struktury metalowej o odpowiednio dobranym okresie (rys. 4.6(c)). SPP mogą być wzbudzone na strukturze periodycznej pod kilkoma kątami rezonansowymi, dla których warunki na relację dyspersji oraz warunki dyfrakcyjne na siatce są spełnione jednocześnie. Wzbudzenie plazmonów na siatce periodycznej nie wymaga dodatkowych aranżacji – może być oświetlona bezpośrednio falą płaską. W takim wypadku dla każdego kąta padania istnieje przedział częstości spełniający powyższy warunek. Jednocześnie pozostałe częstości są tłumione i nie mogą się propagować. Periodyczna stała dielektryczna sprzęga fale, których wektor falowy różni się o wielokrotność odwrotności stałej siatki (rowki znoszą niezmienniczość translacyjną wzdłuż powierzchni). Periodyczność struktury pozwala na powstawanie dodatkowych wyższych rzędów ugięcia, które propagują się pod innymi kątami niż odbity (załamany) rząd zerowy. Dyfrakcja na strukturze periodycznej zapewnia zachowanie wektora falowego, gdy zanikające składowe (propagujące się pod kątem  $90^\circ$ , czyli stycznie do powierzchni siatki) wyższych rzędów ugięcia odpowiadają wektorowi falowemu SPP:

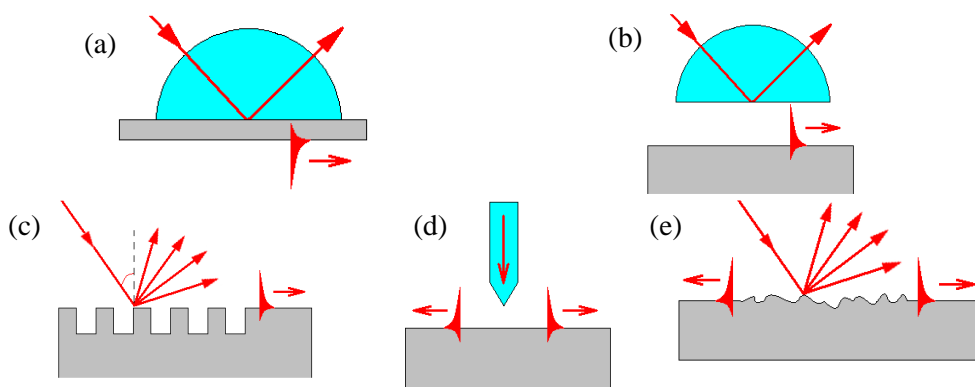
$$k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d} \sin \theta \pm \frac{2\pi}{\Lambda} m = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon(\omega)}}, \quad (4.35)$$

gdzie  $\Lambda$  jest okresem siatki dyfrakcyjnej,  $m = \{0, \pm 1, \pm 2, \dots\}$  jest numerem kolejnego rzędu ugięcia. Z analizą oddziaływania promieniowania i struktury periodycznej związane są anomalie Wooda, opisane szerzej w podrozdziale 4.7.

d) Inną możliwością wzbudzenia SPP jest wykorzystanie sondy SNOM generującej pole zanikające, które może być sprzężone z plazmonami w postaci plazmonu polarytonu powierzchniowego lokalnie w konkretnym miejscu na powierzchni (rys. 4.6(d)). Dzięki oświetleniu przez otwór w sondzie o średnicy mniejszej od długości fali, na powierzchni wzbudzone są lokalnie koncentryczne fale SPP. Wzbudzenie przez sondę może być rozpatrywane jako efekt dyfrakcyjny (sprzężanie światła ugiętego na aperturze sondy) lub tunelowanie (tunelowanie fotonów pomiędzy aperturą sondy a powierzchnią metalu, gdyż na aperturze generowane są głównie składowe zanikające pola).

e) Generacja na losowo chropowatej powierzchni (rys. 4.6(e)) pozwala na uzyskanie warunków wzbudzenia bez specjalnej aranżacji, ze względu na obecność w polu bliskim wektorów falowych ugiętych we wszystkich kierunkach. Jednak źle zdefiniowane warunki wzbudzenia sprawiają, że wydajność sprzęgania poza rezonansem jest bardzo mała.

f) Możliwe jest także wzbudzenie SPP na konkretnych niejednorodnościach powierzchni, np. dyfrakcja na końcach paska metalu, we wnękach w jednorodnej warstwie metalu. W tym przypadku zwiększenie wektora falowego zostaje zapewnione poprzez oddziaływanie z zakrzywioną powierzchnią metalu i mamy do czynienia z tzw. zlokalizowanymi plazmonami powierzchniowymi (LSP).



Rysunek 4.6. Różne metody wzbudzania plazmonów polarytonów powierzchniowych: (a) konfiguracja Kretschmanna, (b) konfiguracja Otto, (c) wzbudzenie na siatce dyfrakcyjnej, (d) lokalne wzbudzenie za pomocą sondy SNOM, (e) nierezonansowe wzbudzenie na niejednorodnościach powierzchni.

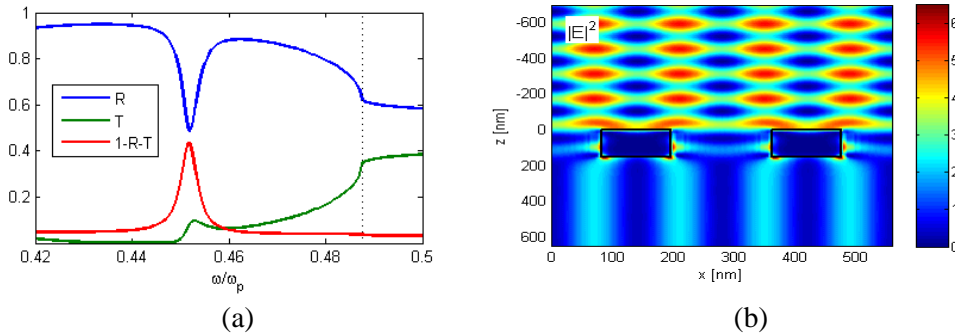
g) Istnieje także możliwość wzbudzenia plazmonów powierzchniowych za pomocą wiązki elektronów. Elektrony wnikały do metalu przekazują pęd i energię elektronom znajdującym się w metalu rozpraszając się pod różnymi kątami. Dopasowanie składowej wektora falowego w płaszczyźnie umożliwia wzbudzenie SPP jedynie dla wysokich wartości wektorów falowych, gdyż apertura wiązki elektronów nie może być dowolnie zmniejszana z powodów energetycznych.

Ze względu na podłużną naturę pola SPP, niezależnie od konfiguracji, pole wzbudzające powinno mieć składową pola elektrycznego prostopadłą do powierzchni metalu lub równoległą do kierunku propagacji SPP.

## 4.7. Anomalie Rayleigha (Wooda)

Zaobserwowane po raz pierwszy w 1902 roku przez Wooda [1], anomalie w natężeniu światła odbitego od siatki dyfrakcyjnej charakteryzują się ostrzymi zmianami wydajności odbicia siatki dla pewnych konkretnych częstotliwości. Częstotliwości, dla których pojawiają się anomalie, zostały wyjaśnione teoretycznie przez lorda Rayleigha w 1907 roku [2].

Gwałtowne zmiany w wydajności dyfrakcji siatki pojawiają się gdy, w miarę zmniejszania częstotliwości, któryś z rzędów ugięcia zaczyna propagować się stycznie do powierzchni siatki (pod kątem  $90^\circ$  do normalnej), a następnie zanika. Zmiana charakteru rzędu ugięcia z propagacyjnego na zanikający (ewanescentny) powoduje przekierowanie energii do niższych rzędów mogących się propagować przy danej częstotliwości. Prowadzi to do nieciągłości w mocy związanej z odbiciem (załamaniem) w danym rzędzie dyfrakcyjnym i objawia się gwałtownymi zmianami w odpowiedzi optycznej całej struktury. Anomalie Wooda określa się także jako anomalie progowe (threshold anomalies) będące jednym z dwóch typów tzw. anomalii Rayleigha. Drugą grupę anomalii Rayleigha stanowią anomalie związane z częstotliwościami rezonansowymi struktury.



Rysunek 4.7. (a) Zależność reflektancji, transmitancji i absorpcji ( $A = 1 - R - T$ ) od częstotliwości fali padającej normalnie na siatkę o okresie  $\Lambda = 600$  nm,  $n_1 = n_2 = n_3 = 1$ ,  $d = 150$  nm,  $f = 0,4\Lambda$ . (b) Natężenia pola elektrycznego dla anomalii Wooda oznaczonej pionową linią na wykresie.

Anomalia Wooda charakteryzuje się bardzo małymi stratami, ponieważ energia z zanikających rzędów jest przekazywana do tych, które mogą się w danych warunkach propagować. Tak więc minimum w spektrum transmisji odpowiada maksimum odbicia (lub odwrotnie). Jednak w pobliżu anomalii, dla nieco niższych częstotliwości, występuje charakterystyczny wzrost absorpcji, przy jednoczesnym spadku transmisji i/lub odbicia, związany ze wzbudzeniem modu powierzchniowego. Powoduje to uwięzienie energii w pobliżu struktury metalowej i zmniejszenie odpowiedzi op-

tycznej struktury w polu dalekim w rzędach propagacyjnych (drugi typ anomalii Rayleigha).

Rysunek 4.7(a) przedstawia zależność reflektancji, transmitancji i absorpcji ( $A=1-R-T$ ) od częstości z zakresu obejmującego pierwszą anomalię Wooda wraz z rezonansem plazmonowym. Rezonans charakteryzujący się wysoką absorpcją dla częstości  $\omega=0,453\omega_p$  jest typowym rezonansem związanym z plazmonem zlokalizowanym na paskach metalu o rozkładzie pola silnie ograniczonym do okolicy metalu i zanikającym w kierunkach prostopadłych. Z drugiej strony, brak ciągłości krzywych reflektancji i transmitancji dla  $\omega=0,4875\omega_p$  jest spowodowany pojawieniem się dwóch dodatkowych propagujących się rzędów ugięcia  $+1$  i  $-1$  zarówno nad strukturą ( $R$  – niebieska linia) jak i w podłożu ( $T$  – zielona linia). Dodatnie i ujemne rzędy pojawiają się w tym samym miejscu ze względu na symetrię wymuszoną padaniem normalnym oraz symetrię współczynnika załamania ośrodków.

Anomalia Wooda w przypadku padania normalnego występuje dla długości fali opisanej wzorem:  $\lambda = \Lambda n_d / m$ . Anomalie te nie są falami propagującymi się i ograniczonymi do granicy między metalem a dielektrykiem, jak plazmony. Pole dla częstości odpowiadającej anomalii Wooda nie jest skoncentrowane przy powierzchni, ale przenika głęboko do obu ośrodków. Na wykresach natężenia pola (rys. 4.7(b)) widać wyraźnie interferencję fali odbitej z padającą ponad strukturą.

## 4.8. Wiązki optyczne

Pomimo, że w modelowaniu generacji i propagacji SPP na strukturach periodycznych najczęściej wykorzystuje się falę płaską, która pozwala na Nielokalne wzbudzenie, w rzeczywistości SPP są wzbudzane lokalnie wiązkami optycznymi o skończonym przekroju przestrzennym. W przełącznikach i złączach optycznych, np. na wyjściu jednomodowego falowodu czy w przypadku emisji jednomodowego lasera rozkład pola na wyjściu ma charakter trójwymiarowej wiązki Gaussa [70]. Jednakże analiza generacji i propagacji SPP wzbudzonych lokalnie za pomocą wiązki zerowego bądź wyższego rzędu pozwala na dokładniejsze modelowanie rzeczywistych zjawisk.

Przy założeniu, że ośrodek, w którym propaguje się wiązka jest liniowy, jednorodny i bezźródłowy, pole elektryczne monochromatycznej propagującej się wiązki  $\underline{E} = \underline{E}(x, y, z) \cdot e^{j\omega t}$  spełnia jednorodne równanie falowe:

$$\nabla^2 \underline{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (4.36)$$

Stosując przybliżenie przyosiowe zakładamy, że drugie pochodne pola w kierunku propagacji wiązki z są pomijalnie małe w porównaniu z pierwszymi pochodnymi. Równanie falowe przyjmuje wtedy postać:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 - 2jk \frac{\partial}{\partial z} \right) \underline{E} = 0. \quad (4.37)$$

Rozwiązaniami własnymi tego równania są, między innymi, wiązki Gaussa i Hermite'a-Gaussa, ze względu na symetrię prostokątną układu. Rozwiązaniami równania (4.37) w zmiennych cylindrycznych są wiązki Laguerre'a-Gaussa.

#### 4.8.1. Wiązka Gaussa

Wiązka Gaussa jest podstawowym modem falowodu jednomodowego. Charakteryzuje się jednym maksimum w centrum i wykładniczym zanikaniem amplitudy w kierunkach prostopadłych do kierunku propagacji. W przestrzeni rzeczywistej w układzie odniesienia związanym z wiązką, trójwymiarowa symetryczna zbieżno-rozbieżna wiązka Gaussa, bez uwzględnienia członu szybkozbieżnego  $-e^{jkz}$ , jest opisana wzorem [71]:

$$G(x, y, z) = (w_w/v)^2(z) \cdot e^{-\left(x^2+y^2\right)/\left(2v^2(z)\right)}. \quad (4.38)$$

Natomiast w przestrzeni spektralnej:

$$\tilde{G}(k_x, k_y, z) = 2\pi \cdot e^{-\left(k_x^2+k_y^2\right)v^2(z)/2}, \quad (4.39)$$

gdzie  $w_w$  jest rzeczywistym promieniem wiązki w talii,  $v(z) = w_w \sqrt{1 + jz/z_D}$  jest zespolonym unormowanym promieniem wiązki w talii,  $z_D = kw_w^2$  jest długością drogi dyfrakcji. Zespolony promień wiązki  $v$ , zapisany w postaci  $v^{-2} = w^{-2} - jR^{-1}$ , definiuje dwa rzeczywiste parametry: promień wiązki  $w = w_w \sqrt{1 + z^2/z_D^2}$  oraz promień krzywizny frontu falowego  $R = w_w^2(z_D/z + z/z_D)$ .

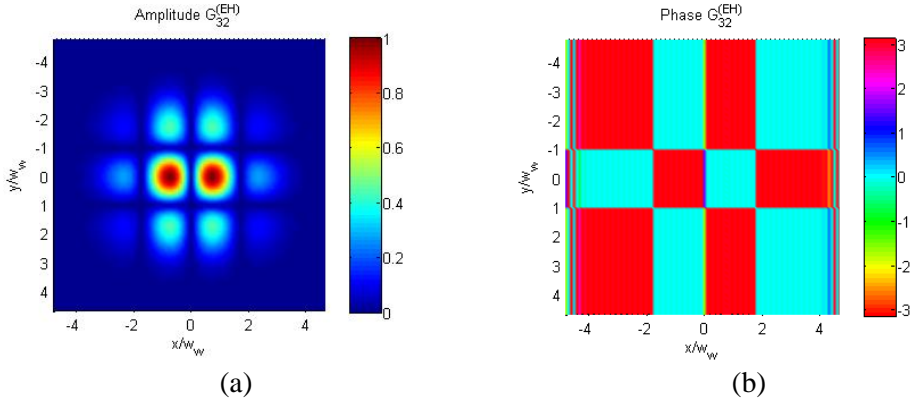
#### 4.8.2. Wiązki Hermite'a-Gaussa typu „elegant”

Wiązki Hermite'a-Gaussa wyższych rzędów typu „elegant” wykazują symetrię prostokątną i są wynikiem modulacji wiązki Gaussa za pomocą wielomianów Hermite'a  $H_m(x)$  i  $H_n(y)$  w kierunkach  $x$  i  $y$ :

$$H_m(x) = (-1)^m e^{x^2} \left( d^m / dx^m \right) e^{-x^2}. \quad (4.40)$$

Argumenty wielomianów Hermite'a w przypadku wiązek Hermite'a-Gaussa typu „elegant” (EHG) są w ogólności zespolone (poza płaszczyznę talii wiązki  $z = 0$ ) [71, 72] w przeciwieństwie do argumentów wielomianów Hermite'a modulujących

standardowe wiązki Hermite'a-Gaussa (SHG). Standardowe wiązki Hermite'a-Gaussa stanowią kompletny i ortogonalny zbiór rozwiązań własnych operatora hermitowskiego, związanego np. z rezonatorem o sferycznych zwierciadłach. Wiązki HG typu „elegant” są natomiast zbiorem rozwiązań własnych operatora niehermitowskiego (np. związanego z granicą pomiędzy dwoma półnieskończonymi ośrodkami). Zbiór ten jest biortogonalny do funkcji własnych operatora hermitowsko do niego sprzężonego [73, 74].



Rysunek 4.8. (a) Rozkład unormowanej amplitudy wiązki  $G_{3,2}^{(EH)}$  oraz (b) jej faza w talii.

W przestrzeni rzeczywistej wiązki EHG są zdefiniowane poprzez odpowiednie zróżniczkowanie w kierunkach  $X$  i  $Y$  rozkładu wiązki Gaussa rzędu zerowego w układzie  $(X, Y, Z)$  związanym z płaszczyzną [71]:

$$G_{m,n}^{(EH)}(X, Y, Z) = (w_w)^{m+n} \partial_X^m \partial_Y^n G(X, Y, Z), \quad (4.41)$$

gdzie  $m$  i  $n$  są rzędami wiązki EHG w kierunkach  $X$  i  $Y$ . Rząd określa ilość miejsc o zerowej amplitudzie i skoku fazy wzdłuż danego kierunku (rys. 4.8).

Wygodniejsze jest jednak definiowanie wiązek wyższych rzędów w przestrzeni spektralnej, ponieważ pochodne cząstkowe można wtedy zastąpić iloczynem składowych wektorów falowych podniesionych do odpowiednich potęg:

$$\tilde{G}_{m,n}^{(EH)}(k_X, k_Y, Z) = (iw_w)^{m+n} k_X^m k_Y^n \tilde{G}(k_X, k_Y, Z). \quad (4.42)$$

Działanie pochodnych cząstkowych powoduje zwiększenie rzędów  $m$  i  $n$  wiązki wzdłuż kierunków  $X$  i  $Y$ :

$$w_w \partial_X G_{m,n}^{(EH)}(X, Y, Z) = G_{m+1,n}^{(EH)}(X, Y, Z) \quad (4.43)$$

i analogicznie dla kierunku  $Y$ .

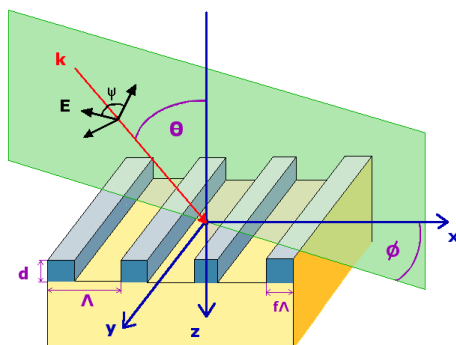




## Modelowanie numeryczne

### 5.1. Ścisła metoda fal sprzężonych (RCWA)

Ścisła metoda fal sprzężonych (Rigorous Coupled Wave Analysis) [75], zwana także Fourier Modal Method jest jedną z częściej wykorzystywanych metod do symulacji oddziaływania pola elektromagnetycznego z siatką dyfrakcyjną. Ma tę zaletę, że, bazując na ścisłych rozwiązaniach równań Maxwella, pozwala na uzyskanie dokładnych rozwiązań przy uwzględnieniu w obliczeniach nieskończonej ilości rzędów ugięcia. W praktyce niezbędne jest oczywiście ograniczenie ilości rzędów ugięcia, co prowadzi do powstania błędów numerycznych – tym mniejszych, im więcej fal płaskich jest wziętych pod uwagę w obliczeniach. Cecha ta pozwala na obliczanie zagadnień trudnych do zaimplementowania za pomocą innych metod.



Rysunek 5.1. Schemat padania stożkowej (konikalnego) fali płaskiej o dowolnej polaryzacji liniowej na jednowarstwową strukturę periodyczną.

W przypadku dyfrakcji planarnej o wektorze falowym leżącym w płaszczyźnie padania, dowolna liniowa polaryzacja padającej fali płaskiej może zostać rozłożona na składowe pola o polaryzacji TE i TM, z których każda może być obliczona oddzielnie, co znacząco zmniejsza macierz zagadnienia własnego. W tym przypadku wszystkie rzędy ugięcia rozproszone w przód i wstecz leżą w tej samej płaszczyźnie

co fala padająca i nie występuje sprzężenie pomiędzy składowymi poprzecznymi i podłużnymi pól elektrycznego i magnetycznego. Dla ogólnego problemu dyfrakcji stożkowej, czyli dla niezerowego azymutalnego kąta padania i dowolnej polaryzacji (rys. 5.1), wektory falowe rzędów ugięcia leżą na powierzchni stożka. Składowe poprzeczne i podłużne pól elektrycznego i magnetycznego są ze sobą sprzężone i muszą być obliczane jednocześnie, co wydłuża czas obliczeń numerycznych.

Poniżej zaprezentowany został zarys metody RCWA z algorytmami T-matrix i S-matrix [76] w przypadku dyfrakcji stożkowej i dowolnej polaryzacji dla jednowymiarowej wielowarstwowej siatki o stałym okresie  $\Lambda$  w kierunku  $x$ . Rozszerzenie metody do przypadku struktur dwuwymiarowych o różnej periodyczności w dwóch kierunkach można znaleźć w literaturze [77].

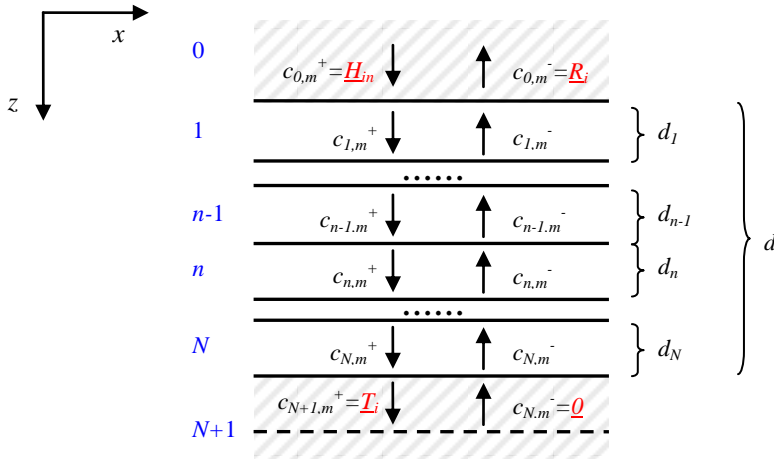
### 5.1.1. Dyfrakcja fali płaskiej

Rysunek 5.2 prezentuje schemat modów w kolejnych warstwach  $N$ -warstwowej struktury składającej się z jednorodnych warstw bądź z prostokątnych siatek o różnych, w ogólności, wysokościach, współczynnikach wypełnienia i współczynnikach załamania materiałów składowych. Strukturę o innym niż prostokątny kształcie przybliża się warstwami siatek o profilu prostokątnym [78] tym dokładniej, im cieńsze warstwy są brane pod uwagę. Warstwy periodyczne, o stałym profilu przenikalności w kierunku  $z$ , w ogólności mogą różnić się między sobą przenikalnością elektryczną  $\varepsilon^{(n)}$  i magnetyczną  $\mu^{(n)}$  materiałów, współczynnikiem wypełnienia oraz wysokością  $d^{(n)}$ . Możliwe jest także zasymulowanie warstwy złożonej z jednorodnego materiału. Istnieją także metody pozwalające na dokładne odtworzenie kształtu struktury, bez potrzeby przybliżania jej siatkami o profilu prostokątnym [79, 80] oraz metody pozwalające na symulację skończonych struktur aperiodycznych [80, 81], wykraczają one jednak poza zakres niniejszej pracy.

Elektromagnetyczna fala płaska o długości  $\lambda$ , kącie polaryzacji  $\psi$  i jednostkowej amplitudzie pada na siatkę dyfrakcyjną o grubości  $d$  pod kątem  $\theta$  do normalnej do powierzchni oraz kątem azymutalnym  $\phi$ , gdzie zostaje rozproszona. Powstałe w wyniku rozproszenia dodatkowe rzędy ugięcia propagują się pod innymi kątami niż rzędy zerowe o kierunkach propagacji zgodnych z przewidywaniami optyki geometrycznej.

Metoda RCWA polega na podziale całego systemu na trzy regiony: obszary jednorodne nad (0) i pod siatką ( $N+1$ ), oraz obszar periodyczny ( $N$  warstw). Obszar periodyczny zostaje podzielony na warstwy jednorodne w kierunku  $z$ . W każdej z tych warstw profile przenikalności elektrycznej i magnetycznej w kierunku wektora siatki przybliżone zostają poprzez fale płaskie dzięki ich rozwinięciu w szereg

Fouriera. Pola elektryczne i magnetyczne zostają przybliżone falami Floqueta–Blocha.



Rysunek 5.2. Schematyczne przedstawienie siatki dyfrakcyjnej o  $N$  warstwach z zaznaczonymi modami wewnątrz struktury oraz rzędami ugięcia na zewnątrz. Obszary zakreskowane są zewnętrznymi dielektrycznymi obszarami jednorodnymi. Przerwana linia oznacza granicę numeryczną, która może być położona arbitralnie blisko granicy między obszarami  $N$  i  $N+1$ , na podst. [76].

Poprawę zbieżności wyników w porównaniu z pierwszymi implementacjami metody można uzyskać dzięki zastosowaniu zasad faktoryzacji, początkowo doświadczalnie uwzględnionych w sformułowaniu metody [82, 83] a następnie wyjaśnionych od strony matematycznej [84]. Metoda polega na jednorodnym zachowaniu ciągłości konkretnych składowych pola elektromagnetycznego. Oznacza to, że warunki brzegowe są spełnione w sposób jednorodny w miejscach, w których współczynniki Fouriera iloczynu dwóch funkcji posiadają skokową nieciągłość (w miejscach nieciągłości stałej dielektrycznej).

Pole elektryczne w obszarze jednorodnym nad siatką można zapisać jako sumę pola padającego i sumę znormalizowanych rozwiązań dla wszystkich rzędów odbitych o amplitudach  $R_i$ . Podobnie, pole pod siatką jest sumą wszystkich rzędów ugięcia fali transmitowanej przez strukturę o amplitudach  $T_i$  [75, 77]:

$$\begin{cases} E_{0,y} = \hat{u} \cdot e^{-jk_0 n_1 (\sin \theta \cos \phi \cdot x + \sin \theta \sin \phi \cdot y + \cos \theta \cdot z)} + \sum_i R_i e^{-j(k_{xi} x + k_{yi} y - k_{0,z} z)}, \\ E_{N+1,y} = \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} T_i e^{-j(k_{xi} x + k_{yi} y + k_{N+1,zi} (z-d))}, \end{cases} \quad (5.1)$$

gdzie składowe wektorów falowych w obszarach 0 i  $N+1$  dane są wzorami:

$$\begin{aligned} k_{xi} &= k_0 n_l \sin \theta \cos \phi - iK, \\ k_y &= k_0 n_l \sin \theta \sin \phi, \\ k_{l,zi} &= \begin{cases} \sqrt{k_0^2 n_l^2 - k_{xi}^2 - k_y^2} & \text{dla } k_0 n_l > \sqrt{k_{xi}^2 + k_y^2}, \\ -j \sqrt{k_{xi}^2 + k_y^2 - k_0^2 n_l^2} & \text{dla } k_0 n_l < \sqrt{k_{xi}^2 + k_y^2}, \end{cases} \end{aligned} \quad (5.2)$$

gdzie  $l=0, N+1$ ,  $k_0$  jest liczbą falową w próżni,  $n_l$  – współczynnikiem załamania danego ośrodka, oraz:  $\hat{u} = (\cos \psi \cdot \cos \phi \cdot \cos \theta - \sin \psi \cdot \sin \phi) \cdot \hat{x} + (\cos \psi \cdot \sin \phi \cdot \cos \theta + \sin \psi \cdot \cos \phi) \cdot \hat{y} - (\cos \psi \cdot \sin \theta) \cdot \hat{z}$ .

W regionie modulowanym ( $0 < z < d$ ), w każdej z warstw składowe styczne pól elektrycznego i magnetycznego mogą być zapisane w postaci fal Floqueta–Blocha:

$$\begin{cases} \underline{E}^{(n)} = \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} (S_{xi}^{(n)}(z) \hat{x} + S_{yi}^{(n)}(z) \hat{y} + S_{zi}^{(n)}(z) \hat{z}) e^{-j(k_{xi}x + k_y y)}, \\ \underline{H}^{(n)} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} (U_{xi}^{(n)}(z) \hat{x} + U_{yi}^{(n)}(z) \hat{y} + U_{zi}^{(n)}(z) \hat{z}) e^{-j(k_{xi}x + k_y y)}, \end{cases} \quad (5.3)$$

gdzie  $U_{yi}$  i  $S_{xi}$  są znormalizowanymi amplitudami  $i$ -tego rzędu ugięcia pól w strukturze, takimi że pola  $H_{n,y}$  i  $E_{n,x}$  spełniają równania Maxwella.

Podstawiając (5.3) do równań Maxwella i eliminując składową  $E_{n,z}$  otrzymujemy układ równań różniczkowych pierwszego rzędu, przy założeniu, że struktura jest jednowymiarowa [75]:

$$\begin{cases} [\partial^2 \underline{U}_x^{(n)} / \partial z^2] = [k_y^2 \underline{I} + \underline{A}^{(n)}] [\underline{U}_x^{(n)}] \\ [\partial^2 \underline{S}_x^{(n)} / \partial z^2] = [k_y^2 \underline{I} + \underline{B}^{(n)} \underline{E}^{(n)}] [\underline{S}_x^{(n)}] \end{cases} \quad (5.4)$$

gdzie  $\underline{B}^{(n)} = \underline{K}_x^{(n)} (\underline{E}^{(n)})^{-1} \underline{K}_x^{(n)} - \underline{I}$ ,  $\underline{K}_x^{(n)}$  jest macierzą diagonalną o elementach  $k_{xi}/k_0$ ,  $\underline{A}^{(n)} = (\underline{K}_x^{(n)})^2 - \underline{E}^{(n)}$ ,  $\underline{E}^{(n)}$  jest macierzą utworzoną z elementów rozwinięcia współczynników przenikalności elektrycznej danej warstwy w szereg Fouriera, w której element  $(p, n)$  jest równy  $\epsilon_{(p-n)}$ .

Powyższy układ równań jest rozwiązywany poprzez obliczenie wektorów i wartości własnych związanych z macierzami  $[k_y^2 \underline{I} + \underline{A}^{(n)}]$  i  $[k_y^2 \underline{I} + \underline{B}^{(n)} \underline{E}^{(n)}]$  danej warstwy. Harmoniki przestrzenne pól  $\underline{E}$  i  $\underline{H}$  propagujące się w górę i w dół struktury są opisane wzorami:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 U_{x,i}^{(n)}(z) = \sum_{m=1}^M w_{1,i,m}^{(n)} \left[ -c_{1,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{1,m}^{(n)} z} + c_{1,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{1,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right], \\
 U_{y,i}^{(n)}(z) = \sum_{m=1}^M v_{21,i,m}^{(n)} \left[ -c_{1,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{1,m}^{(n)} z} + c_{1,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{1,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right] + \\
 \quad + \sum_{m=1}^M v_{22,i,m}^{(n)} \left[ -c_{2,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{2,m}^{(n)} z} + c_{2,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{2,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right], \\
 S_{x,i}^{(n)}(z) = \sum_{m=1}^M w_{2,i,m}^{(n)} \left[ c_{2,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{2,m}^{(n)} z} + c_{2,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{2,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right], \\
 S_{y,i}^{(n)}(z) = \sum_{m=1}^M v_{11,i,m}^{(n)} \left[ c_{1,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{1,m}^{(n)} z} + c_{1,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{1,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right] + \\
 \quad + \sum_{m=1}^M v_{12,i,m}^{(n)} \left[ c_{2,m,+}^{(n)} e^{-k_0 q_{2,m}^{(n)} z} + c_{2,m,-}^{(n)} e^{k_0 q_{2,m}^{(n)} (z-d^{(n)})} \right],
 \end{array} \right. \quad (5.5)$$

gdzie  $w_{1,i,m}^{(n)}$  i  $w_{2,i,m}^{(n)}$  są elementami macierzy wektorów własnych  $\underline{W}_1^{(n)}$  i  $\underline{W}_2^{(n)}$ ,  $q_{1,m}^{(n)}$  i  $q_{2,m}^{(n)}$  dodatnimi pierwiastkami elementów diagonalnej macierzy wartości własnych  $\left[ k_y^2 \underline{I} + \underline{A}^{(n)} \right]$  i  $\left[ k_y^2 \underline{I} + \underline{B}^{(n)} \underline{E}^{(n)} \right]$ .  $v_{11,i,m}^{(n)}$ ,  $v_{12,i,m}^{(n)}$ ,  $v_{21,i,m}^{(n)}$  i  $v_{22,i,m}^{(n)}$  są elementami macierzy:  $\underline{V}_{11}^{(n)} = \left( \underline{A}^{(n)} \right)^{-1} \underline{W}_1^{(n)} \underline{Q}_1^{(n)}$ ,  $\underline{V}_{12}^{(n)} = (k_y/k_0) \left( \underline{A}^{(n)} \right)^{-1} \underline{K}_x^{(n)} \underline{W}_2^{(n)}$ ,  $\underline{V}_{21}^{(n)} = (k_y/k_0) \times \left( \underline{B}^{(n)} \right)^{-1} \underline{K}_x^{(n)} \left( \underline{E}^{(n)} \right)^{-1} \underline{W}_1^{(n)}$  oraz  $\underline{V}_{22}^{(n)} = \left( \underline{B}^{(n)} \right)^{-1} \underline{W}_2^{(n)} \underline{Q}_2^{(n)}$ . Stałe  $c_{1,m,+}^{(n)}$ ,  $c_{1,m,-}^{(n)}$ ,  $c_{2,m,+}^{(n)}$  i  $c_{2,m,-}^{(n)}$  są niewiadomymi, które zostaną obliczone po nałożeniu warunków brzegowych na układ równań.

W pierwszym sformułowaniu metody RCWA został wykorzystany algorytm macierzy przejścia (*Transfer Matrix*), znanej także jako macierz transmisji. Wiąże on ze sobą poszczególne mody odpowiadające kolejnym rzędom ugięcia, propagujące się w górę i w dół w każdej z warstw z modami w przyległych warstwach struktury, co prowadzi do rekurencyjnego wzoru na amplitudy pól odbitych i transmitowanych przez strukturę:

$$\left[ \begin{array}{cc}
 \underline{W}^{(n-1)} & \underline{W}^{(n-1)} \\
 \underline{V}^{(n-1)} & -\underline{V}^{(n-1)}
 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc}
 \underline{I} & \underline{0} \\
 \underline{0} & \underline{X}^{(n-1)}
 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{c}
 \underline{c}_{-}^{(n-1)} \\
 \underline{c}_{+}^{(n-1)}
 \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{cc}
 \underline{W}^{(n)} & \underline{W}^{(n)} \\
 \underline{V}^{(n)} & -\underline{V}^{(n)}
 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc}
 \underline{X}^{(n)} & \underline{0} \\
 \underline{0} & \underline{I}
 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{c}
 \underline{c}_{-}^{(n)} \\
 \underline{c}_{+}^{(n)}
 \end{array} \right], \quad (5.6)$$

gdzie  $\underline{W} = \begin{bmatrix} \underline{0} & \underline{W}_2 \\ \underline{V}_{11} & \underline{V}_{12} \end{bmatrix}$ ,  $\underline{V} = \begin{bmatrix} \underline{W}_1 & \underline{0} \\ \underline{V}_{21} & \underline{V}_{22} \end{bmatrix}$ ,  $\underline{c}_\pm = \begin{bmatrix} \underline{c}_{1\pm} \\ \underline{c}_{2\pm} \end{bmatrix}$ , natomiast macierze  $\underline{X} = \begin{bmatrix} \underline{X}_1 & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{X}_2 \end{bmatrix}$  zawierają elementy wykładnicze.

Aby powiązać pola padające i wychodzące z warstwy zgodnie z algorytmem macierzy rozpraszania (*Scattering Matrix*), należy przeformułować zagadnienie do postaci zawierającej macierze  $\tilde{s}^{(n)}$  dla każdej warstwy:

$$\tilde{s}^{(n)} = \begin{bmatrix} \underline{W}^{(n-1)} & -\underline{W}^{(n)} \\ \underline{V}^{(n-1)} & \underline{V}^{(n)} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \underline{W}^{(n)} & -\underline{W}^{(n-1)} \\ \underline{V}^{(n)} & \underline{V}^{(n-1)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{X}^{(n)} & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{X}^{(n-1)} \end{bmatrix}. \quad (5.7)$$

Amplitudy pól rozproszonych w przód i w tył przez strukturę wielowarstwową można obliczyć dzięki macierzy rozpraszania całego układu [77]:

$$\begin{bmatrix} \underline{R} \\ \underline{T} \end{bmatrix} = \underline{S}^{1,N+1} \begin{bmatrix} \underline{0} \\ \underline{E}_{inc} \end{bmatrix}, \quad (5.8)$$

która jest wynikiem powiązania ze sobą poszczególnych macierzy  $\tilde{s}^{(n)}$  dla kolejnych warstw:  $\underline{S}^{1,N+1} = \tilde{s}^{(N+1)} * \tilde{s}^{(N)} * \dots * \tilde{s}^{(1)}$ , gdzie  $*$  oznacza iloczyn Redheffera [77]:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11}(\underline{I} - A_{12}B_{21})^{-1}A_{11} & B_{12} + B_{11}A_{12}(\underline{I} - B_{21}A_{12})^{-1}B_{22} \\ A_{21} + A_{22}B_{21}(\underline{I} - A_{12}B_{21})^{-1}A_{11} & A_{22}(\underline{I} - B_{21}A_{12})^{-1}B_{22} \end{bmatrix}. \quad (5.9)$$

Algorytm macierzy rozpraszania wiąże ze sobą pola padające na daną granicę z polami wychodzącymi z niej. Pozwala na znalezienie rozwiązań dla wszystkich pól wejściowych (także padających na strukturę z obu stron jednocześnie), co oznacza, że w przypadku obliczeń wektorowych otrzymujemy rozwiązania dla polaryzacji TE i TM jednocześnie. Jej niewątpliwą zaletą jest fakt, że w przypadku, gdy badany jest wpływ zmiany tylko jednej z warstw struktury wielowarstwowej, algorytm S-matrix pozwala na znalezienie całościowego rozwiązania dzięki ponownemu obliczeniu macierzy rozpraszania odpowiadającej tylko tej jednej warstwie. Ta właściwość jest szczególnie przydatna w przypadku, gdy istnieje konieczność obliczenia odpowiedzi struktury na wielokrotną zmianę parametrów tylko w jednej warstwie.

Pomimo nieco gorszej wydajności, algorytm macierzy rozpraszania gwarantuje lepszą zbieżność i wewnętrzną stabilność ze względu na wykładniczy zanik wyrazów zawierających grubość warstwy i odpowiednio uwzględnione dodatnie i ujemne wartości własne, w przeciwieństwie do formalizmu macierzy T. Ponieważ każda warstwa jest obliczana bezpośrednio z uwzględnieniem pól padających (a nie pól

obliczonych dla poprzedniej warstwy, jak to ma miejsce w przypadku algorytmu T-matrix), błędy numeryczne nie narastają w miarę zwiększania ilości warstw w strukturze.

Ponadto konstrukcja macierzy rozpraszania pozwala na intuicyjną interpretację fizyczną – jej cztery elementy można interpretować jako współczynniki transmisji i odbicia odpowiednio dla fal padających na strukturę z góry lub z dołu.

### 5.1.2. Dyfrakcja wiązki optycznej

Przedstawioną metodę analizy dyfrakcji fali płaskiej padającej pod dowolnym kątem azymutalnym i radialnym na jednowymiarową strukturę periodyczną można rozszerzyć na przypadek wiązek optycznych o skończonym przekroju i niejednorodnym rozkładzie amplitudy i fazy. Dowolną wiązkę optyczną można przedstawić jako złożenie wielu fal płaskich o odpowiednich amplitudach i fazach propagujących się pod odpowiednimi kątami azymutalnymi  $\theta$  i radialnymi  $\varphi$ . Im więcej fal płaskich branych jest pod uwagę w obliczeniach, tym precyzyjniej przybliżona jest wiązka optyczna.

Widmo fali płaskiej jest pojedynczym punktem w przestrzeni wektorów falowych. Każda fala płaska tworząca wiązkę propaguje się pod nieco innymi kątami  $\theta$  i  $\varphi$ , co oznacza, że fale płaskie różnią się między sobą wartościami składowych wektorów falowych  $k_x$  i  $k_y$ . Wspólnie tworzą one więc skończone widmo wiązki charakteryzowane przez jej transformatę Fouriera w przestrzeni wektorów falowych. W przypadku wiązki Gaussa widmo ma profil gaussowski. Widma wiązek Hermite'a-Gaussa (HG), niezależnie od rzędu, mają profil zbliżony do wiązki  $HG_{1,1}$  z rosnącymi odległościami między maksimami dla wiązek o wyższych rzędach.

Najprostszym przykładem (i jednocześnie najpowszechniej wykorzystywanym w eksperymencie) wiązki optycznej jest wiązka Gaussa generowana przez laser. W przestrzeni rzeczywistej w układzie współrzędnych  $(x, y, z)$  związanym z wiązką, w ogólności eliptyczna zbieżno-rozbieżna wiązka Gaussa opisana jest wzorem (4.38) [71].

Widmo wiązki Gaussa  $\tilde{G}(k_x, k_y, Z)$  w przestrzeni spektralnej można uzyskać dzięki transformacie Fouriera wiązki w przestrzeni rzeczywistej w płaszczyźnie  $Z = 0$  związanej z granicą. Ze względu na charakter obliczeń numerycznych oraz na fakt, że pole EM jest rozpatrywane jako złożenie fal płaskich, w kodzie numerycznym została zastosowana dyskretna transformata Fouriera [70]:

$$\tilde{G}(k_x, k_y, Z) = \frac{1}{\sqrt{M_x M_y}} \sum_{n_x=-M_x/2}^{M_x/2-1} \sum_{n_y=-M_y/2}^{M_y/2-1} G(x_n, y_n, 0) \cdot e^{j(k_{x,m_x} x_n + k_{y,m_y} y_n)}, \quad (5.10)$$

gdzie  $x_n = n_x L_x / M_x$  i  $y_n = n_y L_y / M_y$ . Każda ze spektralnych składowych pola elektrycznego wiązki przyjmuje postać fali płaskiej:  $E(\cdot) e^{-jkz}$ .

Kąty azymutalny, radialny i polaryzacyjny dla każdej fali płaskiej wiązki spolaryzowanej liniowo mogą być wyznaczone z następujących wzorów [70]:

$$\theta_{m_x, m_y} = a \cos\left(\frac{k_{z, m_x, m_y}}{k n_1}\right), \quad \phi_{m_x, m_y} = a \tan\left(\frac{k_{y, m_y}}{k_{x, m_x}}\right), \quad (5.11)$$

$$\psi_{m_x, m_y} = a \cos(\hat{e}_{TM} \cdot \hat{u}) \cdot \left( \frac{(\hat{e}_{TM} \times \hat{e}_{m_x, m_y}) \cdot \underline{k}}{|\hat{e}_{TM} \times \hat{e}_{m_x, m_y}| \cdot |\underline{k}|} \right),$$

gdzie

$$\hat{e}_{m_x, m_y} = \frac{(\hat{k} \times \hat{u}) \times \hat{k}_{m_x, m_y}}{|(\hat{k} \times \hat{u}) \times \hat{k}_{m_x, m_y}|}, \quad \hat{k} = \underline{k} / |\underline{k}|, \quad \hat{k}_{m_x, m_y} = \underline{k}_{m_x, m_y} / |\underline{k}_{m_x, m_y}|. \quad (5.12)$$

Ze standardowej metody RCWA otrzymujemy wektory odbicia  $\underline{R}_{m_x, m_y, i}$  i transmisji  $\underline{T}_{m_x, m_y, i}$  dla każdej fali płaskiej o wymiarze odpowiadającym ilości rzędów ugięcia  $i$  wziętych pod uwagę. Wypadkowe pole elektryczne odbite i transmitowane przez strukturę jest koherentną sumą wszystkich fal płaskich dla wszystkich rzędów ugięcia:

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{E}^R(X, Y, Z) = \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \sum_{m_x=-M_x/2}^{M_x/2-1} \sum_{m_y=-M_y/2}^{M_y/2-1} \tilde{G}(k_{x, m_x}, k_{y, m_y}) \cdot \underline{R}_{m_x, m_y, i} \times \\ \quad \times e^{-j(k_{x, m_x} i x + k_{y, m_y} i y + k_{z, m_x, m_y}^R i z)}, \\ \underline{E}^T(X, Y, Z) = \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \sum_{m_x=-M_x/2}^{M_x/2-1} \sum_{m_y=-M_y/2}^{M_y/2-1} \tilde{G}(k_{x, m_x}, k_{y, m_y}) \cdot \underline{T}_{m_x, m_y, i} \times \\ \quad \times e^{-j(k_{x, m_x} i x + k_{y, m_y} i y + k_{z, m_x, m_y}^T i (z-d))}. \end{array} \right. \quad (5.13)$$

W przypadku padania ukośnego układ współrzędnych związanych z wiązką  $\underline{r} = (x, y, z)$  nie pokrywa się z układem związanym z granicą  $\underline{R} = (X, Y, Z)$ . Aby uzyskać rozkład pola bądź widmo w płaszczyźnie  $\underline{R}$ , należy obrócić układ współrzędnych związanych z wiązką:



$$\begin{aligned}\underline{R} &= \underline{R}^\theta \cdot \underline{R}^\phi \cdot \underline{r}, \\ \underline{k}_R &= \underline{R}^\theta \cdot \underline{R}^\phi \cdot \underline{k}_r,\end{aligned}\tag{5.14}$$

gdzie

$$\underline{R}^\theta = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix}, \quad \underline{R}^\phi = \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.\tag{5.15}$$

## 5.2. Model fenomenologiczny

Model fenomenologiczny pozwala na dopasowanie krzywych opisujących proste rezonanse do wykresów liniowych skomplikowanych struktur, co ułatwia analizę zmienności modów, czyli ich przesunięcie i poszerzenie spektralne bądź zmianę fazy jako rezultat zmiany któregoś z parametrów opisujących strukturę [85]. Model ten opiera się na podziale spektrum na dwie części. Na wolnozmiennym tło, odpowiadające rezonansom Fabry–Perota w jednorodnej warstwie o uśrednionym współczynniku załamania zależnym od częstotliwości, które opisuje proces transmisji bezpośredniej, nałożone są wąskie spektralnie rezonanse odpowiadające rezonansom prowadzonym w warstwie, związane z odbiciem i transmisją pośrednią. Całkowita odpowiedź optyczna struktury jest więc zdeterminowana przez interferencję odbicia i transmisji pośredniej oraz bezpośredniej. Tego typu oddziaływania, stanowiące superpozycję stanu dyskretnego o kształcie funkcji Lorentza z kontinuum stanów tworzących tło, są zwykle definiowane jako rezonanse Fano [86].

Zarówno reflektancja jak i transmitancja struktury opisane są za pomocą sumy dwóch czynników [85]:

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2 = \left| r_{bg} \pm \sum_j \frac{-a_j \Gamma_j e^{i\phi_j}}{\omega - E_j + i\Gamma_j} \right|^2,\tag{5.16}$$

$$T(\omega) = |t(\omega)|^2 = \left| t_{bg} + \sum_j \frac{-a_j \Gamma_j e^{i\phi_j}}{\omega - E_j + i\Gamma_j} \right|^2,\tag{5.17}$$

gdzie  $r_{bg}$ ,  $t_{bg}$  – współczynniki dla jednorodnej warstwy  $n_{eff}^{TM}$ ,  $a_j$  – amplituda modu,  $\phi_j$  – faza modu,  $\Gamma_j$  – połowkowa szerokość spektralna modu (FWHM),  $E_j$  – pozycja spektralna modu. Znaki + i – w równaniu na reflektancję odpowiadają odpowiednio modom symetrycznym i asymetrycznym związanym z oddziaływa-

niem fali padającej i odbitej. Pozycja spektralna modu  $E_j$  oraz jego szerokość spektralna  $\Gamma_j$  są otrzymywane z eksperymentu bądź w procesie symulacji.

W przypadku prostokątnych siatek dyfrakcyjnych, współczynnik jednorodnej warstwy, będącej przybliżeniem siatki w polu dalekim, może być opisany wzorem (5.18).

### 5.3. Efektywny współczynnik załamania

Odpowiedź struktury w polu dalekim jest uzależniona tylko od oddziaływania rzędów ugięcia o charakterze propagacyjnym. Pole bliskie zanika w odległości rzędu długości fali od struktury. W polu dalekim rozkład pola wynikającego z oddziaływania światła ze strukturą periodyczną jest taki sam jak w przypadku oddziaływania fali z płaską jednorodną warstwą o uśrednionym, efektywnym współczynniku załamania. Uśredniony współczynnik załamania powinien uwzględniać współczynniki załamania obu materiałów stanowiących strukturę periodyczną  $n(\omega)$ ,  $n_d$  oraz jej współczynnik wypełnienia  $f$  (część okresu zajmowana przez metal  $n(\omega)$ ). Dla fali płaskiej o polaryzacji TM wynosi on [87]:

$$n_{eff}^{TM} = \frac{1}{\sqrt{\frac{f}{n^2(\omega)} + \frac{1-f}{n_d^2}}}. \quad (5.18)$$

Wartości efektywnych współczynników dla jednowymiarowej złotej siatki o wypełnieniu  $f = 0,41$  wypełnionej powietrzem ( $n_d = 1$ ) bądź dielektrykiem ( $n_d = 1,5$ ) dla fali o długości  $\lambda = 632,8$  nm wynoszą:

	$n_d = 1$	$n_d = 1,5$
$n_{eff}$	1,3125+ 0,0008 <i>i</i>	2,0115+ 0,0030 <i>i</i>

Przybliżenie to może być stosowane w polu bliskim tylko dla struktur o periodyczności znacznie mniejszej od długości fali, w których to warunkach poszczególne elementy siatki dyfrakcyjnej mają wymiary o wiele mniejsze od długości fali pola padającego i struktura jest traktowana jako warstwa jednorodna.

## Wpływ asymetrii struktury na kierunek propagacji energii

Charakterystyki spektralne metalowych siatek są zdominowane przede wszystkim przez anomalie Wooda i wzbudzenia plazmonowe. Mają one komplementarne sygnatury spektralne widoczne w polu dalekim w transmisji i odbiciu, a także znacząco różne rozkłady pól bliskich.

Kiedy na jednowymiarową siatkę dyfrakcyjną o okresie  $\Lambda$  pada fala płaska o częstotliwości  $\omega$  pod kątem  $\theta$ , tworzą się dodatkowe rzędy ugięcia odbite i transmitowane przez strukturę. Składowe wektorów falowych wyższych rzędów ugięcia w kierunku wektora siatki mają postać:  $k_x = \omega\sqrt{\varepsilon_d}\sin(\theta)/c \pm mK$ , gdzie  $m$  jest liczbą całkowitą opisującą kolejne rzędy,  $K = 2\pi/\Lambda$  jest wektorem siatki w kierunku  $x$ . W przypadku padania normalnego ( $\theta = 0$ ) pierwszy składnik sumy jest równy zero, co oznacza, że dodatkowe rzędy ugięcia mają równe co do modułu składowe wektorów falowych, a więc propagują się pod tym samym, co do wartości bezwzględnej, kątem ugięcia względem normalnej do podłoża, niezależnie od kształtu siatki. Dodatkowo, dla symetrycznej struktury, amplitudy  $\pm m$  rzędów ugięcia są sobie równe, co powoduje brak wypadkowego przepływu energii w pobliżu powierzchni ze względu na powstanie fali stojącej.

Jednokierunkowe wzbudzenie SPP za pomocą symetrycznej struktury przy padaniu normalnym jest więc niemożliwe ze względu na równe siły sprzęgające plazmony propagujące się w przeciwnych kierunkach. Aby otrzymać wypadkowy SPP propagujący się w jednym, pożądanym kierunku, można zastosować padanie ukośne ( $\theta \neq 0$ ) w celu złamania symetrii układu. Jednak w wielu konfiguracjach nie jest to możliwe ze względu na złożoność systemu optycznego. W takiej sytuacji można uzyskać kierunkowość propagacji przy zachowaniu padania normalnego poprzez wprowadzenie asymetrii samej struktury, na której wzbudzane są i propagują się plazmony. Takie rozwiązanie zastosował N. Bonod z zespołem [57], który analizował dwie asymetryczne siatki aluminiowe (rys. 1.4). Jedną jest pochyłą siatką prostokątną, a druga ma kształt pochyłej siatki sinusoidalnej. Obie struktury efektywnie prowadzą plazmony w jednym kierunku, jednak każda z nich jest dość trud-

na w produkcji, zwłaszcza w zakresie optycznym, gdyż wymagana jest wysoka dokładność np. przy zachowaniu kąta nachylenia. Proces produkcyjny obejmuje naporowanie wielu cienkich, przesuniętych względem siebie warstw przy użyciu różnych masek (które muszą być bardzo precyzyjnie nakładane w każdym kolejnym procesie fotolitograficznym) w celu przybliżenia oczekiwanego kształtu siatki.

W [88] zaproponowana została odbiciowa asymetryczna struktura dwuwarstwowa zoptymalizowana w celu uzyskania jednokierunkowej propagacji energii w pobliżu struktury. Poprzez manipulację asymetrycznością struktury możliwe jest uzyskanie zmiany kierunku propagacji energii, która objawia się zmianą znaku uśrednionego w czasie lokalnego wektora Poyntinga. Struktura, składająca się z dwóch metalowych prostokątnych siatek dyfrakcyjnych, może być wyprodukowana za pomocą standardowej fotolitografii (PL), elektronolitografii (EBL) lub zogniskowanej wiązki jonów (FIB). W tej konfiguracji precyzyjna kontrola grubości warstw nie jest tak kluczowa jak w przypadku pochylonych struktur, a proces produkcyjny o wiele szybszy, tańszy i łatwiejszy.

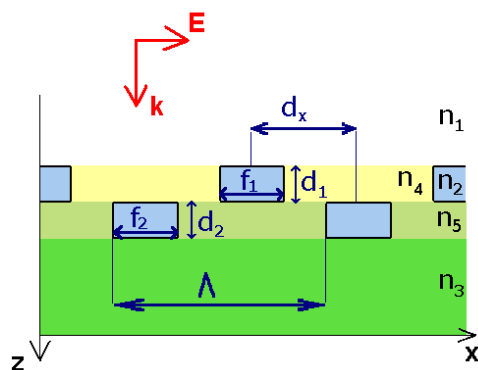
W [88] przedstawione zostały dwa sposoby przekierowania energii wzdłuż metalowej asymetrycznej dwuwarstwowej siatki dyfrakcyjnej składającej się z dwóch siatek o przekroju prostokątnym, nałożonych jedna na drugą i przesuniętych względem siebie. W pierwszym przypadku zmiana kierunku przepływu energii związana jest z poziomym przesunięciem względnym warstw struktury, natomiast w drugim przypadku jest ona spowodowana pionowym przesunięciem granicy dielektryka o wyższym współczynniku załamania wypełniającego strukturę.

Ze względu na fakt, że w [88] w procesie optymalizacji przyjęto ograniczenie  $d_1 = d_2$  oraz  $f_1 = f_2$ , efekt wpływu wertykalnej zmiany położenia granicy dielektryka może nie być oczywisty, gdyż struktury różnią się dodatkowo przesunięciem względnym warstw. W poniższych obliczeniach nie zakładano arbitralnie przytoczonych zależności, co umożliwia jednoznaczną ocenę wpływu wypełnienia dielektrycznego struktury na kierunek przepływu energii wzdłuż struktury (podrozdział 6.5).

## 6.1. Geometria zagadnienia

Geometria struktury przedstawiona jest na rys. 6.1. Fala płaska o długości  $\lambda$  i polaryzacji TM pada normalnie na jednowymiarową periodyczną strukturę planarną. Struktura ta składa się z dwóch metalowych prostokątnych siatek dyfrakcyjnych o równych okresach  $A$  i różnych wypełnieniach  $f_1$  i  $f_2$ , przesuniętych względem siebie o  $d_x$  mierzone pomiędzy środkami elementów metalowych obu warstw. Wysokości siatek wynoszą odpowiednio  $d_1$  i  $d_2$ . Siatki wypełnione są dielektrykami

o współczynnikach załamania odpowiednio  $n_4$  (górna) i  $n_5$  (dolna). Współczynniki załamania ośrodka górnego i podłoża wynoszą  $n_1$  i  $n_3$ . W całej niniejszej pracy stosowana funkcja dielektryczna złota wyznaczona została za pomocą modelu Drudego przy założeniu następujących parametrów:  $\omega_p = 1,38 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma = 1,07 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  [89].



Rysunek 6.1. Schemat konfiguracji dwuwarstwowej struktury periodycznej wypełnionej dielektrykami o różnych, w ogólności, współczynnikach załamania.

Dokładniejsza analiza wzbudzanych cząstkowych modów, ich wzajemnego oddziaływania, relacji dyspersji i ich zależności spektralnej od różnych parametrów geometrycznych i materiałowych zostanie przeprowadzona w rozdziale 7. Obecnie przedstawiony zostanie wpływ zmian przesunięcia wzajemnego warstw  $d_x$  oraz zmian położenia granicy dielektryka wypełniającego strukturę na jej całościową odpowiedź optyczną, zachowanie się i oddziaływanie wzbudzanych modów.

W celu zobrazowania rozkładu pola bliskiego, jak również przepływu energii w pobliżu metalowej struktury, wykreślone zostały rozkłady niezerowych składowych pola EM o polaryzacji TM ( $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ) oraz wartość wektora Poyntinga w płaszczyźnie  $XZ$  wraz z zaznaczonym strzałkami kierunkiem przepływu energii. Uśredniony w czasie wektor Poyntinga na prezentowanych w dalszej części pracy wykresach powinien być rozumiany jako całkowity, wypadkowy przepływ energii fali padającej oraz fal odbitej i załamanej.

## 6.2. Optymalizacja struktury

W obliczeniach założono  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  (długość fali lasera He-Ne, dla której można z przybliżeniem stosować model Drudego do wyznaczenia funkcji dielektrycznej złota) oraz współczynniki załamania ośrodków górnego i dolnego odpowiednio:  $n_1 = 1$  (powietrze) i  $n_3 = 1,5$  (podłoże). Ponieważ w opisaną strukturze

istnieje wiele parametrów, które należy zoptymalizować ( $\Lambda$ ,  $d_x$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $n_4$ ,  $n_5$ ), proces optymalizacji przeprowadzono kolejno dla par parametrów ( $\Lambda$ ,  $d_x$ ), ( $d_1$ ,  $d_2$ ), ( $f_1$ ,  $f_2$ ), ( $n_4$ ,  $n_5$ ) w poszukiwaniu największych różnic modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia pola magnetycznego  $\Delta = R_{-1}^H - R_{+1}^H$ . Ze względu na przyjętą konwencję,  $-1$  rząd odpowiada propagacji w prawo wzdłuż struktury,  $+1$  rząd odpowiada propagacji w lewo. Poszukiwano układu, w którym różnice amplitud przyjmowałyby skrajne wartości (dodatnie i ujemne) dla jednakowych parametrów, z wyjątkiem jednego: bądź przesunięcia  $d_x$  (w przypadku asymetrii horyzontalnej) bądź wartości jednego lub obu współczynników załamania  $n_4$ ,  $n_5$  (w przypadku zmiany położenia granicy dielektryka). W każdym z przypadków celem było uzyskanie dwóch konfiguracji różniących się jedynie przesunięciem warstw bądź położeniem granicy dielektryka wypełniającego strukturę, które prowadziłyby plazmony w dwóch przeciwnych kierunkach.

Analogiczne rezultaty można otrzymać poszukując maksymalnych (dodatniej i ujemnej) wartości składowej  $S_x$  wektora Poyntinga tuż nad strukturą i możliwie małych wartości składowej  $S_z$  w dwóch charakterystycznych punktach: nad środkiem paska metalu górnej warstwy oraz nad środkiem przerwy między paskami górnej warstwy, co zostało zweryfikowane dla wartości  $z = -2$  nm. Poszukiwano układu, w którym składowe  $S_x$  przyjmowałyby skrajne wartości dla jednakowych parametrów, z wyjątkiem przesunięcia  $d_x$  lub wartości jednego lub obu współczynników  $n_4$ ,  $n_5$ , a jednocześnie składowe pionowe  $S_z$  były możliwie małe. Bardzo zbliżone wyniki potwierdzają fakt, że w analizowanej strukturze różnica amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu jest skorelowana z wypadkowym kierunkiem przepływu energii w polu bliskim ponad strukturą, gdyż amplitudy wyższych rzędów są bardzo małe, a, ze względu na padanie normalne, rząd zerowy nie powoduje przepływu energii wzdłuż struktury.

Założenia przyjęte podczas optymalizacji związane były z parametrami geometrycznymi struktury. Okres  $\Lambda$  powinien być mniejszy od długości fali padającej ze względu na warunek dyfrakcyjny Bragga i minimalizację strat energii. W takim przypadku, dla padania normalnego, istnieje tylko zerowy odbity rząd ( $m = 0$ ), a wszystkie wyższe rzędy w powietrzu są zanikające. Minimalizacja energii odbitej powoduje, że możliwe jest efektywne przekierowanie energii do zanikającego  $+1$  lub  $-1$  rzędu ugięcia i wzbudzenie plazmonu na powierzchni struktury. Zbyt mały lub zbyt duży okres w stosunku do długości fali (w powietrzu) spowoduje brak dopasowania pomiędzy zanikającymi rzędami dyfrakcyjnymi i strukturą, a więc niespełnienie warunku na wektor falowy. Oznacza to, że dla danej struktury, nawet

asymetrycznej, zakres długości fali dla których pojawia się efektywna kierunkowość propagacji energii jest ograniczony.

Dla przypadku, gdy energia jest kierowana w prawo wzdłuż struktury, dominuje  $-1$  rząd (ze względu na przyjętą konwencję w programie numerycznym). W przeciwnym przypadku dominującym jest rząd  $+1$ . Amplitudy odpowiadających im rzędów niedominujących (odpowiednio  $+1$  i  $-1$ ) nie są bliskie zeru ze względu na fakt, że struktura nie jest optymalizowana w celu otrzymania jak najwyższej różnicy amplitud i jak najsilniejszej kierunkowości przepływu energii, ale w celu uzyskania możliwości manipulacji kierunkiem propagacji dzięki modyfikacji tylko jednego parametru struktury i uzyskanie w każdej sytuacji wypadkowego wektora Poyntinga o zbliżonej amplitudzie i przeciwnym zwrocie.

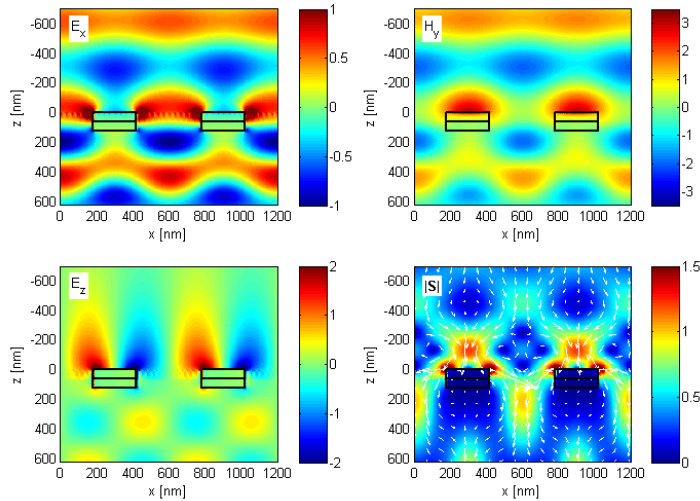
W każdym przypadku mamy do czynienia z plazmonami powstałymi ze sprzężenia głównie  $+1$  i  $-1$  rzędu ugięcia o różnych amplitudach. Dodatkowo, w bardzo małym stopniu wzbudzone nierezonansowo istnieją także plazmony wyższych rzędów o bardzo małych amplitudach oraz rząd zerowy. To różne siły sprzężenia poszczególnych rzędów ugięcia decydują o wypadkowym kierunku propagacji energii przy powierzchni.

Kolejnym istotnym parametrem jest grubość warstw siatki. Zbyt gruba górna warstwa skutkuje słabszym sprzężeniem plazmonów z dolną warstwą i jej mniejszym wpływem na przepływ energii nad strukturą, a w rezultacie zmniejszeniem wydajności ukierunkowania przepływu energii. Dla dostatecznie grubej górnej warstwy pojawiają się plazmony na pionowych granicach metalu, które po odbiciu od dolnej siatki tworzą fale stojące i mogą sprzęgać się w górnej warstwie przez szczelinę pomiędzy kolejnymi paskami metalu. Tworzące się wówczas wiry z osobliwością pułapują energię i skutecznie obniżają zdolność struktury do prowadzenia energii wzdłuż powierzchni. Z kolei zbyt małe grubości warstw umożliwiają transmisję poprzez metal do podłoża – są zbyt cienkie optycznie, by skutecznie wpływać na wydajność kierunkowości.

Zbyt mały współczynnik wypełnienia struktury  $f$  powoduje wysoką bezpośrednią transmisję do podłoża poprzez szczeliny w strukturze i minimalizuje sprzężenie pomiędzy plazmonami wzbudzonymi na sąsiednich paskach. Zbyt szerokie paski metalu (wysoki współczynnik wypełnienia) powoduje tworzenie się wirów w górnym ośrodku ze względu na silne odbicie i interferencję z falą padającą. Siatki przekrywają się, a struktura zaczyna przypominać pojedynczą warstwę metalu z wąskimi szczelinami, która przy padaniu normalnym nie powoduje ukierunkowania energii.

### 6.3. Struktury symetryczne względem płaszczyzny YZ

Rysunki 6.2 i 6.3 przedstawiają oddziaływanie padającej normalnie fali płaskiej o polaryzacji TM ze strukturami symetrycznymi względem płaszczyzny YZ prostopadłej do wektora fałowego siatki, o wspólnych parametrach:  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ ,  $\Lambda = 600 \text{ nm}$ ,  $d_1 = d_2 = 60 \text{ nm}$ ,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ . Różnica między prezentowanymi strukturami zawiera się w przesunięciu względnym  $d_x$  między górną i dolną siatką dyfrakcyjną. Na rys. 6.2 wynosi ono  $d_x = 0\Lambda$ , natomiast na rys. 6.3 jest równe  $d_x = 0,5\Lambda$ , co powoduje, że obie konfiguracje są symetryczne względem płaszczyzny YZ. Podobne rozkłady pól uzyskuje się dla symetrycznych struktur o pozostałych możliwych układach współczynników załamania dla obu prezentowanych przesunięć warstw.



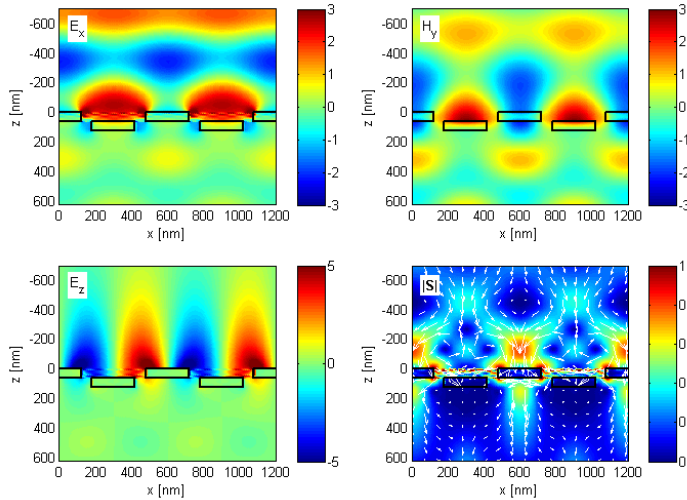
Rysunek 6.2. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\underline{S}|$  w pobliżu symetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0$ ,  $d_1 = d_2 = 60 \text{ nm}$ ,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

W obu przypadkach rozkłady pól oraz wektor Poyntinga są symetryczne. Na strukturze paskowej powstają zlokalizowane mody związane z poszczególnymi elementami metalowymi, które mogą się ze sobą sprzęgać, gdy odległości między sąsiednimi paskami są relatywnie małe.

Na wykresach rozkładu wektora Poyntinga nad strukturą widoczne są wiry, w centrach których zanika przepływ energii. Wiry te powstają w wyniku interferen-



cji fali padającej z odbitą i ugiętą, a także z powstającymi na powierzchni plazmonami. Ta destruktywna interferencja powoduje zmniejszenie wartości wektora Poyntinga. Ponieważ struktura jest symetryczna względem płaszczyzny YZ, żaden z kierunków wzdłuż osi  $X$  nie jest preferowany, amplitudy  $\pm m$  rzędów ugięcia sprzężonych ze strukturą są równe i brak jest wypadkowego horyzontalnego przepływu energii wzdłuż struktury. Widać jednocześnie relatywnie dużą transmisję energii do podłoża.

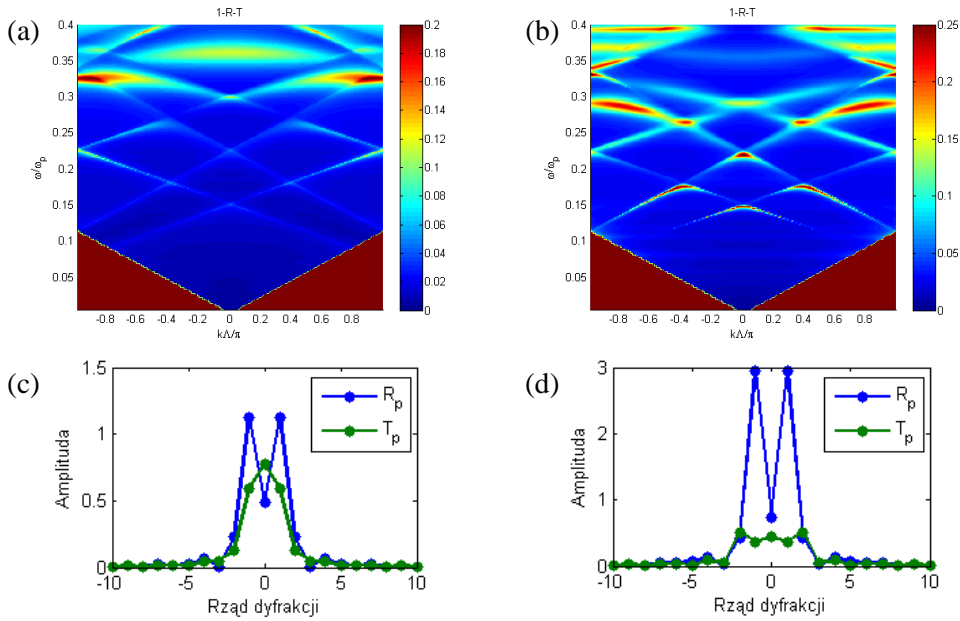


Rysunek 6.3. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\mathbf{S}|$  w pobliżu symetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,5\lambda$ ,  $d_1 = d_2 = 60 \text{ nm}$ ,  $f_1 = f_2 = 0,4\lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

W każdym z przypadków widać silne wzbudzenie symetrycznych plazmonów powierzchniowych zlokalizowanych na paskach metalu i ograniczonych do ich bliższego otoczenia. Relacje dyspersji są symetryczne względem znaku wektora falowego (rys. 6.4(a) i (b)), amplitudy odpowiadających sobie rzędów  $\pm m$  są równe (rys. 6.4(c) i (d)). Wskazuje to na pełną symetrię odpowiedzi struktury. Konfiguracja o przesunięciu  $d_x = 0\lambda$  charakteryzuje się silniejszą transmisją bezpośrednią i mniejszym odbiciem ze względu na mniejszą powierzchnię prostopadłą do wektora fali padającej, przekrywaną przez metal, co widać na wykresie amplitud poszczególnych rzędów transmisji i odbicia.

Ponadto, o wiele mniejsza absorpcja przy przesunięciu  $d_x = 0\lambda$  widoczna na wykresie dyspersji, a więc mniejsze wzbudzenie plazmonów o charakterze propagacyjnym, spowodowane jest większymi odległościami pomiędzy metalowymi ele-

mentami struktury. Oznacza to mniejsze sprzężenie pomiędzy plazmonami na metalowych paskach w kolejnych okresach. Przesunięcie  $d_x = 0.5\Lambda$  dla wypełnienia  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$  odpowiada szerokości szczeliny 60 nm między sąsiednimi paskami metalu w górnej i dolnej warstwie, co pozwala na wzajemne sprzężenie modów i powstanie modów propagacyjnych wzdłuż osi  $x$ . W przypadku przesunięcia  $d_x = 0\Lambda$ , szerokość szczeliny wynosi 360 nm.

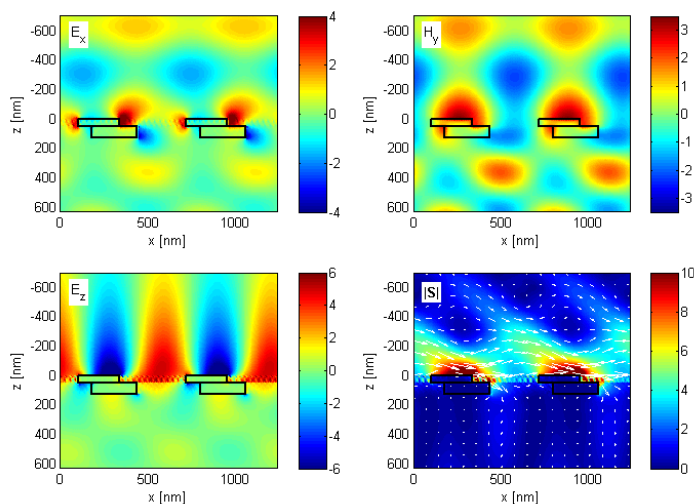


Rysunek 6.4. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_1 = d_2 = 60$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $d_x = 0\Lambda$  (lewa kolumna) i  $d_x = 0,5\Lambda$  (prawa kolumna).

## 6.4. Asymetria horyzontalna struktury

Rozkład pola w pobliżu struktury asymetrycznej jest bardziej skomplikowany niż w przypadku istnienia symetrii. Co prawda, ze względu na padanie normalne wyższe rzędy ugięcia  $\pm m$ , tak jak w przypadku struktury symetrycznej, propagują się pod kątami  $\theta_{\pm m}$  równymi co do wartości bezwzględnej, ale siły sprzężenia ze strukturą odpowiadających sobie rzędów dodatnich i ujemnych są w ogólności różne, co oznacza różne amplitudy modów propagacyjnych wzbudzanych przez rzędy zanikające.

Rozpatrzmy dwie konfiguracje o różnych współczynnikach załamania dielektryków wypełniających warstwy  $n_4 = 1$  (górna) i  $n_5 = 1,5$  (dolna). Granica pomiędzy dielektrykami (powietrzem i podłożem) położona jest więc na styku dwóch siatek tworzących dwuwarstwową strukturę. Konfiguracje te różnią się jedynie wielkością przesunięcia metalowych siatek względem siebie – odpowiednio  $d_x = 0,148\lambda$  (rys. 6.5) i  $d_x = 0,35\lambda$  (rys. 6.6). Pozostałe parametry są wspólne dla obu konfiguracji:  $\lambda = 619\text{ nm}$ ,  $d_1 = 51\text{ nm}$ ,  $d_2 = 75\text{ nm}$ ,  $f_1 = 0,381\lambda$ ,  $f_2 = 0,421\lambda$ . Długość padającej normalnie ( $k_x^{inc} = 0$ ) fali pobudzającej wynosi  $\lambda = 632,8\text{ nm}$ .

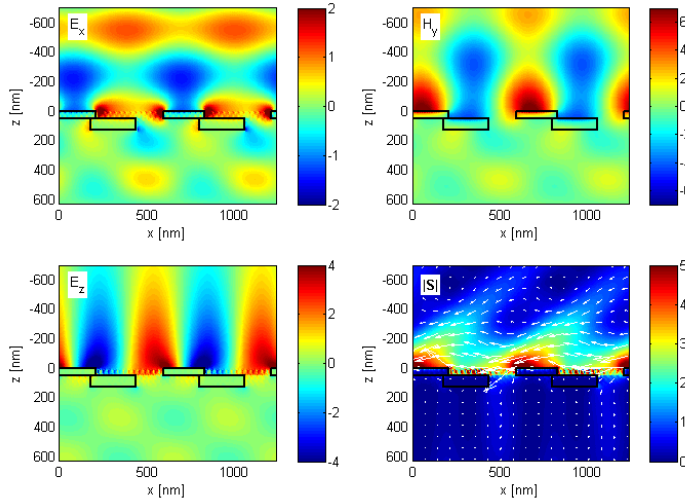


Rysunek 6.5. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\mathcal{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,148\lambda$ ,  $\lambda = 619\text{ nm}$ ,  $d_1 = 51\text{ nm}$ ,  $d_2 = 75\text{ nm}$ ,  $f_1 = 0,381\lambda$ ,  $f_2 = 0,421\lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

W każdym z przypadków widać wyraźną asymetrię w rozkładzie wektora Poyntinga oraz kierunkowość przepływu energii przy powierzchni struktury. Przepływ energii do podłoża jest mały, co, razem ze zmniejszoną amplitudą odbicia, wskazuje na wzrost absorpcji struktury w pobliżu częstotliwości rezonansu, co jest uwidocznione na rys. 6.7(a) i (b). Różnica przesunięć  $d_x$  w obu konfiguracjach jest relatywnie mała, mniejsza niż połowa okresu (przesunięcie większe niż połowa okresu byłoby po prostu odwróceniem symetrii zagadnienia). Mimo to, powoduje bardzo wyraźne zmiany wpływu struktury na falę elektromagnetyczną w polu bliskim.

Warunki rezonansowe są różne na górnej i dolnej granicy struktury ze względu na różne współczynniki załamania ośrodków powyżej i poniżej struktury. Większy

współczynnik załamania podłoża powoduje zwiększenie wektora falowego plazmonu wzbudzanego dla tej samej częstotliwości, co zmienia warunki dopasowania fazowego. Przyjęte warunki geometryczne i materiałowe pozwalają na wzbudzenie SPP tylko na górnej powierzchni.

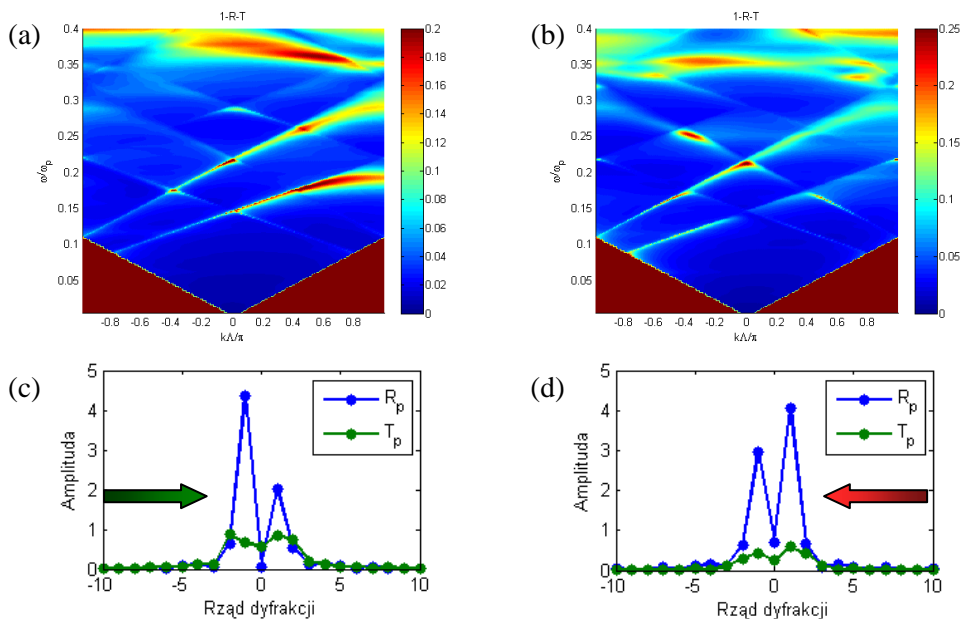


Rysunek 6.6. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\mathbf{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35\Lambda$ ,  $\Lambda = 619$  nm,  $d_1 = 51$  nm,  $d_2 = 75$  nm,  $f_1 = 0,381\Lambda$ ,  $f_2 = 0,421\Lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

Wykresy na rys. 6.7 przedstawiają relacje dyspersji dla obu przypadków, oraz amplitudy pola  $H_y$  dla kilkunastu rzędów ugięcia transmisji i odbicia. Widać, że największe amplitudy mają  $\pm 1$  rzędy ugięcia w widmie reflektancji, które w tej geometrii są rzędami zanikającymi (okres siatki jest mniejszy od długości fali w powietrzu) sprzężonymi z periodyczną strukturą.

Wysoka absorpcja na wykresie dyspersji dla zerowego kąta padania ( $k_x^{inc} = 0$ ) dla częstotliwości  $\omega = 0,2157\omega_p$  ( $\lambda = 632,8$  nm) odpowiada wzbudzeniu plazmonowemu na metalowej siatce w powietrzu, czyli sprzężeniu pola EM ze wzbudzeniami plazmonowymi w metalu, co prowadzi do zwiększonej absorpcji. Widać wyraźnie zdolność struktur do wzbudzania dyspersyjnych modów zależnych od częstotliwości w centrum strefy Brillouina, które na granicach strefy dla wyższych częstotliwości nabierają charakteru bardziej zlokalizowanego. Krzywe wykazują mniejszą dyspersję, poszerzają się i stają się mniej strome, co powoduje otwarcie przerw energetycznych. W miarę zwiększania długości fali rezonanse te nabierają charakteru propaga-

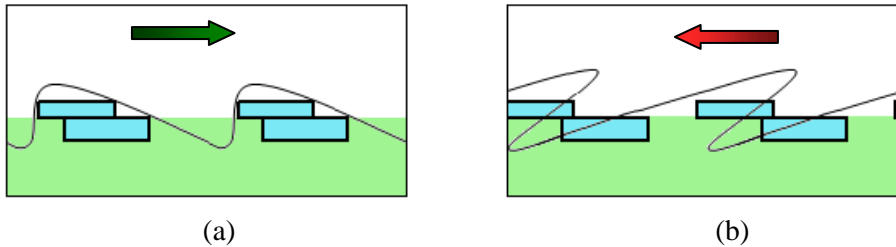
cyjnego, jednocześnie zmniejszając swoją szerokość spektralną. Tak więc zjawiska zachodzące w polu bliskim na metalowej siatce dyfrakcyjnej znajdują swoje odzwierciedlenie w odpowiedzi optycznej struktury.



Rysunek 6.7. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $A = 619 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 51 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 75 \text{ nm}$ ,  $f_1 = 0,381A$ ,  $f_2 = 0,421A$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $d_x = 0,148A$  (lewa kolumna) i  $d_x = 0,35A$  (prawa kolumna).

Można powiedzieć, że struktura ta zachowuje się w przybliżeniu jak pochylona siatka metalowa (rys. 1.4) z tą różnicą, że składa się jedynie z dwóch przesuniętych względem siebie prostokątnych metalowych siatek dyfrakcyjnych wypełnionych w odpowiedni sposób dielektrykiem, oraz że jako podłoże służy dielektryk (co oznacza, że siatka jest nieciągła). Dla przesunięcia  $d_x = 0,148A$  struktura jest bardziej „gładka” i zachowuje się zgodnie z przewidywaniami – energia propaguje się „po zboczu” każdego z dwuwarstwowych elementów, sprzężenie warunkujące kierunkowość następuje pomiędzy górnym i dolnym paskiem w tym samym okresie (rys. 6.8(a)). Natomiast dla przesunięcia  $d_x = 0,35A$  sytuacja ulega zmianie. Wektor Poyntinga skierowany jest w przeciwną stronę, niejako przeciwnie do intuicyjnego kierunku, potwierdzając sprzężenie pomiędzy górnym i dolnym paskiem metalu z dwóch sąsiednich okresów periodyczności (rys. 6.8(b)). Samo przesunięcie

$d_x = 0.35\lambda$  nie wystarczyłoby do zmiany kierunku propagacji energii, jednak w połączeniu z kontrastem dielektrycznym w strukturze umożliwia zmianę warunków wzbudzenia plazmonów i uzyskanie zmiany kierunku propagacji.



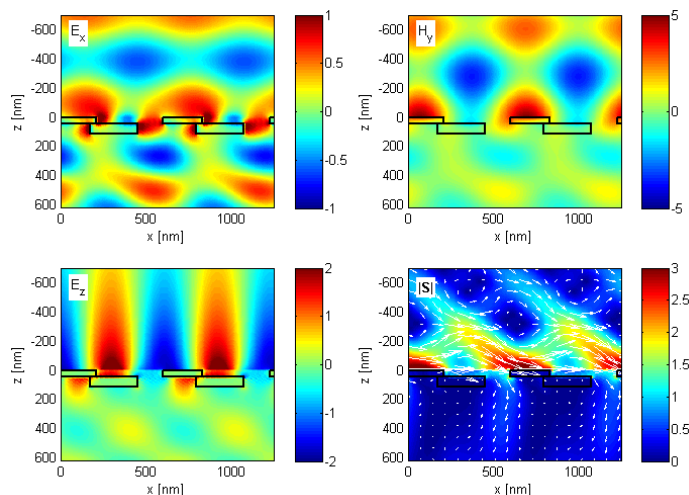
Rysunek 6.8. Schemat analizy struktury jako pochylonej siatki o ciągłym profilu, (a)  $d_x = 0,148\lambda$ , (b)  $d_x = 0,35\lambda$ . Czerwone strzałki pokazują kierunek przepływu energii nad strukturą.

Większą różnorodność modów wzbudzanych na siatce o większym przesunięciu potwierdzają także wykresy relacji dyspersji (rys. 6.7(a) i (b)). Dyspersja dla przypadku b) wykazuje większą różnorodność zjawisk: obecność modów związanych z propagacją w obu kierunkach na granicach obu dielektryków. Przy tym wzmocnienie modów propagujących się w lewo kosztem tłumienia przeciwnych jest mniej wyraźne, co widać także na wykresach amplitud poszczególnych rzędów ugięcia.

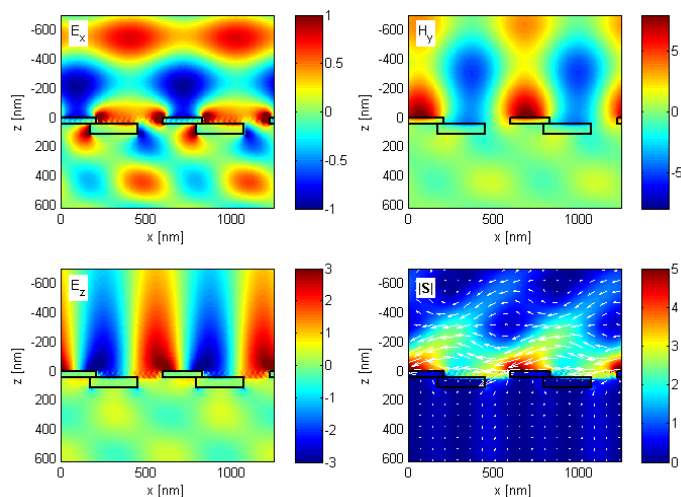
## 6.5. Wpływ pionowego przesunięcia granicy dielektryka

Zmianę kierunku przepływu energii ponad asymetryczną strukturą można uzyskać także dzięki manipulacji współczynnikami załamania dielektryków w otoczeniu siatki, a precyzyjniej dzięki zmianie wysokości położenia granicy dielektryka o współczynniku załamania podłoża względem struktury.

W pierwszym przypadku struktura wypełniona jest w całości dielektrykiem o współczynniku większym niż powietrze  $n_4 = n_5 = n_3 = 1,5$  (rys. 6.9). W drugim przypadku granica pomiędzy powietrzem a dielektrykiem przebiega pomiędzy siatkami  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  (rys. 6.10). W obu przypadkach przesunięcie poziome warstw względem siebie jest stałe  $d_x = 0.35\lambda$ , okres wynosi  $\lambda = 624\text{ nm}$ , wysokości:  $d_1 = 46\text{ nm}$ ,  $d_2 = 70\text{ nm}$ , współczynniki wypełnienia:  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ . Długość padającej normalnie ( $k_x^{inc} = 0$ ) fali płaskiej wynosi  $\lambda = 6328\text{ nm}$ .



Rysunek 6.9. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\mathbf{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35\lambda$ ,  $\lambda = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ ,  $n_4 = n_5 = 1,5$ .

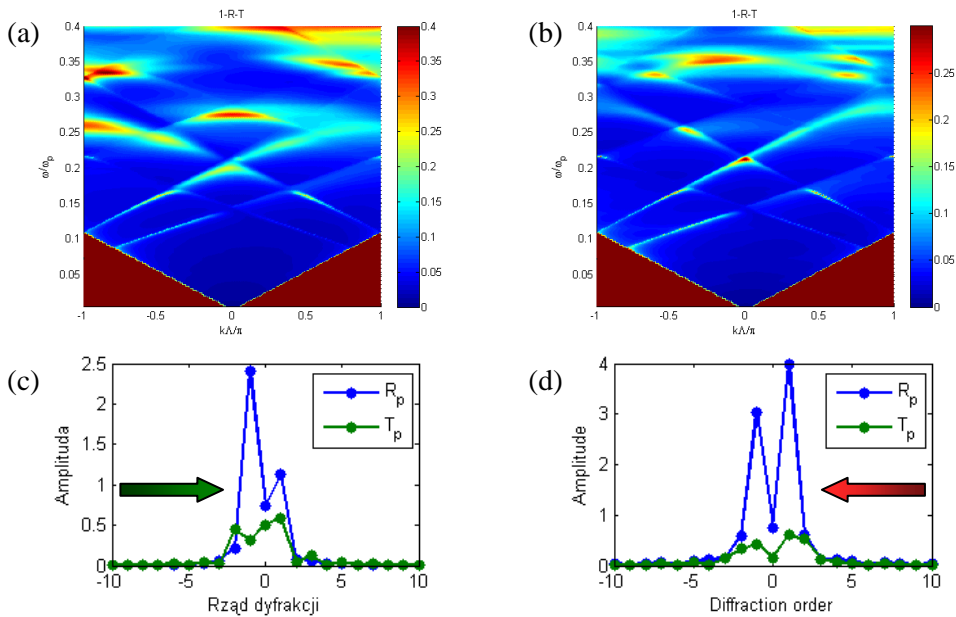


Rysunek 6.10. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektromagnetycznego:  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|\mathbf{S}|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35\lambda$ ,  $\lambda = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ ,  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$ .

Większość energii propaguje się wzdłuż powierzchni struktury. Zaburzenia rozkładu pól powyżej struktury są relatywnie małe i przepływ energii nie jest znacząco

zaburzony. Pojawia się silny efekt kierunkowy i asymetria w rozkładzie pól. W tym przypadku zmiana kierunkowości jest spowodowana pionowym przesunięciem granicy dielektryka o wyższym współczynniku załamania wypełniającego strukturę, a nie przesunięciem poziomym warstw względem siebie.

Porównując strukturę w całości wypełnioną dielektrykiem (rys. 6.9) z pochyłą siatką prostokątną opisaną w [57] (rys. 1.4) widać, że kierunek propagacji energii w pobliżu nanostruktury w obu przypadkach jest taki sam – przeciwny do kierunku nachylenia siatki. Energia „spływa” po zboczu struktury. Podobnie miało to miejsce w przypadku struktury o przesunięciu  $d_x = 0,148A$  i granicy dielektryka pomiędzy warstwami (rys. 6.5). Natomiast obniżenie granicy dielektryka (rys. 6.10), zmienia kierunek propagacji energii o  $180^\circ$  (analogicznie do sytuacji na rys. 6.6).



Rysunek 6.11. (a) i (b) Relacje dyspersji asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o przesunięciu  $d_x = 0,35A$  i parametrach:  $A = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ , oraz (c) i (d) unormowane amplitudy kolejnych rzędów ugięcia pola  $H_y$  dla  $n_4 = n_5 = 1,5$  (lewa kolumna) i  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  (prawa kolumna).

Podobnie jak dla przypadku asymetrii horyzontalnej, amplitudy rzędów niedominujących nie są bliskie zero ze względu na fakt, że struktura nie jest optymalizowana w celu uzyskania jak najwyższego stosunku amplitud i jak najsilniejszej kierunkowości przepływu energii, ale w celu zmiany kierunku propagacji przy modyfikacji tylko jednego parametru struktury.



Podobnie jak w poprzednim przypadku, wysoka absorpcja dla  $k_x^{inc} = 0$  i  $\omega = 0,2157\omega_p$  odpowiada wzbudzeniu plazmonowemu na metalowej siatce w powietrzu, czyli sprzężeniu pola EM z modami plazmonowymi w metalu. Tutaj także można zaobserwować wzbudzenie dyspersyjnych modów zależnych od częstości w centrum strefy Brillouina, które na granicach strefy dla wyższych częstości nabierają charakteru bardziej zlokalizowanego. Krzywe wykazują mniejszą dyspersję, poszerzają się i zmniejsza się ich kąt nachylenia, co powoduje otwarcie przerw energetycznych. Bardziej zlokalizowany charakter, zarówno w centrum strefy jak i na jej granicach, mają mody na rys. 6.11(a), czyli w przypadku, gdy struktura jest w całości zanurzona w dielektryku. Może się to wiązać z mniejszą długością fali w dielektryku, dla której odległości między elementami jak i okres struktury jest relatywnie większy niż w przypadku struktury wypełnionej częściowo powietrzem.

## 6.6. Stała propagacji

Liczba falowa dla plazmonu propagującego się po gładkiej granicy metalu może być obliczona analitycznie bezpośrednio z równań Maxwella (4.24). Stała propagacji SPP dla bardziej skomplikowanych przypadków może być wyznaczona numerycznie poprzez rozwiązanie zagadnienia jednorodnego przy wykorzystaniu macierzy rozpraszania [90]. Efektywny współczynnik  $\delta$  jest definiowany jako stała propagacji plazmonu znormalizowana do liczby falowej fali padającej. W przypadku asymetrii horyzontalnej dla propagacji w prawo, współczynnik ten wynosi:  $\delta_{0,148} = 1,0374 + 0,0139i$ , natomiast dla propagacji w lewo:  $\delta_{0,35} = 1,0273 + 0,0318i$ . Im większa część rzeczywista stałej propagacji, tym SPP przyjmuje bardziej zlokalizowany charakter. Zachowuje się wtedy raczej jak plazmon niż jak swobodny foton. Mniejsza część rzeczywista w przypadku przesunięcia  $d_x = 0,35A$  oznacza bardziej propagacyjny charakter SPP w porównaniu z przypadkiem, gdy  $d_x = 0,148A$ , kiedy to siatka pokrywa mniejszą powierzchnię. Większe odstępki pomiędzy elementami powodują, że plazmony są bardziej zlokalizowane na poszczególnych paskach metalu niż dla większego przesunięcia, gdy siatka przypomina strukturę ciągłą.

Z kolei urojona część efektywnego współczynnika określa straty propagacyjne. Nie dziwi, że plazmon związany ze strukturą o przesunięciu  $d_x = 0,148A$  ma dłuższą drogę propagacji, gdyż w pobliżu tej struktury energia przepływa bardziej płynnie, bez zawirowań i zniekształceń i jakby spływa w kierunku nachylenia. W przeciwnym przypadku energia jest prowadzona niezgodnie z intuicją „pod górę”, napotykać więcej przeszkód, stąd większe straty.

Dodatkowo, większe wartości  $\delta$  mogą być wynikiem istnienia ostrych brzegów i rogów metalu, które zwykle powodują powstawanie lokalnych błędów numerycz-

nych. W obu przypadkach propagacja plazmonu jest zaburzana silniej, niż byłaby na strukturze o profilu opisywanym jedną wartością w rozwinięciu Fouriera (czyli strukturze o profilu sinusoidalnym), ze względu na ostre brzegi i granice metalu, co skutkuje zmniejszeniem prędkości fazowej. Ostre brzegi zwiększają wyprężenie SPP i straty omowe podczas propagacji, co przyczynia się do wzrostu strat i wzrostu części urojonej współczynnika  $\delta$  [57].

Znając liczbę falową plazmonu, można obliczyć długość drogi propagacji, na której amplituda pola zanika do wartości  $1/e$ . W przypadku przesunięcia horyzontalnego drogi te wynoszą odpowiednio:  $L_{SPP(0.148)} = 3,62 \mu\text{m}$  oraz  $L_{SPP(0.35)} = 1,58 \mu\text{m}$ .

## 6.7. Tolerancja kierunkowości na zmiany parametrów struktury

Tolerancja zmiany kierunkowości i amplitud plazmonów propagujących się wzdłuż struktury w przeciwnych kierunkach na zmiany parametrów geometrycznych i materiałowych struktury analizowana jest w niniejszym podrozdziale dla przypadku asymetrii wertykalnej.

Dla tego typu struktur można wyznaczyć zależność kierunkowości od parametrów geometrycznych i materiałowych. Celem jest analiza zależności różnicy amplitud  $-1$  i  $+1$  rzędu ugięcia od zmiany wartości jednego parametru, przy zachowaniu stałych wartości wszystkich pozostałych parametrów. Pozwoli to na oszacowanie tolerancji struktury i zachowania jej funkcji zmiany kierunkowości przy zmianach wartości poszczególnych parametrów.

Na kolejnych wykresach przedstawione są różnice modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia pola magnetycznego  $\Delta = R_{-1}^H - R_{+1}^H$ . Rząd  $-1$  odpowiada propagacji w prawo wzdłuż struktury w kierunku  $+x$ ,  $+1$  rząd odpowiada propagacji w lewo, w kierunku  $-x$ . Z wyjątkiem zależności od współczynnika załamania, krzywe wykreślone są dla dwóch konfiguracji odpowiadających asymetrii wertykalnej, które różnią się między sobą jedynie współczynnikiem załamania dielektryka  $n_4$  wypełniającego górną warstwę. W przypadku konfiguracji optymalizowanej tak, by energia propagowała się wzdłuż struktury w prawą stronę, współczynniki załamania wynoszą  $n_4 = n_5 = n_3 = 1,5$ , w przeciwnym przypadku:  $n_4 = n_1 = 1$ . Ponieważ krzywe odpowiadają różnicy  $R_{-1}^H - R_{+1}^H$ , najefektywniejsza propagacja w prawo występuje w dodatnim maksimum krzywej, natomiast najefektywniejsza propagacja w lewo – w ujemnym minimum danej krzywej. Interesujące więc dla możliwości zmiany kierunkowości poprzez manipulację współczynnikiem załama-

nia wypełnienia górnej warstwy są zakresy, w których oba ekstrema w różnych konfiguracjach pokrywają się. W każdym z przypadków zmianie ulega tylko jeden z parametrów, reszta zachowuje stałe wartości, co pozwala na analizę wpływu jednego konkretnego parametru na zachowanie się struktury jako całości.

Aby zwiększyć natężenie plazmonu propagującego się wzdłuż struktury, transmisja powinna być jak najmniejsza. Ponieważ podłoże ma inny współczynnik załamania niż ośrodek górny, na dolnej granicy konfiguracji o parametrach  $\Lambda = 624 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  plazmony nie zostają wzbudzone ze względu na niedopasowanie fazowe. Tak więc stosunek amplitud rzędów  $T_{+1}$  oraz  $T_{-1}$  nie jest istotny – ważniejsze jest jednoczesne zachowanie jak najmniejszych amplitud transmisji. Ponieważ wysoka transmisja występuje jedynie dla  $\Lambda \approx 421 \text{ nm}$  ze względu na wzbudzenie plazmonów na dolnej krawędzi siatki (dopasowanie okresu do długości fali w dielektryku  $n_3 = 1,5$ ), wykresy amplitud rzędów transmisyjnych zostały pominięte, gdyż nie wpływają znacząco na odpowiedź struktury.

Zamiast ilorazu amplitud odpowiednich rzędów ugięcia, analizowane są ich różnice. Powodem jest chęć uniknięcia bardzo wysokich wartości ilorazów, nie przekładających się na rzeczywiste amplitudy plazmonów wzbudzanych na strukturze, w miejscach, w których amplituda rzędu w mianowniku jest bliska zera. Rząd w liczniku może mieć bardzo małą amplitudę, ale dzielony przez liczbę bliską zeru da nadspodziewanie wysoki iloraz, nie związany z rzeczywistą odpowiedzią struktury.

### 6.7.1. Zależność od współczynnika załamania

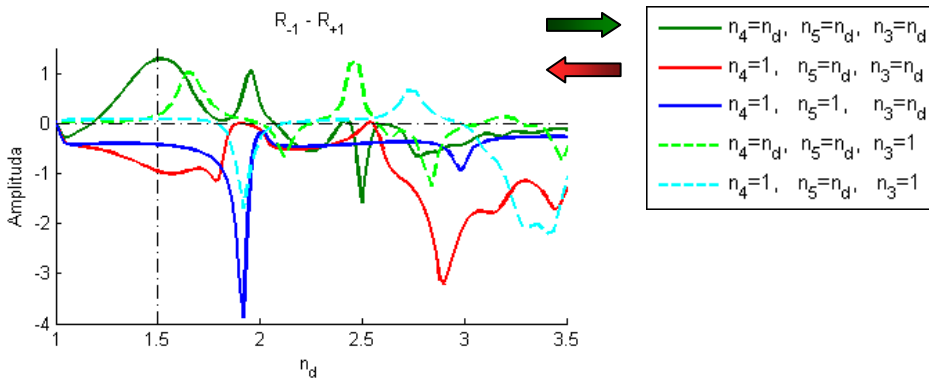
Wzrost współczynnika załamania ośrodka przylegającego do metalu zwiększa wektor falowy plazmonu wzbudzonego na ich granicy. W przypadku stałej wartości wektora falowego, następuje zmniejszenie częstości rezonansowej w dielektryku o wyższym współczynniku załamania.

Rysunek 6.12 przedstawia zależność różnic amplitud pola magnetycznego odbitych rzędów  $\Delta = R_{-1}^H - R_{+1}^H$  od wartości współczynnika załamania wypełniającego strukturę do różnych wysokości.

Znaczące minimum dla struktury z granicą dielektryka pomiędzy warstwami ( $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , czerwona linia) dla wartości  $n_d \approx 2,9$  odpowiada za wysoką amplitudę plazmonu poruszającego się w lewo. Jednak dla tej samej wartości współczynnika załamania dla struktur wypełnionych dielektrykiem w pozostałych konfiguracjach, różnica amplitud także jest ujemna, co oznacza, że wszystkie struktury kierują energię w lewą stronę i dla  $n_d = 2,9$  nie da się uzyskać efektu zmiany kie-

runku w tych konfiguracjach. Optymalna zmiana kierunkowości następuje dla  $n_d = 1,5$  dla struktur  $n_4 = n_5 = 1,5$  i  $n_4 = 1, n_5 = 1,5$ .

Rozpatrując konfiguracje z podłożem o wyższym współczynniku załamania niż powietrze (linie ciągłe), zmianę kierunku propagacji energii można otrzymać także dla  $n_d \approx 1,95$  dla jednej struktury w całości wypełnionej powietrzem  $n_4 = n_5 = 1$  (granatowa linia) a drugiej – wypełnionej dielektrykiem  $n_4 = n_5 = 1,5$  (ciemnozielona linia). Jednakże w drugim z wymienionych przypadków ( $n_d \approx 1,95$ ) zakres tolerancji jest o wiele mniejszy ze względu na lekkie przesunięcie obu ekstremów względem siebie. Możliwe, że bardziej precyzyjna zmiana wysokości granicy dielektryka pozwoli na dokładniejsze dopasowanie położenia ekstremów w obu konfiguracjach i ich wzajemne dopasowanie.



Rysunek 6.12. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia  $\Delta$  w zależności od współczynnika załamania wypełniającego strukturę  $n_d$ . Ciągłe linie: struktury na podłożu  $n_3 > 1$ , kreskowane linie: struktury na podłożu  $n_3 = 1$ . Parametry siatki:  $\Lambda = 624$  nm,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm,  $f_1 = 0,372\Lambda$ ,  $f_2 = 0,443\Lambda$ .

Struktura wypełniona w całości dielektrykiem dla  $n_d \approx 2,1$  osiąga punkt, w którym ze struktury generalnie prowadzącej energię w prawo ( $\Delta \geq 0$ ), przekształca się w strukturę prowadzącą energię w lewo ( $\Delta \leq 0$ ). Tego typu zachowania nie wykazują pozostałe dwie struktury na podłożu dielektrycznym (czerwona i granatowa linia). Obie, niezależnie od współczynnika dielektryka w dolnej warstwie  $n_5$ , przy założonym przesunięciu  $d_x = 0,35\Lambda$  kierują energię tylko w lewo ( $\Delta \leq 0$ ). Nie ma zakresu wartości  $n_d$ , dla których następowalaby zmiana kierunku propagacji energii.

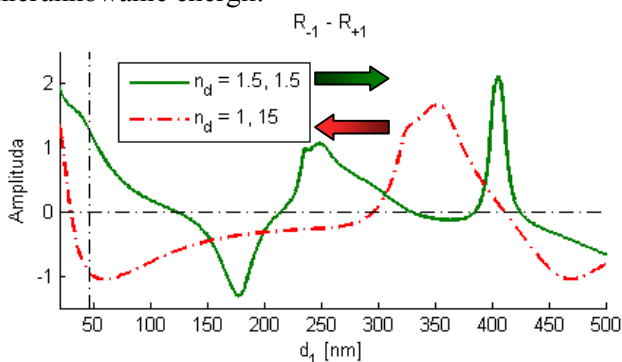
Struktury, które w górnej warstwie wypełnione są powietrzem, niezależnie od współczynnika załamania podłoża, w zasadzie nie wykazują zmiany kierunkowości (poza strukturą  $n_4 = 1, n_5 = n_d, n_3 = 1$  (błękitna linia), dla  $n_d \approx 2,8$ ). Tak więc,

przy relatywnie dużych przesunięciach warstw ( $d_x = 0,35\lambda$ ), współczynnik załamania podłoża odgrywa mniejszą rolę w dywersyfikacji odpowiedzi struktury niż współczynnik załamania dielektryka wypełniającego górną warstwę.

Dodatkowo, struktura całkowicie otoczona powietrzem praktycznie nie powoduje przepływu energii w żadnym z kierunków. Różnica jej amplitud (nie pokazana na wykresie) nie zależy oczywiście od  $n_d$  i wynosi  $\Delta \approx 0,04$ . Oznacza to, że przesunięcie  $d_x = 0,35\lambda$  jest już zbyt duże, by uzyskać „intuicyjny” kierunek propagacji energii po zboczu metalowej struktury przeciwnie do kierunku jej nachylenia i struktura zachowuje się prawie jak struktura symetryczna, jeśli chodzi o przekierowanie energii.

### 6.7.2. Zależność od grubości warstw

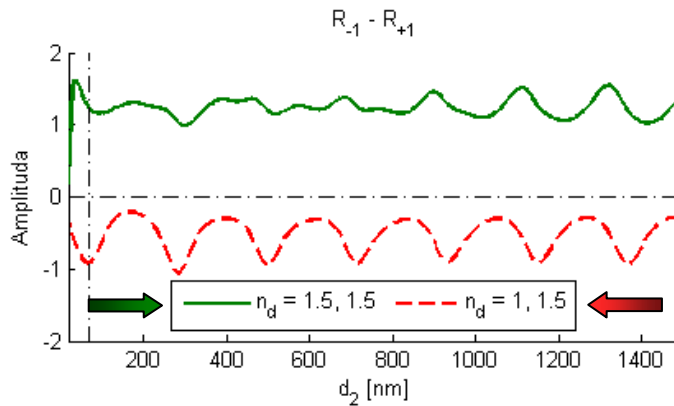
Grubość górnej warstwy warunkuje siłę sprzężenia promieniowania z każdą z warstw. Zbyt gruba górna warstwa powoduje pułapkowanie energii między metalowymi elementami, tworzenie się wirów z minimum natężenia pola w centrum i brak możliwości realizacji relatywnie gładkiego przepływu energii nad powierzchnią struktury. Zbyt cienka, z kolei, nie odbija wystarczająco silnie promieniowania, by umożliwić ukierunkowanie energii.



Rysunek 6.13. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od grubości górnej siatki  $d_1$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $\lambda = 624$  nm,  $d_x = 0,35\lambda$ ,  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ ,  $d_2 = 70$  nm.

Wartość  $d_1$  ma znaczący wpływ na  $\Delta$  w obu strukturach. Wraz ze wzrostem grubości górnej warstwy, różnica amplitud w kilku punktach osiąga 0, co oznacza

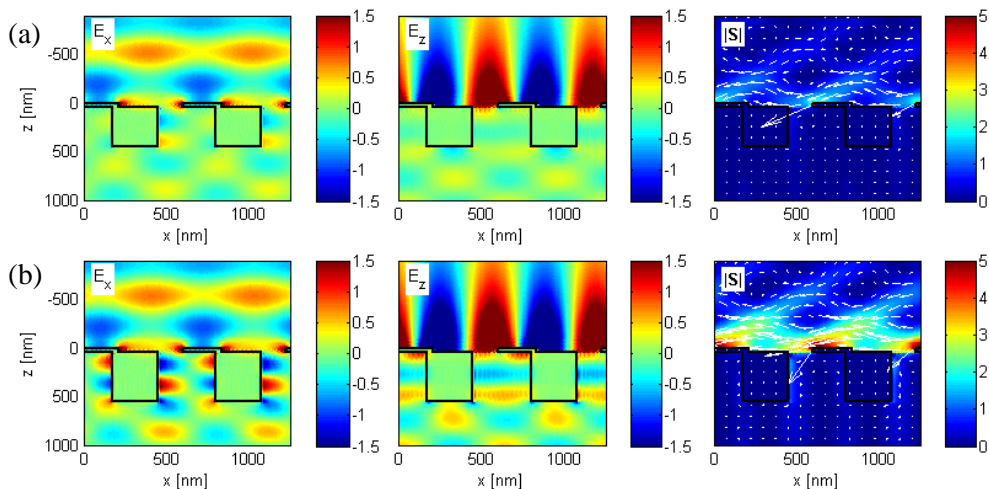
symetryczny rozkład wektora Poyntinga ponad strukturą względem płaszczyzny  $YZ$  i brak wypadkowego przepływu energii wzdłuż struktury. Dalsze zwiększenie grubości górnej warstwy powoduje odwrócenie kierunku propagacji energii dla tych samych konfiguracji. Obie struktury wykazują wielokrotną zmianę kierunkowości w zależności od grubości górnej warstwy. Oznacza to, że w każdej z konfiguracji istnieją takie wartości grubości górnej warstwy, dla których następuje zmiana kierunku propagacji energii przy powierzchni bez zmiany któregośkolwiek z pozostałych parametrów. Tak więc grubość górnej warstwy jest kolejnym parametrem, oprócz przesunięcia czy współczynnika załamania dielektryka, którego zmiana może spowodować odwrócenie kierunku propagacji energii przy powierzchni.



Rysunek 6.14. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od grubości dolnej siatki  $d_2$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm.

Maksymalna amplituda plazmonu poruszającego się w lewo otrzymywana jest dla wysokości górnej warstwy  $d_1 \approx 55$  nm, jednak monotoniczny spadek różnicy amplitud w konfiguracji umożliwiającej propagację energii w prawo powoduje, że równe co do modułu różnicy amplitud w obu konfiguracjach otrzymywane są dla  $d_1 \approx 46$  nm. W miarę zwiększania grubości górnej warstwy, struktury przestają wykazywać przeciwną kierunkowość. Ekstrema dla jednej z konfiguracji zaczynają pokrywać się z wartością  $A$  bliską zero dla drugiej, dlatego interesującym obszarem są zakresy relatywnie małych grubości  $d_1$ .

Z innego punktu widzenia zmniejszenie współczynnika załamania dielektryka w górnej warstwie z  $n_4 = 1,5$  do  $n_4 = 1$  powoduje przesunięcie pierwszego punktu przejściowego z  $d_1 \approx 120 \text{ nm}$  do  $d_1 \approx 30 \text{ nm}$ . Zmniejszenie współczynnika  $n_4$  wpływa na długość fali i warunki rezonansowe na górnej krawędzi metalu, a więc i na różnicę amplitud plazmonów, co skutkuje zmianą odpowiedzi struktury.



Rysunek 6.15. Unormowane amplitudy niezerowych składowych pola elektrycznego:  $E_x$ ,  $E_z$  oraz wartość i kierunek wypadkowego wektora Poyntinga  $|S|$  w pobliżu asymetrycznej dwuwarstwowej struktury o parametrach:  $d_x = 0,35\lambda$ ,  $\lambda = 624 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 46 \text{ nm}$ ,  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ ,  $n_4 = n_5 = 1,5$  oraz (a)  $d_2 = 400 \text{ nm}$ , (b)  $d_2 = 501 \text{ nm}$ . Skale kolorów na odpowiadających sobie wykresach w obu przypadkach są takie same.

Tego typu zależności nie ma dla zmiennej grubości dolnej warstwy (rys. 6.14). Odwrotnie niż poprzednio, wysokość dolnej warstwy nie ma żadnego wpływu na zmianę kierunku propagacji energii, ma jednak wpływ na amplitudę wypadkowego modu. Widać wyraźnie periodyczną zależność o okresie  $\sim 217 \text{ nm}$  amplitudy plazmonu od grubości dolnej warstwy w obu konfiguracjach. Jest to wartość bardzo zbliżona do połowy długości fali w dolnym dielektryku ( $\lambda_{1,5}/2 = 211 \text{ nm}$ ). Dzieje się tak dlatego, że maksymalne wypadkowe amplitudy plazmonów osiągane są w przypadku, gdy na pionowych krawędziach dolnej siatki powstają mody wnikowe. Dolna siatka działa więc jako układ pionowych szczelin umożliwiających powstawanie modów wnikowych w otwartych nanowłókach, które, odbijając się od dolnej krawędzi siatki, tworzą falę stojącą. Wzajemne przesunięcie fazowe plazmonów o rzędach  $+1$  i  $-1$  odbitych od struktury i wchodzących w interakcję

z modami wnątkowymi powoduje periodyczną zależność amplitudy wektora Poyntinga o okresie odpowiadającym wielokrotności połowy długości fali w dielektryku. Pomimo zwiększonej transmisji w strukturze z dopasowaną długością wnątki, będącej wynikiem istnienia modów wnątkowych, konfiguracja ta charakteryzuje się wyższą wartością  $\Delta$ , czyli lepszą kierunkowością przepływu energii.

Rysunek 6.15 przedstawia rozkłady obu składowych pola elektrycznego oraz amplitudę i kierunek wektora Poyntinga dla struktury o parametrach  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  dla dwóch wartości  $d_2$  odpowiadających minimalnej ( $d_2 = 400\text{nm}$ ) i maksymalnej ( $d_2 = 501\text{nm}$ ) wartości  $\Delta$ .

Wzajemne przesunięcie ekstremów obu konfiguracji o  $\sim 38\text{nm}$  jest prawdopodobnie spowodowane różnicą wartości współczynnika wypełnienia górnej warstwy o grubości  $46\text{nm}$ , która zmienia nieco długość wnątki rezonansowej.

Wpływ grubości dolnej warstwy na amplitudę plazmonu poruszającego się w prawo dla konfiguracji  $n_4 = n_5 = 1,5$  wykazuje mniejsze zaburzenia, zwłaszcza dla  $d_2 \leq 800\text{nm}$ . Potwierdza to interpretację, że energia „spływa” po zboczu siatki w przeciwnym kierunku do jej nachylenia i proces ten w mniejszym stopniu zależy od grubości dolnej warstwy powyżej głębokości wnikania pola w metal. Dla mniejszych grubości  $d_2$ , pole nie jest wystarczająco silnie odbijane od warstwy metalu, może się przez nią transmitować i w rezultacie zmniejsza się oddziaływanie pola EM z dolną strukturą i jej zdolność do ukierunkowania przepływu energii. Dlatego też obie krzywe dążą do zera wraz ze zmniejszającą się grubością dolnej warstwy.

### 6.7.3. Zależność od okresu i długości fali

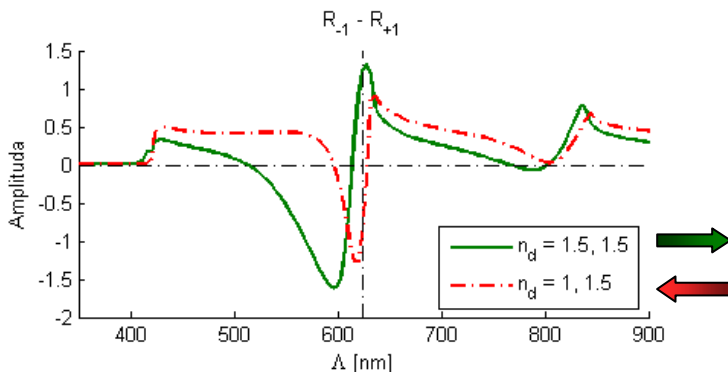
Okres jest parametrem wymagającym bardzo dokładnego dopasowania, gdyż warunkuje dopasowanie fazowe i kąt propagacji poszczególnych rzędów ugięcia względem powierzchni struktury. Rysunek 6.16 przedstawia zależność  $\Delta$  od okresu obu struktur, przy zachowaniu wartości pozostałych parametrów, w szczególności długości fali  $\lambda = 632,8\text{nm}$ .

Co ciekawe, praktycznie w całym zakresie wartości okresu pomiędzy  $200\text{nm}$  a  $1000\text{nm}$  konfiguracja zoptymalizowana tak, by prowadziła plazmony w lewo, kieruje energię w przeciwną stronę. Natomiast konfiguracja przeciwna w większym zakresie powoduje propagację w prawo. Istnieje zakres wartości okresu  $A = 515 \div 595\text{nm}$ , w którym obie struktury odwracają swoje działanie i przekierowują energię w odwrotną stronę niż wynikałoby to z procesu optymalizacji.

Interesujący zakres, w którym różnice amplitud dla obu konfiguracji są wysokie i przeciwne, jest bardzo wąski. Optymalną wartością, zaznaczoną pionową linią na wykresie, jest  $A = 624\text{nm}$ . Okres na szczęście jest parametrem łatwym do kontro-



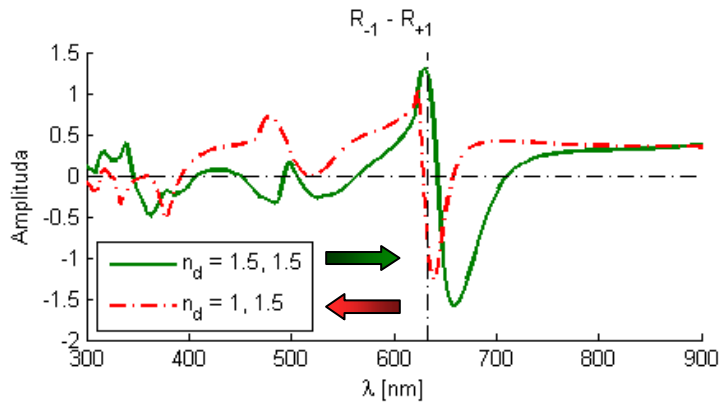
lowania podczas procesu litograficznego, gdyż okresowość struktury jest wyznaczana przez okresowość maski i w bardzo dobrym stopniu może być zachowana, nawet jeśli współczynnik wypełnienia struktury różni się od zakładanego (co ma związek z pionowością krawędzi – trawienie może powodować powstawanie wklęsłych ścianek, co zmniejsza współczynnik wypełnienia struktury, zwłaszcza dla grubych siatek).



Rysunek 6.16. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od okresu struktury  $\Lambda$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $d_x = 0,35\lambda$ ,  $f_1 = 0,372\lambda$ ,  $f_2 = 0,443\lambda$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm. Zmienny okres przy stałych współczynnikach wypełnienia oznacza zmianę rzeczywistego wymiaru poprzecznego pasków metalu i szczelin między nimi.

Kolejne ekstrema są związane z dopasowaniem fazowym coraz to wyższych rzędów ugięcia w obu dielektrykach. Wzrost okresu wiąże się ze zmniejszeniem pierwszej strefy Brillouina. Na wykresie przedstawiony jest zakres odpowiadający dopasowaniu  $\pm 1$  i  $\pm 2$  rzędu dla podłoża (skrajne) oraz  $\pm 1$  rzędu dla powietrza (w centrum).

Dla okresu mniejszego od  $\Lambda \approx 422$  nm struktura jest przez falę o długości  $\lambda = 632,8$  nm traktowana w przybliżeniu jako jednorodna. Dla obu konfiguracji różnice amplitud plazmonów propagujących się w przeciwnych kierunkach są równe zero, co oznacza, że struktura taka jest praktycznie jednorodną warstwą. Wartość ta odpowiada długości fali padającej w ośrodku dielektrycznym o współczynniku załamania 1,5.

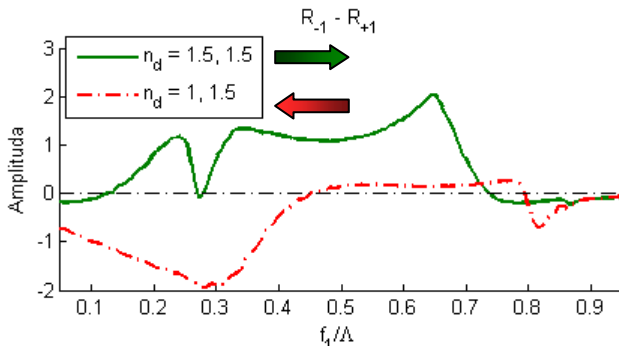


Rysunek 6.17. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od długości fali padającej na strukturę  $\lambda$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm.

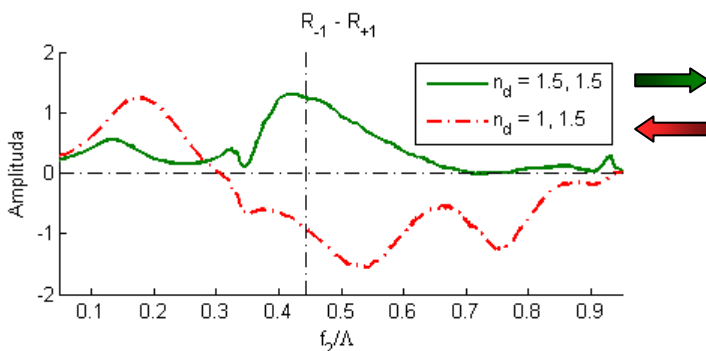
Podobnie jak w przypadku okresu, tak i zakres długości fali, dla którego dana struktura pozwala na zmianę kierunku propagacji energii, jest bardzo wąski (rys. 6.17). Duża różnica amplitud dla obu konfiguracji występuje w bardzo wąskim zakresie (z maksimum oznaczonym pionową przerywaną linią). Jednoczesne odwrócenie działania obu konfiguracji następuje dla dwóch głównych zakresów:  $\lambda = 450 \div 490$  nm oraz  $\lambda = 660 \div 710$  nm, jednak różnice amplitud są mniejsze niż dla  $\lambda = 632,8$  nm i nie jest to optymalny układ.

#### 6.7.4. Zależność od współczynnika wypełnienia

Rysunki 6.18 i 6.19 przedstawiają odpowiednio zależność  $\Delta$  od współczynnika wypełnienia górnej i dolnej siatki. Wpływ wypełnienia  $f_1$  górnej warstwy dla struktury wypełnionej dielektrykiem do połowy (czerwona linia) można podzielić na dwa zakresy: poniżej i powyżej wartości  $f_1 = 0,45\Lambda$ . Dla mniejszych wypełnień struktura efektywnie prowadzi plazmony w lewą stronę, natomiast dla wyższych wartości wypełnienia różnica amplitud jest praktycznie równa zero. W przypadku struktury całkowicie wypełnionej dielektrykiem zakres kierowania plazmonów w prawo kończy się dla większych wypełnień, ok.  $f_1 \approx 0,7\Lambda$ , z minimum dla  $f_1 \approx 0,3\Lambda$ .



Rysunek 6.18. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od współczynnika wypełnienia górnej warstwy  $f_1$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_2 = 0,443A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm.



Rysunek 6.19. Różnica modułów amplitud  $-1$  i  $+1$  odbitego rzędu ugięcia w zależności od współczynnika wypełnienia dolnej warstwy  $f_2$ . Zielona ciągła linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_4 = n_5 = 1,5$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w prawo, czerwona przerywana linia: struktura o współczynnikach  $n_3 = n_5 = 1,5$ ,  $n_4 = 1$ , dla zoptymalizowanych parametrów kierująca energię w lewo. Pozostałe parametry są stałe dla obu konfiguracji:  $\lambda = 632,8$  nm,  $A = 624$  nm,  $d_x = 0,35A$ ,  $f_1 = 0,372A$ ,  $d_1 = 46$  nm,  $d_2 = 70$  nm.

Wypełnienie dolnej warstwy także znacząco wpływa na działanie obu struktur. W konfiguracji  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  pozwala na odwrócenie kierunku przepływu energii przy wartości  $f_2 = 0,3A$ . Konfiguracja  $n_4 = n_5 = 1,5$  nie pozwala na zmianę kie-

runku propagacji energii dla żadnej wartości współczynnika wypełnienia dolnej warstwy.

Co ciekawe, jedynie konfiguracja  $n_4 = 1$ ,  $n_5 = 1,5$  umożliwia zmianę kierunku uwarunkowaną zmianą współczynnika wypełnienia, i to także tylko dla dolnej warstwy. Konfiguracja  $n_4 = n_5 = 1,5$  w zasadzie dla żadnej wartości  $f_1$  i  $f_2$  nie pozwala na propagację w lewo.

## 6.8. Wnioski

Przedstawiona prosta dwuwarstwowa struktura, złożona z dwóch jednowymiarowych metalowych siatek dyfrakcyjnych o przekroju prostokątnym, zanurzona w dielektryku o wyższym współczynniku załamania, może być wykorzystana do kontroli zachowania się pola EM w pobliżu struktury. Odpowiedni dobór parametrów geometrycznych i materiałowych struktury umożliwia wybór jednego z dwóch kierunków propagacji energii w polu bliskim.

Przedstawiony problem analizowany jest w wyidealizowanej geometrii – struktura jest nieskończona, pole pobudzające przyjmuje postać fali płaskiej. Jednak nawet ta wyidealizowana geometria pozwala na identyfikację ciekawego zjawiska. Okazuje się, że nawet niewielka zmiana przesunięcia poziomego warstw bądź zmiana kontrastu współczynnika załamania wypełniającego siatkę pozwala na przekierowanie większości energii do  $+1$  lub  $-1$  rzędu ugięcia i determinację kierunku jej przepływu.

W zależności od konfiguracji istnieją także inne parametry, których zmiana może powodować zmianę kierunku propagacji wypadkowego plazmonu wzdłuż struktury, np. grubość górnej warstwy, współczynnik załamania wypełnienia dielektrycznego, okres, współczynnik wypełnienia dolnej warstwy. Wszystkie te parametry wpływają na warunki propagacji plazmonów w obu kierunkach, a więc na ich amplitudy. Pozwala to na zmianę kierunku przepływu energii przy bardzo małej zmianie któregoś w parametrów geometrycznych bądź materiałowych struktury. Co więcej, także manipulacja długością fali padającej prowadzi do wyraźnych zmian kierunku na tej samej strukturze przy zachowaniu padania normalnego.

Zlokalizowane plazmony powstające na siatce o przesunięciu  $d_x = 0$ , w miarę zwiększania przesunięcia względnego warstw nabierają charakteru propagacyjnego, co można zaobserwować na wykresie składowej pola elektrycznego prostopadłej do kierunku propagacji ( $E_z$ ).

Zaletą opisanej konfiguracji jest łatwość jej produkcji. Zastosowanie fotolitografii bądź zogniskowanej wiązki jonów pozwala na szybkie i relatywnie tanie wykonanie podobnych struktur. Dodatkowo, fotolitografia jest procesem symultanicznym,

który umożliwia jednoczesne wytrawienie dużej ilości jednakowych struktur podczas jednego procesu.

Przedstawiona geometria może znaleźć wiele różnych zastosowań w fotonice. Może służyć np. jako optyczne urządzenie do kontroli przepływu energii elektromagnetycznej. Zachowując zalety padania normalnego, stwarza możliwość manipulacji kierunkiem propagacji energii. Tego typu struktury mogą być częścią projektowanych przełączników optycznych, sprzęgaczy kierunkowych, falowodów plazmonowych.

Podobne struktury, po dalszej optymalizacji, mogą służyć jako koncentratory optyczne (light harvesting structures). Dzięki złamaniu symetrii siatki poprzez stworzenie szczeliny mniejszej od długości fali pomiędzy dwiema asymetrycznymi siatkami o odwróconej symetrii oraz odpowiednim dopasowaniu różnicy faz SPP propagujących się z obu stron w stronę szczeliny, można otrzymać silną koncentrację promieniowania w centrum struktury. Tego typu struktury mogą być naparowane na fotodetektor i służyć do zwiększenia jego czułości na sygnał optyczny poprzez skupienie światła z większego obszaru na elemencie detekcyjnym o małych wymiarach, które zapewniają niski poziom szumów.

Dodatkową zaletą struktury złożonej z metalowych pasków zanurzonych w dielektryku jest fakt, że pole EM jest silnie ograniczone do bliskiego otoczenia metalowej siatki, co wynika z analizy składowych pola  $E_x$  i  $H_y$ . Silne wzmocnienie pola w bliskim otoczeniu pasków metalu pozwala na optyczną wizualizację nawet bardzo delikatnych (biologicznych) nanoobiektów w rozdzielczości lepszej niż rozdzielczość określona przez kryterium dyfrakcji Rayleigha, także w środowisku wodnym ( $n_{H_2O} = 1.33$ ). Dodatkowo, adsorpcja molekuly na powierzchni siatki zmienia współczynnik załamania ośrodka i, tym samym, warunki wzbudzenia plazmonu, co powoduje, że niezwykle czule na zmianę warunków zewnętrznych rezonanse plazmonowe mogą służyć do wykrywania nawet śladowych ilości molekuł w płynie czy gazie.



## Analiza modów cząstkowych struktury

W poprzednim rozdziale przedstawiona została dwuwarstwowa struktura z asymetrycznością związaną ze wzajemnym położeniem obu siatek dyfrakcyjnych oraz z wypełnieniem dielektrycznym. W tym rozdziale przeanalizowane zostaną mody cząstkowe (partial modes) istniejące na strukturach jednowarstwowych (niekończona warstwa metalu i jednowarstwowa periodyczna siatka metalowa). Ze względu na symetrię struktury jednowarstwowej względem płaszczyzny  $YZ$ , w rozdziale tym nie zostanie poruszone zagadnienie kierunkowości przepływu energii w polu bliskim, a analiza odpowiedzi optycznej struktury jednowarstwowej jest niezbędna do zrozumienia oddziaływań międzymodowych zachodzących w bardziej skomplikowanych układach. Asymetria rozkładu pola bliskiego przy padaniu normalnym wymaga asymetrii samej struktury (osiągalnej np. poprzez przesunięcie względem siebie dwóch siatek dyfrakcyjnych), która prowadzi do sprzężenia pomiędzy warstwami i skomplikowanego mieszania się modów różnych rodzajów wzbudzanych na poszczególnych siatkach. Prowadzi to do wzbudzania dodatkowych modów sprzężonych związanych z oddziaływaniem pomiędzy siatkami jednowarstwowymi. Niektóre z tych modów sprzężonych mają wpływ na kierunkowość przepływu energii. Analiza tak skomplikowanego układu wybiega jednak poza ramy niniejszej pracy ze względu na ograniczoną ilość miejsca.

Identyfikacja modów cząstkowych na prostych strukturach pozwala na analizę złożonych modów sprzężonych istniejących na bardziej skomplikowanych, rozseparowanych asymetrycznych strukturach wielowarstwowych, pozwalających na jednokierunkowe wzbudzenie SPP. Każdy z modów cząstkowych stanowi przyczynek do całkowitej odpowiedzi optycznej struktury, która jest złożeniem wszystkich pojedynczych rezonansów oddziałujących ze sobą na różne sposoby. W rozdziale tym opisane zostaną mody istniejące na pojedynczych paskach metalu w siatce (zarówno mody cząsteczkowe wzbudzone na równoległych krawędziach i sprzężone ze sobą poprzez metal, co prowadzi do powstania przerwy energetycznej i rozszczepienia poziomów energetycznych, jak i mody na krawędziach optycznie grubych pasków metalu, mogące oddziaływać ze sobą jedynie poprzez wnęki w strukturze), a także mody wnękowe powstające w szczelinach mniejszych od długości fali w perforowa-

nej warstwie metalu, prowadzące do nadzwyczaj silnej transmisji optycznej. Ich podstawowe własności ukazują bogactwo odpowiedzi optycznej struktury, wielość modów, które można kontrolować poprzez zmianę parametrów geometrycznych i materiałowych.

Periodycznie ułożone metalowe nanoobiekty bądź defekty na powierzchni metalu o okresie porównywalnym z długością fali plazmonu (np. metalowa siatka dyfrakcyjna), mogą być w pewnym stopniu przybliżone modelem kryształu fotonicznego (polarytonowego) jedno- lub dwuwymiarowego, co pozwala na analizę tego typu struktur przy wykorzystaniu pojęć znanych z fizyki ciała stałego. Małe nierówności powierzchni mogą być traktowane jako niewielkie zaburzenie i analizowane w przybliżeniu za pomocą metody efektywnego współczynnika załamania [87], tak jak w przypadku kryształów fotonicznych [68] bądź metamateriałów. W przypadku większych elementów rozpraszających, przybliżenie to jest w polu bliskim coraz mniej dokładne. Właściwości optyczne i propagacja fali elektromagnetycznej w periodycznych strukturach fotonicznych mogą więc być analizowane analogicznie do propagacji fal elektronowych w kryształach rzeczywistych. W obu przypadkach powstają energetyczne pasma zabronione (fotoniczne przerwy energetyczne), gdy okres periodyczności struktury jest porównywalny z długością fali. Zakres kontroli właściwości optycznych kryształu fotonicznego jest bardzo szeroki dzięki możliwości modyfikacji parametrów geometrycznych i materiałowych.

Jeśli padająca fala EM ma składową pola elektrycznego prostopadłą do powierzchni, wzbudzone zostają fale gęstości ładunków powierzchniowych w metalu – plazmony. SPP niosą energię, której dyssypacja może następować w sposób radiacyjny bądź nieradiacyjny [91]. Plazmon poruszający się po gładkiej powierzchni metalu jest nieradiacyjny, ze względu na brak dopasowania fazowego w stosunku do światła propagującego się w ośrodku dielektrycznym. Napotykając jednak na niejednorodność na powierzchni (pojedynczą szczelinę, wybrzuszenie czy strukturę periodyczną) może wyprząc się i wypromieniować w postaci fali elektromagnetycznej.

Siła sprzężenia pomiędzy plazmonami istniejącymi w strukturze, oraz pomiędzy światłem padającym i plazmonami, a także wpływ tych oddziaływań na położenie poszczególnych rezonansów wpływają znacząco na właściwości i funkcjonalność plazmonowych urządzeń optycznych. Właściwości danej struktury charakteryzowane są przez sprzężenie plazmon-plazmon i światło-plazmon oraz ich wpływ na położenie spektralne rezonansów SP [92].

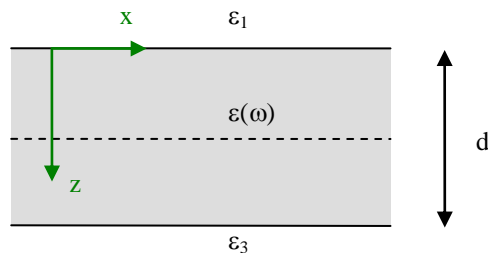
Plazmonowe kryształy fotoniczne (polarytonowe) znajdują wiele zastosowań w urządzeniach optycznych jako falowody plazmonowe [61, 62, 93, 94], sprzęgacze kierunkowe [95], urządzenia do wyprzegania światła ze struktur emitujących świa-



tło, w generacji drugiej harmonicznej, powierzchniowo wzmocnionym rozpraszaniu Ramana czy kwantowej elektrodynamice.

## 7.1. Mody struktury warstwowej dielektryk-metal-dielektryk (IMI)

Najprostszą strukturą jednowarstwową jest jednorodna warstwa metalu. Mod plazmowy istniejący na pojedynczej granicy dielektryk/metal, wraz z analizą jego propagacji i warunkami wzbudzenia został omówiony w części teoretycznej. Obecnie skupimy się na przypadku, gdy dwa plazmony powierzchniowe propagują się po obu powierzchniach cienkiej warstwy metalu i mogą ze sobą oddziaływać.



Rysunek 7.1. Schemat metalowej warstwy o grubości  $d$  i funkcji dielektrycznej  $\varepsilon(\omega)$ , otoczonej ośrodkami dielektrycznymi o różnej w ogólności współczynnikach załamania  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_3$ .

Okno transmisyjne metalowej warstwy o grubości kilkudziesięciu nm ograniczone jest od strony wysokich częstotliwości poprzez absorpcję wewnętrzną ze względu na przejścia między pasmami, a od strony niskich częstotliwości przez silne odbicie od metalowej powierzchni metalu ze względu na bardzo małą głębokość wnikania promieniowania w metal (spowodowaną jego wysoką przewodnością).

Na nieskończenie długiej warstwie metalu mogą istnieć tylko dwa mody nieradiacyjne o polaryzacji TM. Mody te powstają ze sprzężenia pojedynczych rezonansów na poszczególnych granicach warstwy metalu i wykazują dyspersję w zależności od grubości warstwy.

Rozpatrzmy system złożony z cienkiej warstwy metalu o zespolonej i zależnej od częstotliwości funkcji dielektrycznej  $\varepsilon(\omega)$  w regionie  $0 < z < d$  znajdującej się na podłożu dielektrycznym  $\varepsilon_3$  ( $z > d$ ) i przykrytej dielektrykiem  $\varepsilon_1$  ( $z < d$ ) (rys. 7.1). Dla fal elektromagnetycznych o polaryzacji TM zlokalizowanych na obu powierzchniach metalu i zanikających w kierunkach prostopadłych, jedyna niezerowa składowa pola magnetycznego w każdym z ośrodków może być zapisana jako:

$$H_y(x, y, z, t) = \begin{cases} A \cdot e^{-jk_x - k_z^1 z + j\omega t} & \text{dla } z < 0, \\ \left( B e^{-k_z^d z} + C e^{k_z^d z} \right) \cdot e^{-jk_x + j\omega t} & \text{dla } 0 < z < d, \\ D \cdot e^{-jk_x + k_z^3 z + j\omega t} & \text{dla } z > d, \end{cases} \quad (7.1)$$

gdzie składowe normalne wektorów falowych dane są wzorami:

$$\begin{aligned} k_z^1 &= \sqrt{k^2 - (\omega/c)^2} \varepsilon_1, \\ k_z^3 &= \sqrt{k^2 - (\omega/c)^2} \varepsilon_3. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Z warunków brzegowych na ciągłość składowych  $E_x$  i  $H_y$  otrzymujemy relację dyspersji dla plazmonów polarytonów powierzchniowych na cienkiej warstwie metalu zależną od jej grubości [67]:

$$\left[ \frac{k_z^1}{\varepsilon_1} + \frac{k_z^m}{\varepsilon(\omega)} \right] \cdot \left[ \frac{k_z^3}{\varepsilon_3} + \frac{k_z^m}{\varepsilon(\omega)} \right] = \left[ \frac{k_z^1}{\varepsilon_1} - \frac{k_z^m}{\varepsilon(\omega)} \right] \cdot \left[ \frac{k_z^3}{\varepsilon_3} - \frac{k_z^m}{\varepsilon(\omega)} \right] \cdot e^{-2k_z^m d}. \quad (7.3)$$

Antysymetria znaków we wzorze (7.3) związana jest ze zmianą znaku jednej ze składowych pól przy odbiciu od granicy ze względu na zmianę kierunku propagacji fali odbitej w stosunku do padającej. Dla dużych grubości warstwy ( $k_z^m d \gg 1$ ) pole EM jest absorbowane w metalu i plazmon na dolnej granicy nie zostaje wzbudzony. Relacja dyspersji plazmonu powierzchniowego na warstwie metalu (7.3) sprowadza się wtedy do relacji plazmonu powierzchniowego dla płaskiej granicy dielektryk/metal (4.23).

W przypadku warstwy metalu w symetrycznym otoczeniu równanie (7.3) po przekształceniach można zapisać jako:  $\left[ \frac{k_z^d/\varepsilon_d + k_z^m/\varepsilon(\omega)}{k_z^d/\varepsilon_d - k_z^m/\varepsilon(\omega)} \right]^2 = e^{-2k_z^m d}$ . W miarę

zmniejszania grubości metalowej warstwy zwiększające się sprzężenie pomiędzy plazmonami na obu granicach powoduje, że oddziaływanie pomiędzy ich polami elektromagnetycznymi nie może być zaniechane. W tym przypadku istnieje para równań opisujących relacje dyspersji modów sprzężonych o niższej i wyższej energii, które są wynikiem założenia równości stałych dielektrycznych ośrodków zewnętrznych  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_d$  i stanowią dwa rozwiązania powyższego równania [68].

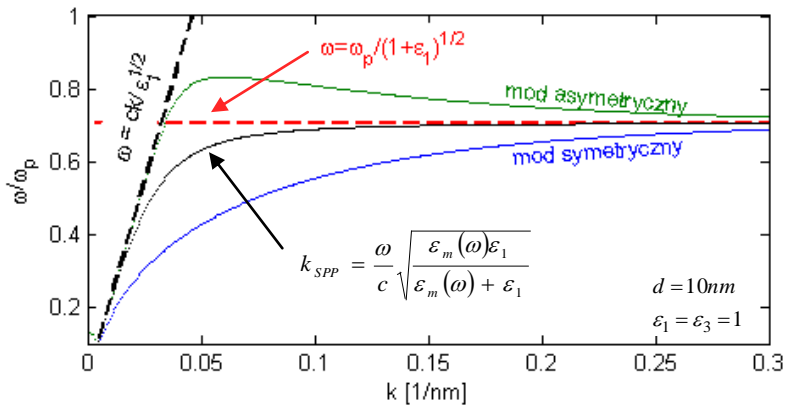
W obliczeniach, po spierwiastkowaniu obu stron, wykorzystuje się definicje funkcji hiperbolicznych przedstawione za pomocą funkcji wykładniczych:

$$\begin{cases} \frac{\varepsilon(\omega) k_z^d}{\varepsilon_d k_z^m} = -\coth\left(k_z^m \frac{d}{2}\right), \\ \frac{\varepsilon(\omega) k_z^d}{\varepsilon_d k_z^m} = -\tanh\left(k_z^m \frac{d}{2}\right), \end{cases} \quad (7.4)$$

opisujących mody, w których składowa pola elektrycznego  $E_x$  styczna do powierzchni jest odpowiednio symetryczną (mod o niższej częstotliwości) i asymetryczną (mod o wyższej częstotliwości) funkcją względem środka warstwy metalu (płaszczyzny  $z = d/2$ ). Dla dużych wektorów falowych, osiągalnych tylko dla bezstratnego metalu, bądź dla grubej warstwy mody przestają być ze sobą sprzężone, a relacje dyspersji na obu granicach metalu stają się coraz mniej zaburzone. Częstotliwości obu modów dążą odpowiednio do wartości granicznych opisanych wzorami [65]:

$$\begin{cases} \omega_- = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}} \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon_d e^{-k_{SPP}d}}{1 + \varepsilon_d}}, \\ \omega_+ = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}} \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_d e^{-k_{SPP}d}}{1 + \varepsilon_d}}. \end{cases} \quad (7.5)$$

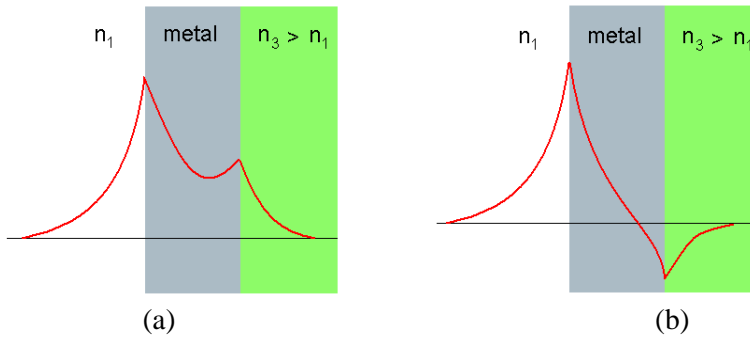
Oznacza to, że dla  $e^{-k_{SPP}d} \rightarrow 0$  dążą one do krzywej odpowiadającej dyspersji modu na pojedynczej granicy metalu z dielektrykiem zbiegającej asymptotycznie do wartości  $\omega = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d}$ , co w przypadku plazmonu na granicy powietrze/metal sprowadza się do relacji  $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$ .



Rysunek 7.2. Dyspersja dla plazmonów powierzchniowych na warstwie metalu w symetrycznym otoczeniu. Czerwona przerywana prosta oznacza częstotliwość graniczną plazmonu na pojedynczej granicy. Czarna przerywana prosta jest linią dyspersji światła w powietrzu. Czarna krzywa – relacja dyspersji dla pojedynczej granicy (bądź bardzo grubej warstwy metalu), niebieska linia – mod symetryczny o niższej częstotliwości, zielona linia – mod asymetryczny o wyższej częstotliwości.

Urojona część liczby falowej modu o niższej energii (modu symetrycznego) rośnie wraz ze zmniejszaniem grubości metalu, co powoduje wzrost tłumienia i skrócenie się drogi propagacji modu symetrycznego (tzw. short-range SPP, krótkozasię-

gowej SPP). W przypadku modu asymetrycznego jest odwrotnie – urojona część liczby falowej maleje, tłumienie maleje, co prowadzi do zwiększonej drogi propagacji (tzw. long-range SPP, długozasięgowy SPP). Fizycznie wiąże się to z faktem, że składowa styczna pola elektrycznego w przypadku modu asymetrycznego znika w centrum warstwy. W rezultacie mniejsza część pola EM jest zawarta w metalu i tłumienie nie jest tak silne jak w przypadku modu o niższej energii. Natężenie pola modu symetrycznego (o niższej energii) nie znika w centrum warstwy, więc wraz ze zmniejszaniem grubości warstwy coraz większa część pola zawarta jest w metalu. Rysunek 7.3 przedstawia poglądowo amplitudę pola elektrycznego w cienkiej warstwie metalu w przypadku asymetrycznego otoczenia. W granicy, gdy grubość metalu zbiega do zera ( $d = 0$ ), relacja dyspersji modu o wyższej energii pokrywa się z dyspersją dla światła w ośrodku, więc mod ten jest coraz słabiej sprzężony z metalem i w końcu ewoluuje w falę płaską TEM (transverse electromagnetic wave) propagującą się w jednorodnym ośrodku dielektrycznym. Natomiast mod o niższej energii zanika.



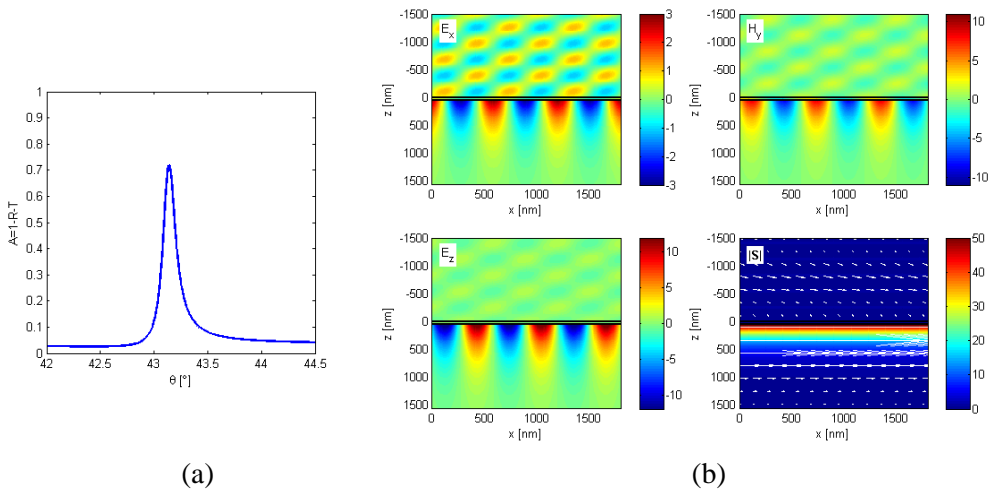
Rysunek 7.3. Amplituda pola elektrycznego SPP dla metalowej warstwy w asymetrycznym otoczeniu dla modu (a) symetrycznego o niższej energii i (b) asymetrycznego o wyższej energii.

Rozszczepiony mod o wyższej energii nie może zwiększyć energii ponad linię dyspersji dla światła  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_d}$ , ponieważ zapobiega temu sprzężenie z propagującym się promieniowaniem. Dlatego właśnie przerwa energetyczna jest asymetryczna – podczas zwiększania grubości siatki (w dużej objętości metalu), mod o niższej częstotliwości znacząco redukuje swoją częstotliwość w porównaniu do przesunięcia ku błękitowi modu o wyższej energii, który może jedynie zbliżyć się asymptotycznie do linii dyspersji światła wraz ze zwiększaniem grubości.

W przypadku, gdy współczynniki podłoża i powietrza nie są sobie równe, następuje zwiększenie składowej stycznej wektora falowego w ośrodku o wyższym współczynniku załamania z wartości  $k = \omega/c \cdot \sin \theta$  w próżni do wartości

$k_d \sin \theta = \omega/c \cdot \sqrt{\varepsilon_d} \sin \theta$  w dielektryku o stałej dielektrycznej  $\varepsilon_d$ . Zwiększenie wektora falowego plazmonu propagującego się po granicy metalu z dielektrykiem o współczynnik załamania ośrodka. Tak więc częstotliwości wzbudzenia plazmonu na dolnej powierzchni będą inne niż na górnej.

Rysunek 7.4(a) przedstawia absorpcję warstwy metalu o grubości  $d = 60$  nm oświetlanej falą płaską o długości  $\lambda = 632,8$  nm w konfiguracji Kretschmanna od strony dielektryka o większej stałej dielektrycznej ( $\varepsilon_1 = 2,25$ ) niż podłoże ( $\varepsilon_3 = 1$ ), pod kątem powyżej całkowitego wewnętrznego odbicia (w tej konfiguracji  $\theta_{TIR} = 41,81^\circ$ ) padającej z góry z lewej strony. Dla kąta rezonansowego ( $\theta = 43,14^\circ$ ), dla którego wzbudzony zostaje plazmon powierzchniowy na dolnej krawędzi, przedstawiony został rozkład składowych pola EM oraz wektor Poyntinga określający kierunek przepływu energii (rys. 7.4(b)).

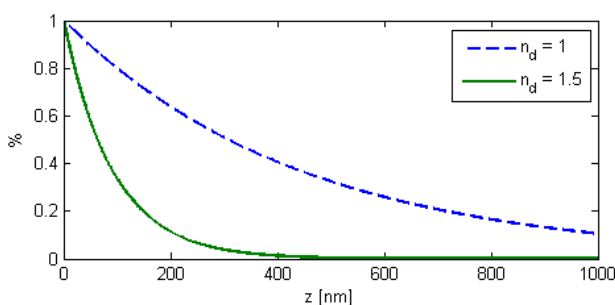


Rysunek 7.4. (a) Absorpcja warstwy metalu o grubości  $d = 60$  nm w zależności od kąta padania fali płaskiej o długości  $\lambda = 632,8$  nm w konfiguracji Kretschmanna ( $\varepsilon_1 = 2,25$ ,  $\varepsilon_3 = 1$ ). (b) Rozkład niezerowych składowych pola EM oraz wektora Poyntinga dla rezonansowego kąta padania ( $\theta = 43,14^\circ$ ).

Plazmon na dolnej krawędzi warstwy metalu częściowo rozprasza się z powrotem, a promieniowanie to jest w przeciwfazie z falą padającą. Następuje negatywna interferencja i minimalizacja odbicia od metalu. Pole radiacyjne, będące w przeciwfazie, jest częściowo absorbowane w metalu i przekształcane w ciepło.

Wewnętrzne tłumienie w metalu ma następujący mechanizm: pole elektromagnetyczne plazmonu wzbudza pary elektron–dziura na poziomie Fermiego. Podczas

powrotu do stanu podstawowego wypromieniowany zostaje foton i wytwarza się ciepło. Energia może być tracona także przez emisję fotoelektronów, jeśli energia pobudzająca jest większa od pracy wyjścia metalu  $\hbar\omega \geq W$ . Tłumienie radiacyjne zaś polega na transformacji plazmonu (jako fali zanikającej w kierunku prostopadłym do powierzchni) w falę EM propagującą się w dielektryku o wyższym współczynniku załamania po przeciwnej stronie warstwy metalu (ATR – attenuated total reflection, osłabione całkowite odbicie). Im grubszy metal (dłuższa droga do przebycia w metalu), tym większe następuje tłumienie.



Rysunek 7.5. Amplituda pola plazmonu w dielektryku, w kierunku prostopadłym do granicy z metalem w zależności od odległości od granicy w różnych dielektrykach o współczynnikach załamania  $n_d = 1$  i  $n_d = 1,5$ .

Amplituda pola plazmonu w dielektryku, w kierunku prostopadłym do granicy z metalem, zanika jak  $\sim e^{-|k_{zd}||z|}$ . Rysunek 7.5 przedstawia zanikanie pola w zależności od odległości od granicy, na której wzbudzany jest plazmon w dwóch dielektrykach o współczynnikach załamania  $n_d = 1$  i  $n_d = 1,5$ . Widać wyraźnie o wiele większe ograniczenie pola do bliskiego otoczenia metalu w przypadku dielektryka o większym współczynniku załamania.

## 7.2. Mody jednowymiarowej jednowarstwowej struktury periodycznej

Eksperymentalnie, właściwości optyczne pojedynczego paska metalu mogą być uzyskane dzięki analizie struktury periodycznej złożonej z identycznych obiektów odległych od siebie na tyle, by uniemożliwić bezpośrednie oddziaływanie pomiędzy sąsiednimi elementami struktury. Pozycja spektralna modu zlokalizowanego na pojedynczym pasku metalu uzależniona jest, poza parametrami materiałowymi, od jego szerokości i grubości. O ile wzbudzenie plazmonów zlokalizowanych na obiek-

tach trójwymiarowych (np. nanokulkach) jest możliwe dla każdej polaryzacji, o tyle wzbudzenie plazmonu na dwuwymiarowym pasku metalu wymaga polaryzacji TM (pole elektryczne musi być skierowane poprzecznie w stosunku do osi paska). Tylko taka konfiguracja zapewnia dopasowanie rozkładu pola do przestrzennego ograniczenia elektronów w nanodrucie i wzbudzenie SPP.

Oddziaływanie obiektów mniejszych od długości fali z polem EM może być opisane za pomocą modelu quasistatycznego, w którym przyjmuje się, że wzbudzenia plazmonowe mają charakter dipolowy (pomijane są wyższe rzędy rezonansowe) i warunek na wzbudzenie plazmonu na nieskończonej długości walca określony jest jako:  $\varepsilon_d = -\varepsilon(\omega)$ . Dla nanodrutów o przekroju innym niż okrągły istnieją w ogólności dwa różne warunki na wzbudzenie plazmonów związane z wymiarami obu osi poprzecznych. Dodatkowo, gdy wymiary poprzeczne paska metalu są porównywalne z długością fali (zwiększenie przekroju czynnego paska ponad limit quasistatyczny), następuje zmiana warunków rezonansowych i przesunięcie częstości rezonansowej ku czerwieni oraz poszerzenie piku, z możliwością wzbudzenia rezonansów wyższych rzędów. Wyjaśnienie tego zachowania opiera się na zjawisku tłumienia radiacyjnego i efektach opóźnienia, związanych ze skończoną wartością prędkości światła [96].

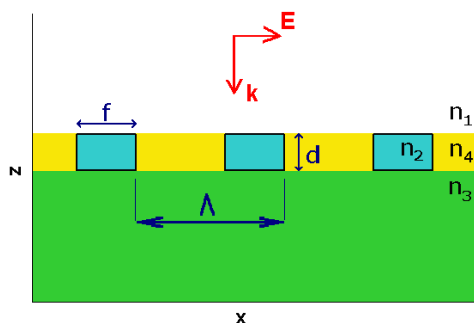
Optyczne właściwości materiałów mogą być w dużym stopniu kontrolowane dzięki periodyzacji powierzchni w skali porównywalnej z długością światła. W odróżnieniu od pojedynczych elementów metalowych, odpowiedź optyczna periodycznie ułożonych nanoelementów będzie zmodyfikowana przez ich wzajemne oddziaływania w polu bliskim i dalekim. Periodycznie modulowana warstwa metalu, poprzez dyfrakcję Bragga, pozwala na wzbudzenie i propagację plazmonów powierzchniowych, a także ich radiacyjne wyprzęganie ze struktury. Periodyczność struktury wprowadza znaczące zmiany w relacji dyspersji ze względu na oddziaływanie pomiędzy elementami siatki w kolejnych okresach i możliwość zredukowania periodycznej relacji dyspersji do pierwszej strefy Brillouina. To prowadzi bądź do rozpraszania propagujących się plazmonów powierzchniowych w inne plazmony powierzchniowe, bądź do ich wypromieniowania w postaci światła.

Rozpraszanie SPP w SPP powoduje zwiększoną interferencję pomiędzy tymi modami, co prowadzi do powstania fal powierzchniowych spełniających warunek Blocha oraz do otwarcia się przerw energetycznych. Fale Blocha mogą być wzbudzone w kryształach polarytonowych pod kątami rezonansowymi, dla których warunek na relację dyspersji SPP na strukturze periodycznej oraz warunek dyfrakcyjny na siatce są spełnione jednocześnie. Przerwa energetyczna tworzy się w wyniku tłumienia modów plazmonowych dla częstości rezonansowych wewnątrz przerwy. Jest to skutkiem oddziaływania dwóch plazmonów poruszających się w przeciwnych kierunkach. Powstała fala stojąca powoduje rozszczepienie poziomów energetycz-

nych modów – tym większe, im silniejsze jest oddziaływanie między plazmonami. Z kolei rozpraszanie SPP w postaci światła zwiększa straty radiacyjne i powoduje spektralne poszerzenie i przesunięcie rezonansu SPP [68].

Jedną z prostszych struktur periodycznych umożliwiających wzbudzenia plazmonowe jest łańcuch metalowych nanocząstek ograniczonych w trzech wymiarach. W takim przypadku do opisu układu odpowiednia jest teoria rozpraszania Mie bazująca na równaniach Maxwella, która pozwala na dokładne rozwiązanie problemu rozpraszania pola EM na sferycznych cząstkach o dowolnej średnicy. Przybliżenie dipolowe, w którym pomijane są rezonanse wyższych rzędów na nanocząstkach w łańcuchu, jest uzasadnione w przypadku cząstek o wymiarach dużo mniejszych niż odległości  $r$  między nimi [65]. Można wyodrębnić dwa zakresy oddziaływań w łańcuchu. W polu bliskim (elektrostatycznym) i dalekim (elektrodynamicznym) dipol charakteryzuje się różnymi rozkładami pola elektrycznego.

Pole bliskie, o zależności  $r^{-3}$ , dominuje dla odległości międzycząsteczkowych o wiele mniejszych od długości fali. Ma wtedy miejsce silna lokalizacja pola w przestrzeniach między cząsteczkami wynikająca z silnego tłumienia rozpraszania w pole dalekie dzięki wzbudzeniu modów plazmonowych w kolejnych cząsteczkach łańcucha. W zależności od polaryzacji światła padającego, wzbudzone są albo mody poprzeczne (TE), które, poprzez zwiększenie sił przywracających, powodują zwiększenie częstości rezonansowej, bądź mody podłużne (TM), zmniejszające te siły i obniżające częstość rezonansową.



Rysunek 7.6. Schemat jednowymiarowej jednowarstwowej struktury periodycznej otoczonej ośrodkami dielektrycznymi o różnych, w ogólności, współczynnikach załamania.

Drugim zakresem jest tzw. pole dalekie o zależności od odległości  $r^{-1}$ . Radiacyjne pole dalekie dipolu jest skoncentrowane głównie w płaszczyźnie prostopadłej do jego osi. Taki rozkład pola sprawia, że sprzężenie między sąsiednimi dipolami jest słabe, gdy są one spolaryzowane wzdłuż wspólnej osi (polaryzacja TM) [97].



Sprężenie w polu dalekim może wpływać zarówno na częstość jak i szerokość spektralną rezonansu.

Poprzez zmianę odległości między paskami metalu (zmianę okresu) można modyfikować parametry kolektywnych oscylacji (częstość i szerokość spektralną). Jeśli cząstki w nanołańcuchu są położone bardzo blisko siebie (nieomal się dotykają), oddziałują między sobą głównie poprzez pole elektrostatyczne, co prowadzi do zupełnie innych rozkładów spektrum absorpcji w porównaniu z reżimem radiacyjnego pola dalekiego. Ze względu na swoją elektrostatyczną naturę, sprężenie w polu bliskim może być analizowane analitycznie, co pozwala na dokładniejszą fizyczną interpretację zjawiska.

Odpowiedź optyczna siatki dyfrakcyjnej złożonej z pasków metalu przy pobudzeniu falą o polaryzacji TM charakteryzuje się przede wszystkim przestrzennie zlokalizowanymi wzbudzeniami plazmonowymi (particle plasmon) związanymi z każdym z pasków. Powstają one w wyniku koherentnych oscylacji elektronów przewodnictwa w metalu, które mogą być sprężone zarówno przez metal (dla odpowiednio małych grubości) oraz przez szczeliny pomiędzy sąsiednimi paskami (dla odpowiednio dużych współczynników wypełnienia i grubości). W przypadku, gdy ośrodki dielektryczne w obszarze górnym i dolnym oraz pomiędzy elementami siatki są jednakowe, mody powstające na równoległych względem siebie granicach metalu (górną i dolną bądź lewą i prawą) mają jednakowe częstości rezonansowe. Gdy struktura jest dostatecznie cienka, bądź posiada wąskie szczeliny, prowadzi to do powstawania przerw energetycznych ze względu na sprężenie międzymodowe. W analizowanym przypadku, ze względu na symetrię samej struktury jak i padanie normalne, nie wyróżniającego żadnego kierunku, rozkłady pól i sprężenie pomiędzy paskami są symetryczne, brak jest wypadkowego globalnego przepływu energii wzdłuż wektora siatki  $\underline{K}$ . Dodatkowo, periodyczność struktury pozwala na dyfrakcję Bragga i oddziaływanie pomiędzy sąsiednimi paskami metalu, co skutkuje powstaniem plazmonów powierzchniowych związanych z okresowością struktury. Jak było to już zaznaczone, w przypadku padania normalnego na metalową symetryczną strukturę, wzbudzenie SPP jest możliwe dzięki zwiększeniu wektora falowego w kierunku propagacji o  $mK$ . Powstają wówczas dwa SPP o wektorach  $k_{SPP} = \pm mK$  propagujące się w przeciwnych kierunkach. Ich interferencja prowadzi do powstania fali stojącej i otwarcia się przerwy energetycznej, widocznej na wykresie dyspersji. Dla padania ukośnego, symetria układu zostaje złamana i wypadkowe SPP mogą propagować się w jednym kierunku wzdłuż struktury.

W jednym z prostszych przypadków jednowymiarowa siatka dyfrakcyjna składa się z długich pasków metalu o przekroju prostokątnym (wysokość  $d$  i szerokość  $f\Lambda$ , gdzie  $\Lambda$  jest okresem periodyczności struktury, a  $f$  oznacza współczynnik wypełnienia) w otoczeniu dielektrycznym (rys. 7.6). Na strukturę pada fala płaska

o polaryzacji TM (wektor pola magnetycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania i równoległy do pasków metalu).

Poniżej przedstawiona jest analiza podstawowych efektów optycznych mających swoje źródło w rezonansowym wzbudzeniu oraz oddziaływaniu pomiędzy modami plazmonowymi o różnym charakterze na okresowych strukturach jednowarstwowych.

### 7.2.1. Zależność od grubości i współczynnika wypełnienia siatki

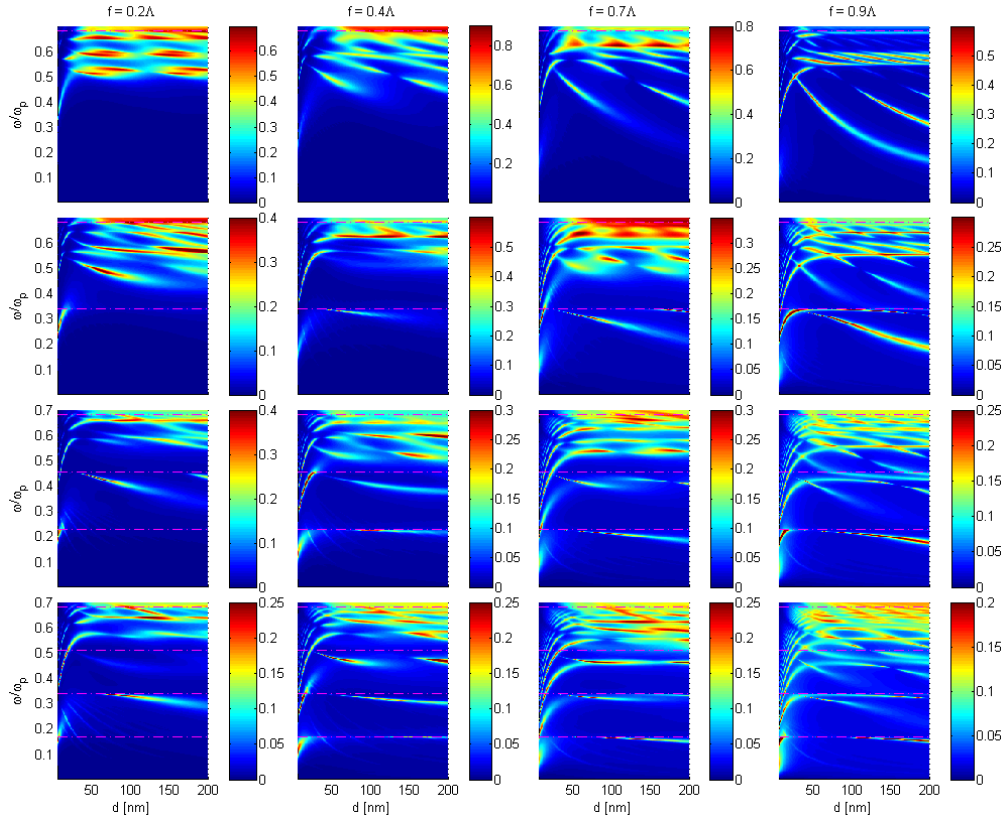
Na rys. 7.7 przedstawiona została absorpcja (obliczona jako dopełnienie do jedności sumy transmitancji i reflektancji  $A = 1 - R - T$ ) w zależności od częstości fali padającej oraz grubości siatki dla jednowarstwowej złotej siatki dyfrakcyjnej otoczonej powietrzem o różnych wypełnieniach i okresach. Współczynnik wypełnienia siatki rośnie w każdym rzędzie, od lewej do prawej, natomiast okres siatki – w kolumnach.

Różowe poziome linie wyznaczają częstości związane z periodycznością siatki  $\omega = 2\pi n c / (\Lambda n_d)$ , dla których zmienia się charakter kolejnych rzędów ugięcia i następuje przekierowanie energii z rzędów zanikających do niższych, które mogą się propagować w danych warunkach. Górny zakres częstości na wykresie ( $\omega = 0,7\omega_p$ ) odpowiada długości fali  $\lambda = 195\text{nm}$ .

Odpowiedź optyczna takiej struktury składa się z regionów o wysokiej transmisji i niskim odbiciu na przemian z obszarami przerw energetycznych o niskiej transmisji i wysokim odbiciu. Zależność częstości modów od grubości siatki metalowej można podzielić na dwa wyraźne obszary wynikające z różnych mechanizmów sprzężenia fali padającej z periodyczną strukturą metalową. Dla siatek metalowych o cienkich (bądź wąskich) metalowych elementach następuje sprzężenie poprzez metal pomiędzy modami istniejącymi na dwóch równoległych krawędziach paska (poziomych bądź pionowych). Dla grubych optycznie warstw metalu, sprzężenie międzymodowe w polu bliskim następuje jedynie poprzez szczeliny między poszczególnymi paskami metalu ze względu na małą głębokość wnikania pola elektromagnetycznego w metal.

Na przedstawionych wykresach zależności częstości od grubości siatki występują trzy rodzaje modów. Jedna z rodzin modów wykazuje silną zależność od grubości i występuje tylko dla małych grubości siatki, przesuując się ku błękitowi dla rosnących grubości. Są to mody zlokalizowane na górnej i dolnej krawędzi, sprzężone poprzez metal. Druga z rodzin o wiele słabiej zależy od grubości, może istnieć także dla grubych optycznie warstw i charakteryzuje się nieznacznym przesunięciem ku mniejszym częstościom dla rosnącej grubości siatki. Są to mody sprzężone na poziomych i pionowych krawędziach grubego optycznie metalu. Trzeci typ rezonan-

sów, wykazujący zależność zbliżoną do hiperbolicznej, jest charakterystyczny tylko dla struktur o dużym wypełnieniu i związany jest z modami wńękowymi powstającymi w pionowych przestrzeniach pomiędzy paskami metalu.



Rysunek 7.7. Zależność absorpcji ( $A = 1 - R - T$ ) od częstotliwości fali padającej normalnie i grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ) dla zmiennych okresów (w rzędach z góry na dół:  $A = 200$  nm, 400 nm, 600 nm, 800 nm) oraz wypełnienia (w kolumnach od lewej do prawej:  $f = 0,2A$ ,  $0,4A$ ,  $0,7A$ ,  $0,9A$ ).

Generalnie, wzrost okresu powoduje obniżenie częstotliwości rezonansowej modów. W miarę zmniejszania się pierwszej strefy Brillouina, coraz więcej modów pojawia się w danym zakresie częstotliwości – dotyczy to zarówno sprzężonych modów cząsteczkowych, jak i modów na poziomych i pionowych krawędziach metalu. W przypadku okresu  $A = 200$  nm wyższe rzędy ugięcia pojawiają się dopiero przy częstotliwości  $\omega = 0,6825\omega_p$ , a więc widoczne na wykresie mody są wynikiem oddziaływania propagującego się zerowego i zanikających wyższych rzędów.

W miarę wzrostu poprzecznych wymiarów pasków metalu, czyli rosnącego wypełnienia lub okresu struktury, można zaobserwować stopniowe obniżenie częstości rezonansowej. Ponadto, wzrost współczynnika wypełnienia powoduje wzmocnienie absorpcji dla częstości odpowiadających modom wnątkowym, oraz płynne przekształcenie się plazmonów cząstkowych w mody na poziomych krawędziach metalu, które, dzięki różnym mechanizmom sprzężenia, mogą współwystępować z modami wnątkowymi. Ich relacje dyspersji przecinają się, nie pojawia się tzw. anticrossing (rozszczepienie poziomów i powstanie przerwy energetycznej w miejscu przecięcia się krzywych), co oznacza, że nie zaburzają się wzajemnie.

Z kolei dla małych wypełnień (i małego okresu) czyli dla wąskich pasków metalu, plazmony powstałe na pionowych krawędziach, mogą sprzęgać się ze sobą poprzez metal w poziomie. Taki charakter mają np. mody na wykresie dla siatki o okresie  $\Lambda = 200\text{ nm}$  i wypełnieniu  $f = 0,2\Lambda$  (szerokość każdego z pasków metalu wynosi wtedy  $40\text{ nm}$ , co umożliwia sprzężenie poprzez metal modów na pionowych krawędziach). Dla rosnących wypełnień struktury, mody te przechodzą w rezonanse sprzężone na poziomych i pionowych krawędziach, z możliwością sprzężania przez przerwy pomiędzy metalem.

Większa grubość powoduje przesunięcie się rezonansu wnątkowego ku mniejszym częstościom ze względu na wydłużenie wnątki rezonansowej. Natomiast mody cząstkowe przesuwają się ku błękitowi ze względu na malejące sprzężenie pomiędzy obiema granicami metalu i malejące zaburzenia częstości modów. Dodatkowo, znaczne zwiększenie wektora falowego plazmonu powoduje zmniejszenie jego długości fali, a więc pojawienie się modu głęboko w regionie zerowego rzędu w spektrum.

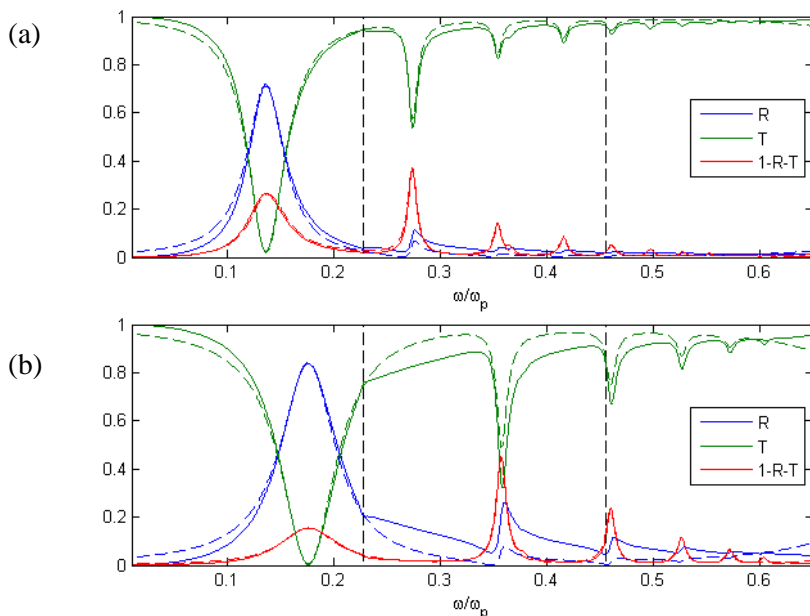
### Plazmony cząstkowe sprzężone poprzez metal

Pierwszy typ, rezonanse pojawiające się jedynie dla cienkich siatek i wykazujące silną zależność od grubości, są symetrycznymi (ze względu na poziomą składową pola elektrycznego  $E_x$ ) rezonansami na poziomych powierzchniach paska metalu, sprzężonymi ze sobą poprzez metal. Maksima absorpcji odpowiadają rezonansom elektrycznemu charakteryzującym się zgodnymi w fazie oscylacjami elektronów na obu powierzchniach metalu. Pole zanikające plazmonu wzbudzonego na górnej krawędzi przenika przez pasek i indukuje plazmon na jego dolnej krawędzi. Są to mody nieparzystych rzędów o niższej energii, dodatkowo przesunięte ku czerwieni dla bardzo cienkich pasków metalu ze względu na rosnące sprzężenie pomiędzy plazmonami na obu krawędziach wzbudzonymi w tych samych warunkach materiałowych otoczenia (rozdz. 7.1). Skończona szerokość pasków powoduje utworzenie się stojącej plazmonowej fali powierzchniowej w poprzek paska (w kierunku  $x$ ).

Analogicznie do przypadku modów na cienkich warstwach metalowych, tutaj także następuje rozszczenie poziomów energetycznych w przypadku jednakowych warunków wzbudzenia nad i pod metalem. W rezultacie częstość modów istniejących po obu stronach cienkich pasków metalu doznaje przesunięcia spektralnego. Mody o niższej energii są jeszcze bardziej przesuwane ku czerwieni. Wraz ze wzrostem grubości pasków sprzężenie pomiędzy obiema granicami maleje i mody dążą asymptotycznie do częstości plazmonu na pojedynczej granicy o skończonej długości i stają się niezależne od grubości siatki. Sprzężenie pomiędzy modami zanika dla metalu grubszego niż  $d \approx 50 \text{ nm}$  (co jest w przybliżeniu dwukrotnością optycznej głębokości wnikania) ze względu na rosnące tłumienie składowej zanikającej w metalu, a więc na brak sprzężenia pomiędzy krawędziami. Mody te przekształcają się w niesprężone mody na poziomych krawędziach metalu. W miarę wzrostu okresu przy stałym współczynniku wypełnienia, rzeczywista szerokość pasków metalu rośnie. W związku z tym częstość rezonansów maleje ze względu na warunek, który spełnia fala stojąca we wnęce i dla stałej częstości pojawiają się kolejne, coraz wyższe mody Fabry–Perota. W miarę zmniejszania odległości między paskami (zmniejszania okresu) rezonanse plazmonowe coraz bardziej oddalają się od anomalii Wooda w stronę dłuższych fal i stają się bardziej płaskie. Oznacza to coraz większe oddziaływanie w polu bliskim pomiędzy rezonansami i zwiększenie wpływu wielkości okresu na plazmony, a więc i na całościową odpowiedź struktury. W miarę wzrostu energii (i zmniejszania okresu) następuje coraz większe ograniczenie pola w pobliżu struktury i zwiększenie dyspersji rezonansu poprzez oddalenie się od anomalii Wooda [91].

Wykresy na rys. 7.8 przedstawiają ewolucję najniższych rezonansów na cienkich paskach metalu o przekroju prostokątnym w postaci liniowej zależności reflektancji, transmitancji i absorpcji od częstości dla siatki o grubości  $d = 5 \text{ nm}$  oraz  $d = 10 \text{ nm}$ , okresie  $A = 600 \text{ nm}$  i wypełnieniu  $f = 0,4A$ . Krzywe odbicia, transmisji i absorpcji oznaczone liniami ciągłymi zostały obliczone numerycznie za pomocą opracowanego kodu bazującego na metodzie RCWA. Natomiast linie przerywane odpowiadają wynikom otrzymanym za pomocą analitycznego modelu (rozdz. 5.2) pozwalającego na analizę zależności częstości rezonansowej czy szerokości spektralnej modów od długości fali. Widać, że model (tutaj uwzględniający jedynie pięć pierwszych rezonansów) pozwala na dość dobre odwzorowanie przebiegu funkcji, co umożliwia analizę wpływu grubości siatki na położenie i szerokość spektralną poszczególnych rezonansów.

Model nie odtwarza jednak dokładnie przebiegu funkcji w pobliżu częstości granicznych, dla których następuje zmiana charakteru kolejnych rzędów ugięcia, nie uwzględnia bowiem nieciągłości w widmie odbicia i transmisji związanej z przekierowaniem energii z rzędów zanikających do propagujących się.



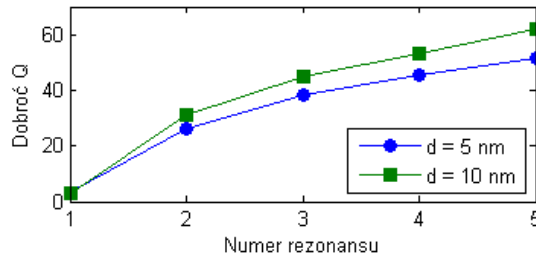
Rysunek 7.8. Ewolucja symetrycznych modów rezonansowych na paskach metalu o szerokości  $240\text{nm}$  i ustawionych periodycznie, o okresie  $\Lambda = 600\text{nm}$  w jednorodnym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ), o różnych grubościach siatki: (a)  $d = 5\text{nm}$ , (b)  $d = 10\text{nm}$ . Linie ciągłe przedstawiają refleksję, transmitancję i absorpcję obliczone za pomocą metody RCWA, natomiast linie przerywane zostały dopasowane za pomocą modelu fenomenologicznego. Pionowe linie wyznaczają częstości anomalii Rayleigha.

Relatywnie niższe odbicie uzyskiwane za pomocą modelu fenomenologicznego, zwłaszcza dla grubszej siatki, może być spowodowane przybliżeniem składowej tła, obliczanej jako średni współczynnik załamania jednorodnej warstwy o danej grubości, która, po uwzględnieniu większej ilości rzędów ugięcia mogących się propagować dla wyższych częstości, może powodować zwiększone odbicie, co nie jest uwzględniane w modelu. Natomiast asymetryczny kształt pików odtworzony jest z bardzo dobrą dokładnością.

W spektrum jednowarstwowej siatki dominuje pojedynczy szeroki rezonans o charakterze dipolowym związany ze zlokalizowanym plazmonem wzbudzonym na każdym pasku metalu. Odpowiada on optycznemu symetrycznemu modowi własnemu charakteryzującemu się zgodnymi w fazie oscylacjami swobodnych elektronów w każdym z pasków.

Dla częstości odpowiadającej wzbudzeniu plazmonowemu, minima w widmie transmisyjnym odpowiadają osłabionym maksimum w widmie odbiciowym, gdyż wzbudzenie SPP wiąże się ze stratą energii (a więc ze wzrostem absorpcji). Znaczący wzrost odbicia w polu dalekim dla częstości rezonansowych, przy jednoczesnym

minimum w transmisji, można wyjaśnić jako pozytywną interferencję zerowego rzędu fali odbitej z polem wypromieniowanym przez plazmon [98].



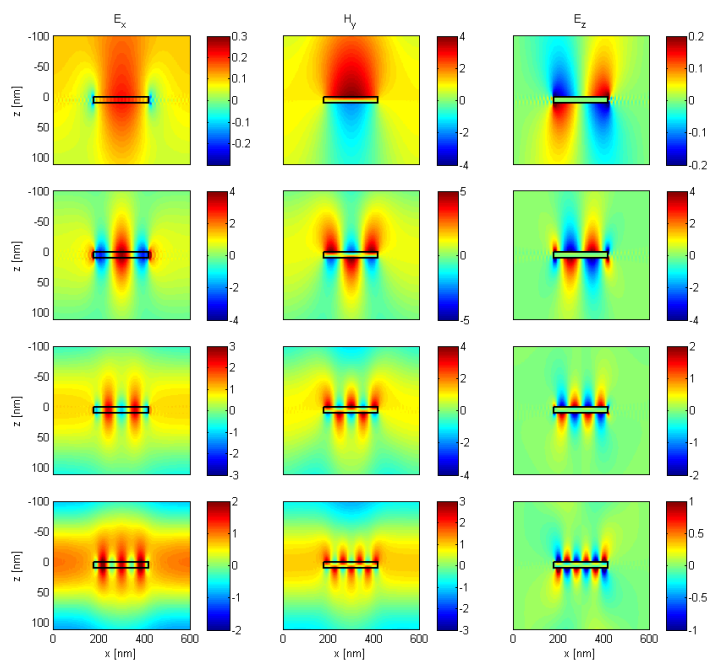
Rysunek 7.9. Dobroć  $Q$  pierwszych pięciu symetrycznych rezonansów na paskach metalu o szerokości 240 nm, ustawionych periodycznie o okresie  $A = 600$  nm w jednorodnym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ), grubości siatek:  $d = 5$  nm i  $d = 10$  nm.

Z wyjątkiem modu podstawowego, który pojawia się w obszarze, w którym propagować się może jedynie zerowy rząd ugięcia, pozostałe mody mają wyższe amplitudy dla siatki o większej grubości i wiążą się z większym odbiciem o asymetrycznym kształcie, co pociąga za sobą jednocześnie głębsze minima w widmie transmisji.

Widać wyraźne poszerzenie linii rezonansowych oraz ich przesunięcie ku błękitowi dla rosnących grubości pasków. Szerokość piku jest związana z tłumieniem plazmonu. Pełna szerokość piku w połowie jego wysokości (FWHM – full width at half maximum,  $\Gamma$ ) w przypadku pierwszego rezonansu wynosi ok.  $\Gamma = 0,043\omega_p$  dla  $d = 5$  nm i  $\Gamma = 0,064\omega_p$  dla  $d = 10$  nm. Wyższe rezonanse charakteryzują się bardzo wąskimi liniami spektralnymi o zbliżonych wartościach w zakresie  $\Gamma = 0,009 \div 0,012\omega_p$ . Tak więc zwiększenie grubości pasków metalu skutkuje zwiększeniem dobroci dla danego rezonansu, definiowanej jako:  $Q = \omega_{res} / \Gamma$ , gdzie  $\omega_{res}$  jest częstotliwością rezonansową. Współczynniki  $Q$  dla pięciu rezonansów dla obu grubości siatki przedstawione są na wykresie na rys. 7.9. Widać trend wzrostu dobroci rezonansu wraz z numerem rezonansu oraz ze wzrostem grubości siatki.

Przedstawione wykresy odbicia i transmisji związane z odpowiedzią struktury w polu dalekim stanowią analogię dla wykresów rozkładu składowych pól elektrycznego i magnetycznego w polu bliskim. Wzrost absorpcji możliwy do zmierzenia w polu dalekim odpowiada rezonansowi w strukturze widocznemu w polu bliskim. Rysunek 7.10 przedstawia rozkłady trzech niezerowych składowych pól EM dla czterech najniższych nieparzystych rezonansów siatki o grubości  $d = 10$  nm dla padania normalnego. Siatka o grubości  $d = 10$  nm jest dostatecznie cienka, by fala zanikająca, istniejąca w metalu dzięki wzbudzeniu plazmonowemu na górnej kra-

wędzi, wzbudzała plazmon na dolnej krawędzi. Pola są w dużej mierze skoncentrowane w okolicy paska i nie sprzęgają się między sobą w kierunku poziomym. Im wyższy rezonans, tym pole EM jest silniej ograniczone do otoczenia metalu i szybciej zanika w kierunkach prostopadłych. Zwiększa się liczba falowa plazmonu zlokalizowanego na pasku metalu, który może być traktowany jak rezonator, w którym pojawia się fala stojąca związana z odbiciami na obu końcach paska. Wzbudzany tzw. rezonans cząsteczkowy (particle plasmon) o najniższym rzędzie może być interpretowany jako rezonans o charakterze dipolowym. Pozostałe, wyższe mody, odpowiadają rezonansom multipolowym. Częstość rezonansu na paskach w periodycznej siatce może się nieco różnić od częstości dla jednego, odseparowanego paska metalu ze względu na słabe, ale jednak istniejące sprzężenie pomiędzy paskami.



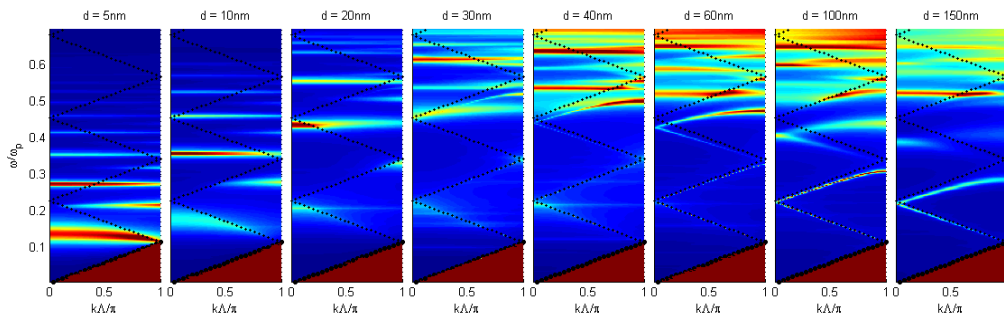
Rysunek 7.10. Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla czterech pierwszych nieparzystych rezonansów dla grubości siatki  $d = 10$  nm w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres:  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .

Ładunki o tych samych znakach gromadzą się na pionowych powierzchniach nanodrutów w pobliżu szczelin. Rozkłady ładunków na sąsiednich nanopaskach działają zgodnie i wzmacniają siły przywracające, co powoduje podniesienie długości fali rezonansowej. Silne pole elektryczne na końcach pasków podkreśla istnieją-



ce prądu przesunięcia (czyli prąd elektryczny wywołany zmianą natężenia pola elektrycznego w dielektryku, którego gęstość jest miarą szybkości zmiany indukcji elektrycznej).

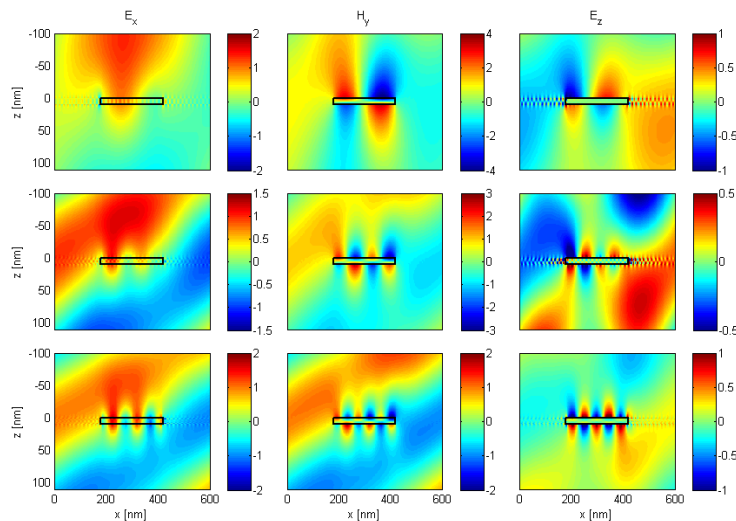
Kolejne rezonanse na paskach metalu dla padania normalnego odpowiadają coraz wyższym modom nieparzystym. Ze względu na symetrię, przy padaniu normalnym możliwe jest wzbudzenie jedynie modów zlokalizowanych o rzędach nieparzystych w kierunku  $x$  (parzysty rozkład składowych  $E_x$  i  $H_y$  względem symetralnej wzdłuż osi  $z$ ) w całym zakresie wartości wektorów falowych. Wzbudzenie modów parzystych wymaga, by po obu stronach paska metalowego, w sąsiedztwie kolejnych pasków, pole elektryczne przyjmowało wartości o przeciwnych znakach. Przy padaniu normalnym (pełna symetria) jest to niemożliwe, gdyż w żadnej chwili padające pole elektryczne nie jest w stanie spełnić warunku na taki rozkład pola. Wymagane jest asymetryczne sprzężenie pomiędzy modami w sąsiednich paskach metalu. Tego typu asymetryczne sprzężenie możliwe jest przy padaniu ukośnym, gdzie symetria zostaje złamana i pole elektryczne jest w stanie spełnić warunek na dopasowanie do składowych rezonansowych pola  $\underline{E}$  i wzbudzić mod parzysty [99].



Rysunek 7.11. Relacje dyspersji dla otoczonych powietrzem jednowarstwowych siatek o okresie  $\Lambda = 600$  nm, wypełnieniu  $f = 0,4\Lambda$  i grubościach:  $d = 5 \div 150$  nm.

Aby przeanalizować wpływ asymetrii związanej z kątem padania fali na wzbudzenie modów cząsteczkowych, na rys. 7.11 wykreślone zostały relacje dyspersji dla siatek o okresie  $\Lambda = 600$  nm i wypełnieniu  $f = 0,4\Lambda$  i rosnących grubościach. Można wyróżnić dwa zakresy grubości dla których mogą istnieć dwa różne rodzaje modów. Dla struktur o małych grubościach ( $d \leq 50$  nm) charakterystyczne są niedispersyjne poziome rezonanse, prawie niezależne od wektora falowego i przesuwające się ku błękitowi w miarę wzrostu grubości siatki. Są to wspomniane rezonanse wzbudzane na poziomych krawędziach pasków i sprzężone ze sobą. W miarę wzrostu grubości rezonanse te przesuwają się ku wyższym częstościom ze względu na malejące sprzężenie pomiędzy modami na obu granicach, co powoduje, że na

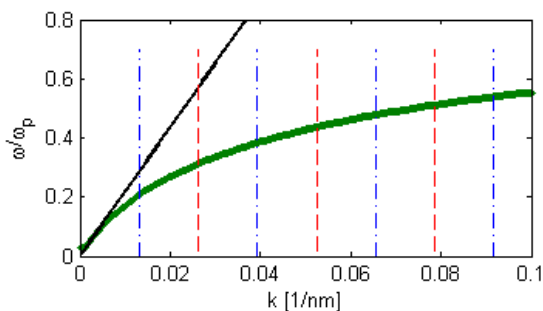
grubszych siatkach może istnieć mniej modów, a do tego są słabiej wzbudzone, ze względu na straty w metalu. Pomiędzy nieparzystymi rezonansami występują parzyste, które mogą być wzbudzone jedynie dla niezerowych wektorów falowych, co dobrze widać na wykresach dyspersji dla najmniejszych grubości siatek. W strukturze otwierają się pełne, szerokie przerwy energetyczne dla całego zakresu wektorów falowych, pojawiające się w wyniku zmniejszenia kąta nachylenia zależności dyspersyjnej dla LSP. Rysunek 7.12 przedstawia trzy najniższe parzyste rezonanse występujące na granicy strefy Brillouina ( $k = \pi/\Lambda$ ). Z kolei grubsze siatki zapobiegają sprzęganiu się modów przez metal ze względu na bardzo krótką drogę absorpcji promieniowania w metalu poniżej częstotliwości plazmowej. W miarę wzrostu grubości siatki kąty nachylenia modów dyspersyjnych stopniowo się zmniejszają.



Rysunek 7.12. Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla trzech pierwszych parzystych rezonansów dla grubości siatki  $d = 10$  nm na granicy strefy Brillouina w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .

Zależność anomalii Wooda na rys. 7.11 oznaczona jest kropkami. W widmie absorpcji zależność ta jest praktycznie niewidoczna dla cienkich struktur, które pozwalają na wzbudzenie w zasadzie jedynie modów zlokalizowanych na poszczególnych elementach. Zaburzenie spowodowane dyfrakcją Bragga na strukturze periodycznej wzrasta wraz z grubością siatki, w widmie odbicia i transmisji (nie zaprezentowane) charakteryzuje się ona asymetrią krzywych reflektancji i transmitancji dla częstotliwości odpowiadającej anomalii Wooda. Grubsze struktury znacząco wpływają na odpo-

wiedź optyczną struktury poprzez prowadzenie energii wzdłuż struktury w konfiguracji asymetrycznej. Struktury nieciągłe, o małej grubości i wypełnieniu  $f = 0,41$  wprowadzają znaczące zaburzenia w propagacji SPP, w przeciwieństwie do optycznie grubej siatki o płytkich rowkach i wysokim współczynniku wypełnienia, która może prowadzić SPP o krzywej dyspersji nie odbiegającej znacząco od analitycznej dyspersji dla SPP. Wspomniane zaburzenia skutkują zmniejszeniem kąta nachylenia relacji dyspersji oraz ich przesunięciem ku czerwieni. Ponieważ rezonanse na cienkich strukturach są niezaburzone przez próg Rayleigha, oznacza to, że nie powstają one w wyniku sprzężenia związanego z dyfrakcją i powstawaniem wyższych rzędów ugięcia istniejącego w strukturze periodycznej, a obrazują jedynie rezonanse cząsteczkowe na poszczególnych paskach metalu. Duża szerokość spektralna modów niedispersyjnych, będąca skutkiem silnego tłumienia, wynika ze znacznego ograniczenia rezonansu symetrycznego do okolicy metalu i znacznej zawartości pola w metalu. Cienkie struktury mają określone „częstości pracy”, poza którymi istnieją szerokie przerwy energetyczne. Otwarcie się szerokich i pełnych (istniejących dla wszystkich wartości wektora falowego z pierwszej strefy Brillouina) przerw energetycznych dla bardzo cienkich siatek powoduje ciągłe obniżenie częstości modów o niższych energiach tak, że mody wyższych rzędów o niższej energii przesuwać się do obszarów poniżej właściwej dla siebie linii dyspersji dla światła. Numery rezonansów kolejnych modów zlokalizowanych są równe rzędowi dyfrakcyjnym odpowiadającym wielokrotności wektora falowego, z którego pochodzi wzbudzająca mod gałąź.

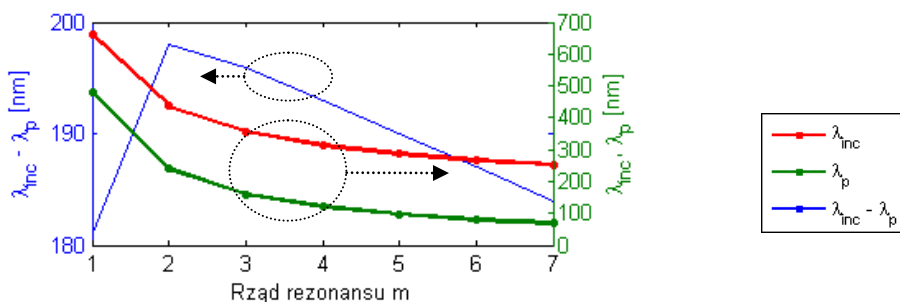


Rysunek 7.13. Analityczna relacja dyspersji modu symetrycznego w falowodzie IMI o grubości  $d = 10$  nm. Czarna prosta – linia dyspersji dla światła. Pionowe przerywane linie oznaczają wartości wektora  $k$  dla kolejnych nieparzystych (niebieskie) i parzystych (czerwone) rezonansów.

Szerokość przerwy energetycznej jest uzależniona m.in. od grubości siatki, przy czym im cieńsza siatka, tym szersza przerwa ze względu na większe sprzężenie pomiędzy modami na górnej i dolnej płaszczyźnie. Zmniejszenie kąta nachylenia

krzywej w centrum strefy oznacza, że mod nabiera charakteru rezonansu zlokalizowanego w reżimie padania normalnego.

Rysunek 7.13 przedstawia analityczną relację dyspersji dla modu o niższej energii w falowodzie IMI o grubości  $d = 10$  nm. Pionowe linie oznaczają wartości wektorów falowych plazmonów, dla których występują kolejne nieparzyste (niebieskie linie) i parzyste (czerwone linie) rezonanse we wnęce o danej grubości, ograniczone przez szerokość paska. We wnęce z otwartym końcem kolejne rezonanse występują dla  $k_p = \pi m/L$ , gdzie  $L$  jest szerokością paska (tutaj  $L = 240$  nm), a  $m$  oznacza kolejne numery rezonansów. Stąd można w przybliżeniu określić długość fali plazmonu. Przecięcie tych prostych z krzywą dyspersji dla modu symetrycznego we wnęce określa częstotliwość fali pobudzającej.



Rysunek 7.14. Długości fali wzbudzającej, długości fali plazmonów oraz ich różnica w przypadku kolejnych rezonansów modu symetrycznego w falowodzie IMI o grubości  $d = 10$  nm.

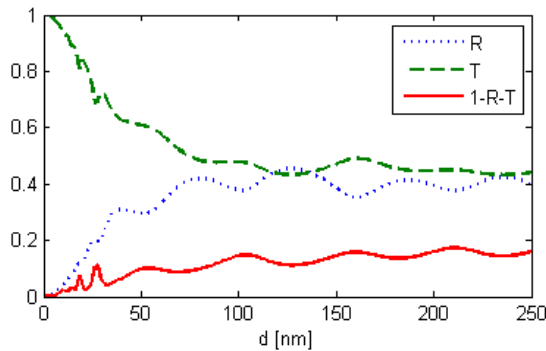
Rysunek 7.14 przedstawia długości fali pobudzającej, długość fali plazmonu oraz ich różnicę dla kolejnych rzędów rezonansów. Długość rezonatora (czyli szerokość paska metalu) jest w oczywisty sposób wielokrotnością połowy długości fali plazmonu istniejącego na strukturze. Z wyjątkiem pierwszego rezonansu, który jest najmniej zlokalizowany w otoczeniu metalu, w miarę zwiększania rzędu rezonansowego, różnica pomiędzy długością fali rezonansowej i długością fali plazmonu stopniowo maleje, ze względu na zwiększanie się wektora falowego modu zlokalizowanego, którego prędkość grupowa dąży do zera.

Plazmony cząsteczkowe (particle plasmons) zmniejszają zdolność struktury do wzbudzenia i prowadzenia plazmonów zdelokalizowanych ze względu na tłumienie pola w metalu wynikające ze sprzężenia plazmonów zlokalizowanych na górnej i dolnej krawędzi. W przypadku padania normalnego wzbudzone są mody o symetrii parzystej charakteryzujące się większą zawartością pola w metalu. Oznacza to silniejsze tłumienie, a więc krótszą drogę propagacji plazmonu. Tak więc zbyt

cienkie siatki nie pozwalają na wydajne prowadzenie i zmianę kierunkowości plazmonów wzdłuż struktury.

### Mody na optycznie grubych paskach metalu

Drugi typ rezonansów widocznych na rys. 7.7 odpowiada kolejnym modom słabo zależnym od częstości istniejącym dla pewnych zakresów grubości. W miarę zwiększania grubości siatki, mody te pojawiają się dla częstości powyżej częstości granicznych dla modów sprzężonych przez metal i są niezależnymi od siebie, coraz wyższymi modami sprzężonymi związanymi zarówno z poziomymi jak i pionowymi krawędziami pasków, ewoluującymi z plazmonów cząsteczkowych. W przypadku grubszych pasków nie są one sprzężone poprzez metal ani w kierunku poziomym ani pionowym, gdyż głębokość wnikania pola w metal dla tego zakresu częstości wynosi ok. 25 nm. Dla przykładu na rys. 7.15 wykreślony jest przekrój dla stałej częstości  $\omega = 0,652\omega_p$  ( $\Lambda = 600$  nm,  $f = 0,4A$ ), na którym widać dwa rodzaje rezonansów: szerokie spektralnie i niezbyt mocno wyróżniające się z tła dla grubszych siatek, oraz ostre piki dla cienkich siatek związane z plazmonami cząsteczkowymi. Wykresy na rys. 7.16 przedstawiają rozkłady trzech składowych pola EM dla czterech maksimum absorpcji odpowiadających szerokim rezonansom sprzężonym na poziomych i pionowych krawędziach metalu.

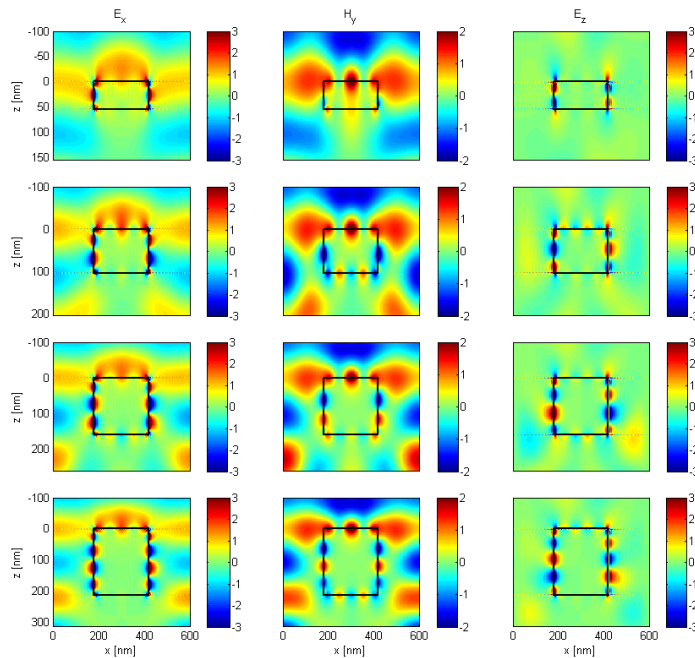


Rysunek 7.15. Zależność refleksyjności, transmitancji i absorpcji od grubości siatki dla częstości fali padającej  $\omega = 0,652\omega_p$  w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .

Nie są to mody podstawowe ze względu na duże rozmiary poprzeczne pasków metalu w odniesieniu do długości fali padającej. Są one bardziej skomplikowane, zwłaszcza gdy uwzględnia się możliwość oddziaływania plazmonów pomiędzy poszczególnymi paskami. Charakteryzują się rezonansami wynikającymi z istnienia fal stojących zarówno na poziomych jak i pionowych krawędziach metalu. Duże wy-

miary pasków metalu zapobiegają powstawaniu silnych odpychających sił Coulomba pomiędzy elektronami na powierzchniach, które zaburzałyby oscylacje plazmonów.

Widać wyraźnie, zwłaszcza na wykresie składowej  $E_z$ , która jest równoległa do pionowej krawędzi, że w miarę zwiększania grubości struktury, pojawiają się coraz wyższe rzędy rezonansowe na pionowych krawędziach metalu. Rząd rezonansu na krawędziach poziomych pozostaje taki sam dla danej częstości, gdyż stosunek częstości do szerokości paska nie ulega zmianie (wartości są stałe). Analogiczne kolejne mody dla stałych niższych (wyższych) częstości i rosnących grubości siatki odpowiadają stałym rezonansom na pionowych krawędziach, ale niższym (wyższym) rzędom na krawędziach poziomych.



Rysunek 7.16. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla kolejnych rezonansów przy rosnącej grubości siatki ( $d = 53,7 \text{ nm}$ ,  $104 \text{ nm}$ ,  $160 \text{ nm}$ ,  $211 \text{ nm}$ ) dla stałej częstości  $\omega = 0,652\omega_p$  w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $A = 600 \text{ nm}$ , wypełnienie struktury  $f = 0,4A$ .

Rozkład pola bliskiego dla rezonansu plazmonowego charakteryzuje się silnym ograniczeniem do bliskiego otoczenia metalu i nie rozciąga się daleko do podłoża ani powietrza (ani pomiędzy paski). Dla cienkich struktur wzrost natężenia pola pojawia się na poziomych powierzchniach metalu i nie występuje w szczelinach

między paskami. W przypadku grubszych siatek, mamy do czynienia z dodatkowym wzbudzeniem modów na pionowych ściankach pasków metalu, które, dla określonych grubości, mogą tworzyć fale stojące i mogą oddziaływać przez przerwy z modami na sąsiednich paskach.

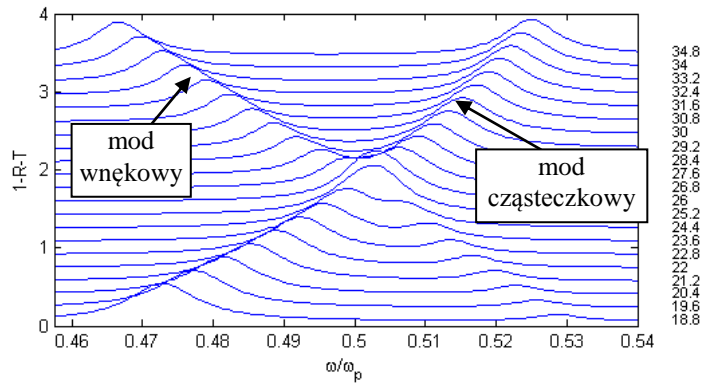
Dodatkowo, na grubszych siatkach, dla odpowiednich częstości, mogą istnieć plazmony zdelokalizowane propagujące się wzdłuż powierzchni struktury w kierunku  $x$  (jednak w przypadku padania normalnego tworzą one falę stojącą ze względu na interferencję dwóch plazmonów o takich samych amplitudach poruszających się w przeciwnych kierunkach). Mody dla grubych siatek ewoluują z modów dla siatki o bardzo małym periodycznym zaburzeniu na podłożu metalowym (która przypomina płaszczyznę metalu) i opadają ku dłuższym falom ze względu na oddziaływanie SPP z innymi SPP i światłem. Potwierdzenie tych rozważań dostarcza sekwencja wykresów relacji dyspersji dla różnych grubości siatki (rys. 7.11). Zwiększenie wysokości siatki (czyli zwiększanie zaburzeń wpływających na propagację SPP) skutkuje zmniejszeniem kąta nachylenia relacji dyspersji plazmonów zdelokalizowanych i obniżeniem częstości rezonansowej modu. Prostokątna siatka o dużej amplitudzie i dużym wypełnieniu działa w sposób zbliżony do ośrodka jednorodnego – pozwala na propagację niezaburzonych SPP wzdłuż osi  $x$  (przy spełnionym warunku na dopasowanie okresu). Poza SPP mogą istnieć także mody wnękowe w szczelinach, które, pozwalając na wysoką transmisję, powodują wzbudzenie plazmonów na dolnych krawędziach grubych optycznie siatek.

### Mody wnękowe (Nadzwyczaj silna transmisja optyczna, EOT)

Odpowiedź spektralna struktur o wysokich współczynnikach wypełnienia charakteryzuje się licznymi miejscami współwystępowania modów na powierzchniach poziomych oraz modów wnękowych. Zwykle nie następuje rozszczepienie poziomów w miejscu przecięcia się krzywych, a więc brak jest sprzężenia pomiędzy modami, które stają się niezależne od siebie.

W skrajnie prawej kolumnie rys. 7.7 przedstawiona jest absorpcja dla struktur o wypełnieniu  $f = 0,91$ , co upodabnia je do warstwy metalowej z periodycznie ułożonymi szczelinami o wymiarach o wiele mniejszych od długości fali światła padającego. W tego typu strukturach, w odpowiednich warunkach można zaobserwować niezwykle silną transmisję (Extraordinary Optical Transmission) [4, 100, 101] spowodowaną wzbudzeniem plazmonów na pionowych ściankach otworów, sprzęgających się ze sobą poprzez szczeliny. Tworzące się w odpowiednich warunkach fale stojące są przyczyną bardzo silnej transmisji i nadspodziewanie małego odbicia od warstwy metalu z bardzo wąskimi otworami, o wiele mniejszego niż wynikałoby to z geometrycznego przekroju czynnego.

Na wykresie zależności częstotliwości od grubości siatki (rys. 7.17) przedstawione jest oddziaływanie modu wewnętrznego z modem cząsteczkowym związanym z poziomymi granicami metalu. Słabe oddziaływanie między modami nie indukuje charakterystycznego obniżenia absorpcji (anticrossing) pojawiającego się w przypadku silnego oddziaływania międzymodowego i wzajemnego wpływu modów na siebie, które prowadzi do degeneracji i rozszczepienia poziomów energetycznych i powstania przerwy energetycznej. Tutaj mamy do czynienia z prostą sumą rezonansów, które istnieją niezależnie od siebie dla tej samej częstotliwości pobudzającej. Wypadkowy rezonans powstający na przecięciu obu gałęzi jest sumą modu wewnętrznego i modów na poziomych granicach. Na wykresie pól bliskich (rys. 7.18) widać koegzystencję obu modów w strukturze.



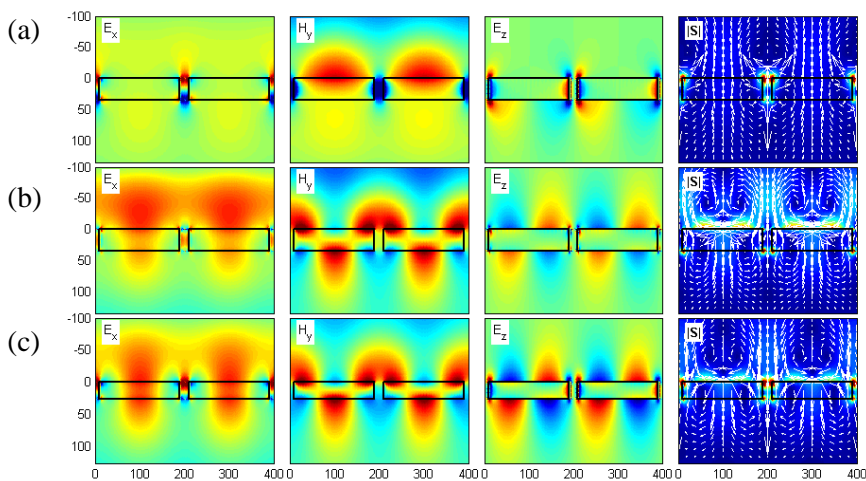
Rysunek 7.17. Zależność częstotliwości od grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $\Lambda = 200$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9\Lambda$ .

Wzrost współczynnika wypełnienia w strukturze powoduje zwiększenie oddziaływania pomiędzy modami na sąsiednich paskach metalu, co ma wpływ na częstotliwość rezonansową modów. Rosnący współczynnik wypełnienia oraz rosnąca grubość powodują stopniowe przesunięcie ku czerwieni modów związanych z pionowymi krawędziami metalu i powstawanie modów wewnętrznych wynikających z istnienia fali stojącej w szczelinie. Pierwszy z czynników odpowiada za stopniowe zwiększanie oddziaływania między modami na obu ściankach wnęki, drugi – za modyfikację warunku na falę stojącą w rezonatorze.

Różnica pomiędzy modami wewnętrznymi a modami zlokalizowanymi na powierzchni metalu i sprzężonymi ze sobą jest oczywista. Rozkłady składowych pól na wykresach w pierwszym rzędzie rys. 7.18 mają wyraźny charakter wewnętrzny odpowiadający modowi o najniższym rzędzie w otwartej wnęce. Pole magnetyczne przyjmuje maksymalne wartości w centrum wnęki i zanika na wyjściach. Składowa



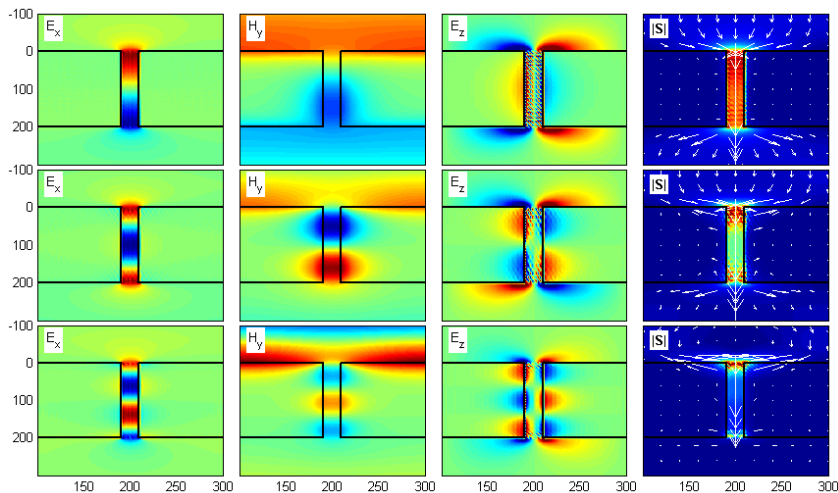
$E_x$  pola elektrycznego zeruje się w połowie wysokości wnęki i przyjmuje maksymalne wartości na jej końcach. Natomiast rezonans w drugim rzędzie jest wyraźnym modem symetrycznym na obu krawędziach, sprzęgającym się poprzez metal. W drugim przypadku pole nie jest tak silnie skoncentrowane w otoczeniu metalu (szczeliny), jak w przypadku nadzwyczaj silnej transmisji (EOT). Na wykresie rozkładu wektora Poyntinga widać, że w przypadku modu we wnęcie energia jest kierowana w stronę szczeliny i transmitowana przez nie. Natomiast w przypadku plazmonów na poziomych krawędziach pasków widać silny przepływ energii wzdłuż poziomych krawędzi oraz transmisję poprzez metal, co jest wynikiem sprzężenia się modów na obu granicach.



Rysunek 7.18. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  oraz wartość i kierunek wektora Poyntinga dla (a) rezonansu cząsteczkowego i (b) modu wnękowego przy stałej grubości siatki  $d = 34,8$  nm oraz (c) złożenie obu rezonansów dla  $d = 25,2$  nm. Okres siatki  $A = 200$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9A$ , jednorodne, symetryczne otoczenie dielektryczne ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).

Z kolei rezonans na dolnych wykresach odpowiada sprzężeniu ze sobą rezonansu wnękowego i rezonansów na poziomych krawędziach pasków. Ponieważ nie następuje rozszczepienie poziomów (brak jest silnego oddziaływania pomiędzy modami), pojawiają się one dla jednej częstości, tworząc skomplikowany rozkład pola widoczny na wykresie rys. 7.18(c). Ponieważ większość energii we wnęcie z rdzeniem dielektrycznym otoczonym metalem jest skumulowana w rdzeniu w postaci energii elektrycznej, silniejsze pola elektryczne są uzyskiwane dla wnęk o mniejszych grubościach.

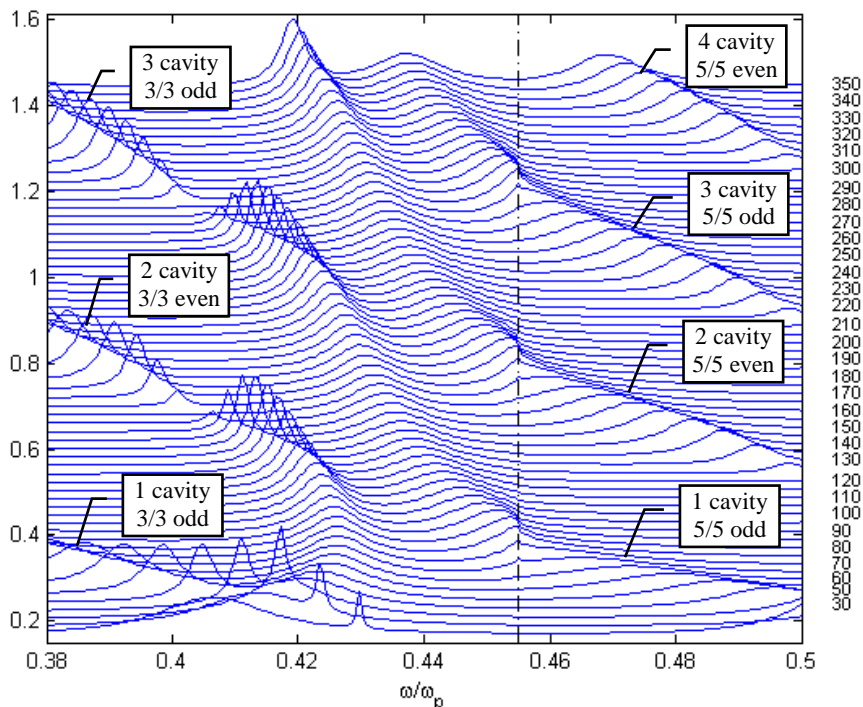
Grubość jednowarstwowej siatki metalowej wpływa na częstotliwość modów zlokalizowanych sprzężonych przez cienką warstwę metalu, a także na rząd rezonansów wnątkowych na pionowych ściankach struktury, istniejących przy dostatecznie dużych grubościach. W przypadku bardzo dużych wartości współczynnika wypełnienia, tworzące się na pionowych granicach mody sprzęgają się poprzez przestrzenie między paskami metalu tworząc tzw. mody wnątkowe (we wnątkach o otwartych końcach), co dodatkowo modyfikuje częstości wzbudzeń i, poprzez wzajemne oddziaływanie modów, prowadzi do powstawania przerw energetycznych. Rysunek 7.19 przedstawia mody wnątkowe o kolejnych rzędach tworzące się w szczelinach o szerokości 20 nm. Składowa  $H_y$  jest silnie wzmocniona i występuje naturalnie w miejscach, gdzie zeruje się amplituda składowej  $E_x$ . W miarę zwiększania długości wnątki, długość fali rezonansowej rośnie, gdyż maleje wektor falowy plazmonu w szczelinie. W opisany już sposób można obliczyć wektory falowe plazmonów dla trzech rzędów rezonansowych:  $k = 0,0157\text{nm}^{-1}$ ,  $0,0314\text{nm}^{-1}$ ,  $0,0471\text{nm}^{-1}$ .



Rysunek 7.19. Rozkłady unormowanych amplitud składowych pól  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  oraz wartość i kierunek wektora Poyntinga dla trzech najniższych rzędów rezonansów wnątkowych dla częstości:  $\omega = 0,169\omega_p$ ,  $\omega = 0,315\omega_p$ ,  $\omega = 0,419\omega_p$ . Okres siatki  $\Lambda = 200\text{ nm}$ , grubość  $d = 200\text{ nm}$ , wypełnienie struktury  $f = 0,9\Lambda$ , jednorodne, symetryczne otoczenie dielektryczne ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).

Wnątkowy rezonans o charakterze dipolowym ( $m = 1$ ), ze względu na najwyższą transmisję, jest szczególnie użyteczny np. w koncentratorach promieniowania. Pada-

jąca energia sprzęga się ze strukturą periodyczną w postaci plazmonów powierzchniowych i jest skupiana w centralnej szczelinie. Efektywna transmisja promieniowania w warunkach wzbudzenia modu rezonansowego w szczelinie powoduje pojawienie się pola zanikającego na wyjściu, które może zostać zaabsorbowane przez ośrodek detekcyjny.



Rysunek 7.20. Zależność częstości fali padającej  $\omega$  od grubości siatki w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ). Okres  $\Lambda = 600$  nm, wypełnienie struktury  $f = 0,9\Lambda$ . Po prawej stronie oznaczono co drugą wartość grubości siatki  $d$  [nm]. Oznaczono numer modu wnękowego (cavity) oraz symetrię (parzysty – even, nieparzysty – odd).

Pole zanikające jest wykorzystywane także w wizualizacji, np. za pomocą skaningowego mikroskopu pola bliskiego. Mikrownęka rezonansowa powoduje silne sprzężenie światła z modami plazmonowymi. Na otwartym końcu rezonatora, w silnym polu elektromagnetycznym, umieszcza się próbkę, którą można obserwować z rozdzielczością porównywalną z szerokością szczeliny – mniejszą niż długość fali pobudzającej mody struktury.

Możliwe jest także uzyskanie skolimowanej i niezanikającej wiązki na wyjściu szczeliny [45–51]. W tym celu należy ponownie sprzężać światło z plazmonami na siatce dyfrakcyjnej umieszczonej po obu stronach szczeliny po stronie transmisyjnej,

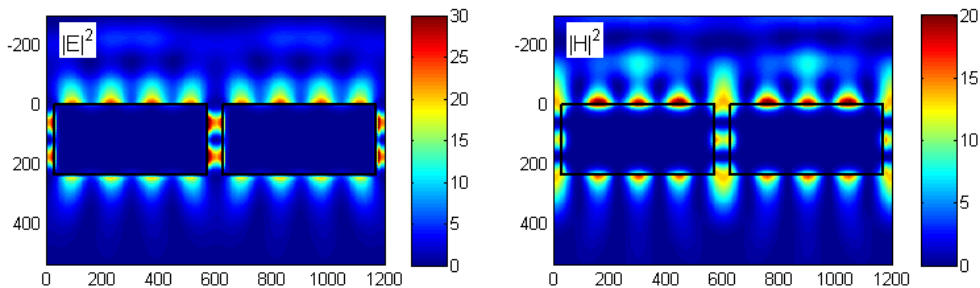
która umożliwia wyprzęgnięcie SPP w postaci fali propagującej się. Poprzez odpowiednie dobranie parametrów obu siatek można uzyskać poosiową (w przypadku identycznych struktur) bądź niepoosiową skolimowaną wiązkę w podłożu.

Rysunek 7.20 przedstawia zależność częstości fali padającej od grubości siatki dla struktury o dużym wypełnieniu, która umożliwia istnienie modów wnątkowych w szczelinach. Mody dla wyższych częstości ( $\omega = 0.43 \div 0.5\omega_p$ ) są kolejnymi modami wnątkowymi w pionowych szczelinach z dodatkowo istniejącymi modami na poziomych granicach pasków metalu tworzącymi fale stojące o rzędzie rezonansowym 5. Dzięki modom w szczelinach, istniejące sprzężenie pomiędzy górną i dolną krawędzią umożliwia wzbudzenie analogicznego modu na granicy z podłożem nawet dla grubych optycznie siatek. Ze względu na liczbę maksimów pola w szczelinie, mody na poziomych granicach można interpretować jako parzyste (nieparzyste) w przypadku parzystego (nieparzystego) modu w szczelinie, gdyż w przypadku modu parzystego pole elektryczne posiada dwa maksima przeciwnych znaków w szczelinie, co powoduje sprzężenie modów o tym samym rozkładzie pola na powierzchniach poziomych.

Mody te silnie oddziałują ze światłem propagującym się w przestrzeni, pojawienie się dodatkowych rzędów ugięcia przy częstości  $\omega = 0,455\omega_p$  powoduje nieciągłość w widmach odbicia i transmisji oraz zwiększenie zależności modów od częstości. Przesuwają się one wraz z malejącą grubością siatki ku wyższym częstościom szybciej, niż dla częstości poniżej progu dla  $\pm 2$  rzędów. Sprzężenie modów SPP ze swobodnym promieniowaniem powoduje zbliżenie dyspersji modów do linii światła. Analogicznie, mody wnątkowe koegzystujące z rezonansami o rzędzie 3 na poziomych powierzchniach powstają dla większych długości fali (poniżej  $\omega = 0,4\omega_p$ ) i nieco grubszych warstw.

Ciekawym zjawiskiem są mody znajdujące się na geometrycznym przedłużeniu rezonansów 3/3 na poziomych granicach koegzystujących z modem wnątkowym oraz rezonansów 5/5 i niższym modem wnątkowym (dla częstości  $\omega = 0,41 \div 0,42\omega_p$ ). Są modami pośrednimi pomiędzy tymi dwoma rodzajami rezonansów. Wykres pola magnetycznego na rys. 7.21 pozwala na identyfikację rezonansów. Rząd modu wnątkowego obniża się mimo wzrostu częstości, ze względu na zmniejszenie grubości siatki – pole jest wypychane ze szczeliny i koło częstości  $\omega = 0,42\omega_p$  przyjmuje rozkład pośredni pomiędzy drugim i trzecim rzędem rezonansu. Natomiast rząd rezonansów na poziomych krawędziach zwiększa się ze względu na zwiększenie częstości i sprzężenie z polem wypychanym ze szczeliny, co tworzy mody istniejące w całej strukturze, a nie na poszczególnych paskach metalu. Dla  $\lambda \approx 333\text{nm}$  ( $\omega = 0,41\omega_p$ ) długość fali plazmonu niezaburzonego (propa-

gującego się po styku metalu z dielektrykiem) wynosi  $\lambda_{SPP} \approx 298\text{nm}$ . Stanowi to połowę okresu struktury, co, biorąc pod uwagę bardzo wąskie szczeliny struktury, czyli relatywnie małe zaburzenie plazmonów propagujących się po poziomych powierzchniach, oznacza, że SPP są słabo zaburzone i tworzą fale stojące na górnej i dolnej powierzchni w całej strukturze, nie tylko na pojedynczych paskach metalu. Mody na dolnej powierzchni mają ten sam charakter i powstają dzięki transmisji energii przez wąskie szczeliny.



Rysunek 7.21. Natężenie pola elektrycznego i magnetycznego dla modu o częstotliwości  $\omega = 0,42\omega_p$  i grubości siatki  $d = 235\text{ nm}$ . Okres  $\Lambda = 600\text{ nm}$ , wypełnienie struktury  $f = 0,9\Lambda$ .

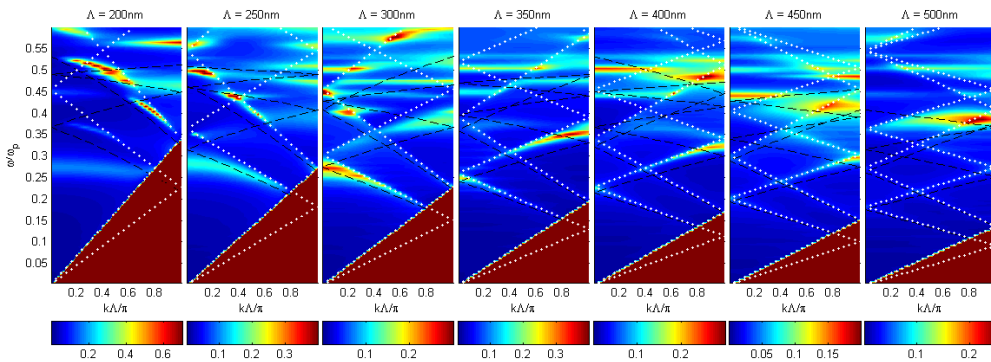
Mody istniejące w szczelinach nie są zwykłymi modami wńękowymi ze względu na inny rozkład pól elektrycznego i magnetycznego. Czysty mod we wńęce z otwartym końcem charakteryzuje się tym, że pole elektryczne przyjmuje wartości maksymalne w płaszczyznach wyjściowych wńęki, natomiast pole magnetyczne zeruje się. Tutaj mamy do czynienia z sytuacją odwrotną, wymuszoną istnieniem plazmonów na poziomych powierzchniach w całej strukturze, nie na pojedynczych elementach, oraz niedopasowaniem warunków rezonansowych. Wńęka zachowuje się, jakby współczynnik załamania wewnątrz był większy niż współczynnik załamania podłoża. Odbicie od podłoża o niższym współczynniku załamania skutkuje zmianą fazy fali odbitej, co może być interpretowane jako istnienie wńęki z zamkniętym końcem.

### 7.2.2. Zależność od okresu i parametrów materiałowych

Aby uzupełnić poprzednie rozważania, na rys. 7.22 wykreślone zostały relacje dyspersji struktury w przestrzeni spektralnej dla jednowarstwowej siatki o grubości  $d = 120\text{ nm}$  na podłożu dielektrycznym ( $n_3 = 1,5$ ) o stałych wymiarach poprzecznych pasków ( $150\text{ nm}$ ) dla różnych okresów.

Zmiana współczynnika załamania jednego z ośrodków otaczających strukturę skutkuje zmianą długości i prędkości fali propagującej się w danym dielektryku, co powoduje zmianę warunków rezonansowych układu i przesunięcie się maksimum absorpcji. Większy współczynnik załamania podłoża powoduje pojawienie się dodatkowych progów związanych z anomaliami Rayleigha w podłożu dla częstotliwości mniejszych niż analogiczne anomalie dla powietrza. Nachylenie prostych odpowiadających progowi Rayleigha jest równe prędkości fazowej fali w danym dielektryku. Czarne linie wyznaczają analitycznie położenie SPP na gładkiej warstwie metalu w przypadku braku innych zakłóceń obliczone poprzez przyrównanie wektora falowego fali padającej do wektora falowego plazmonu:

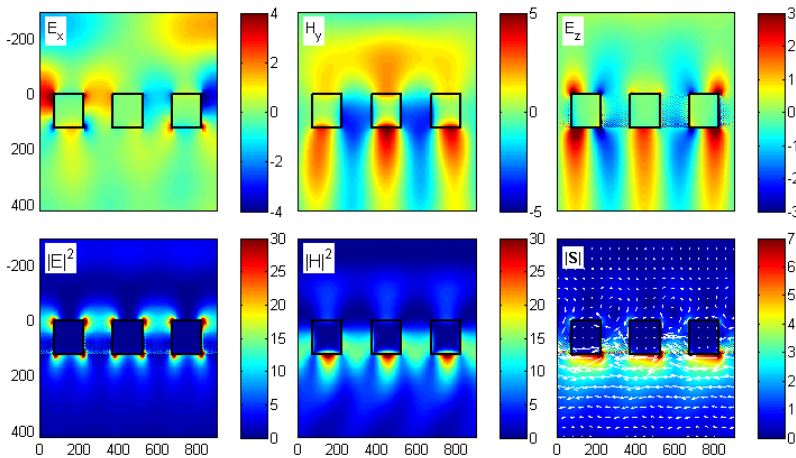
$$\left(\frac{2\pi}{\Lambda}m + \frac{\omega}{c}\sin\theta\right)^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d}. \quad (7.6)$$



Rysunek 7.22. Zależność absorpcji od częstotliwości fali i wektora falowego dla struktur o okresach od  $\Lambda = 200$  nm do  $\Lambda = 500$  nm. Szerokość paska metalu w każdym z przypadków jest stała i równa 150 nm, wysokość siatki:  $d = 120$  nm, współczynniki załamania:  $n_1 = n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ .

W miarę zmniejszania odległości między paskami (zmniejszania okresu) rezonanse plazmonowe dla mniejszych częstotliwości coraz bardziej oddalają się od anomalii Wooda w stronę dłuższych fal i zmniejsza się ich kąt nachylenia, natomiast rezonanse dla krótszych fal nabierają charakteru zdelokalizowanego, gdy spełniony jest warunek dopasowania długości fali do periodyczności struktury. Mody te doznają przesunięcia ku czerwieni na brzegach i w centrum strefy i mogą oddziaływać z modami zlokalizowanymi na paskach metalu. Są związane z powietrzem bądź podłożem, a ich długość fali rośnie wraz z okresem (dyfrakcja Bragga). Mody zlokalizowane nie zależą od kąta padania fali pobudzającej. Oznacza to istnienie coraz

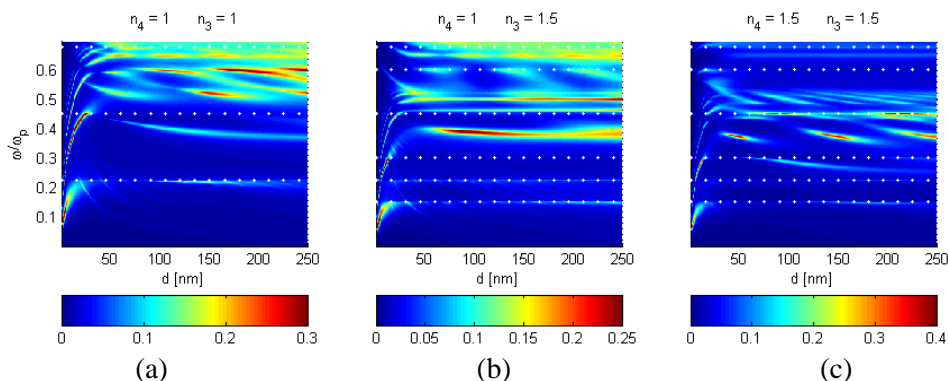
większego oddziaływania w polu bliskim pomiędzy rezonansami i zmniejszenie wpływu wartości wektora falowego na plazmony, a więc i na całościową odpowiedź struktury. Dla wyższych częstotliwości pojawiają się wyraźne przerwy energetyczne na granicach strefy Brillouina, co oznacza zaburzenia propagacji SPP. Zwiększenie wielkości przerw powoduje dalsze przesunięcie modów SPP ku czerwieni oraz zmniejszenie kąta nachylenia krzywych dyspersji. Zmiana kąta padania fali na strukturę skutkuje złamaniem symetrii i rozszczepieniem dyspersji plazmonu na dwie gałęzie, rozsuwające się w miarę zwiększania składowej poziomej padającego wektora falowego.



Rysunek 7.23. Niezerowe składowe pól, ich natężenia oraz amplituda i kierunek wektora Poyntinga dla dyspersyjnego modu na siatce o okresie  $A = 300$  nm, wypełnieniu  $f = 0,5A$ , wysokości  $d = 120$  nm. Częstota fali:  $\omega = 0,255\omega_p$ ,  $k = 0,28\pi/A$  ( $\theta = 14,5^\circ$ ), współczynniki załamania:  $n_1 = n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ .

Systematyczne zwiększanie separacji pomiędzy elementami siatki powoduje zmniejszenie ich wzajemnego oddziaływania wynikającego ze sprzężenia w polu bliskim plazmonów zlokalizowanych na każdym z pasków. Dla coraz większych okresów zaczynają dominować niedyspersyjne mody zlokalizowane na poziomych krawędziach paska metalu, gdyż powyżej pewnego zakresu rozseparowania mody zlokalizowane na poszczególnych paskach bardzo słabo sprzęgają się ze sobą i wzrost separacji nie ma wpływu na ich częstotliwości. W przypadku braku wzajemnego sprzężenia, ich położenie (dla danej funkcji dielektrycznej metalu) zależy od długości danej krawędzi i efektywnej długości fali w ośrodku dielektrycznym. Ich częstotliwości pozostają niezmiennie dla zwiększającego się okresu, gdyż fizyczne wymiary pojedynczych pasków pozostają stałe.

Wzrost okresu struktury powoduje przesunięcie rezonansu Bragga ku mniejszym częstotliwościom ze względu na redukcję wymiarów pierwszej strefy Brillouina. Zwiększenie niedopasowania pomiędzy długością fali a periodycznością struktury skutkuje zanikiem modów zdelokalizowanych wynikających z dyfrakcji Bragga. Dla większych okresów nie widać już sprzężenia ani w polu bliskim, ani w wyniku dyfrakcji, istnieją tylko mody zlokalizowane na poszczególnych rozseparowanych paskach, których częstość jest niezależna od wektora falowego. Jednak absorpcja całej struktury stopniowo się zmniejsza ze względu na coraz mniejszy przekrój czynny (coraz niższe maksima absorpcji dla rosnących okresów).



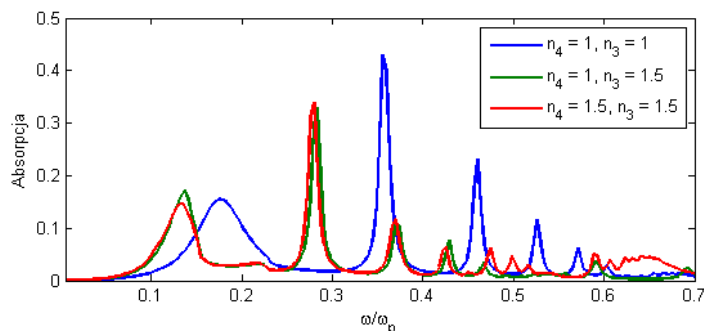
Rysunek 7.24. Absorpcja dla pojedynczej siatki w zależności od jej grubości, (a)  $n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1$ , (b)  $n_4 = 1$ ,  $n_3 = 1,5$ , (c)  $n_4 = 1,5$ ,  $n_3 = 1,5$ . Pozostałe parametry:  $A = 600$  nm,  $f = 0,4A$ .

Przykładem może być niedispersyjny najniższy mod związany z podłożem dla struktury o okresie  $A = 200$  nm. Jest to mod, który wyewoluował z modu wnikowego pierwszego rzędu, wzbudzanego w przestrzeni pomiędzy metalowymi elementami, który zanika dla większych okresów ze względu na rosnącą separację pasków. Ponieważ okres 200 nm dla tego zakresu częstości jest niedopasowany (zbyt mały) by umożliwić wydajne sprzężenie w polu dalekim pomiędzy kolejnymi elementami struktury, sygnatura spektralna modu nie zależy od częstości i jest wynikiem powstawania niezależnych modów wnikowych w szczelinach pomiędzy elementami. Natomiast okres  $A = 250$  nm, a w szczególności  $A = 300$  nm umożliwia powstanie modu propagującego się na styku metalu z podłożem (o współczynniku załamania  $n_3 = 1,5$ ), mod staje się dispersyjny, a jego częstość zaczyna zależeć od wektora falowego. Z tego samego powodu mod zanika dla większych okresów. Rysunek 7.23 przedstawia niezerowe składowe pól, natężenia i wektor Poyntinga dla omawianego modu propagacyjnego. Różnice w rozkładzie składowej  $E_z$  pola elek-



trycznego powyżej i poniżej siatki wskazują na zlokalizowany charakter rezonansu (o małej amplitudzie) na górnej powierzchni oraz na propagacyjny charakter na dolnej powierzchni, co znajduje potwierdzenie na wykresie wektora Poyntinga.

Wykresy na rys. 7.24 przedstawiają zależność częstości modów od grubości siatki dla identycznych struktur w różnych otoczeniach dielektrycznych. W przypadku, gdy struktura otoczona jest powietrzem, rezonanse związane ze zmianą charakteru wyższych rzędów ugięcia pojawiają się dla częstości  $\omega = 0,2275\omega_p$  i  $0,455\omega_p$ . W przypadku zmiany współczynnika załamania podłoża bądź wypełnienia siatki, dodatkowe rezonanse związane z dielektrykiem o wyższym współczynniku załamania pojawiają się dla częstości  $\omega = 0,1517\omega_p$ ,  $0,3033\omega_p$ ,  $0,455\omega_p$ ,  $0,6067\omega_p$ .



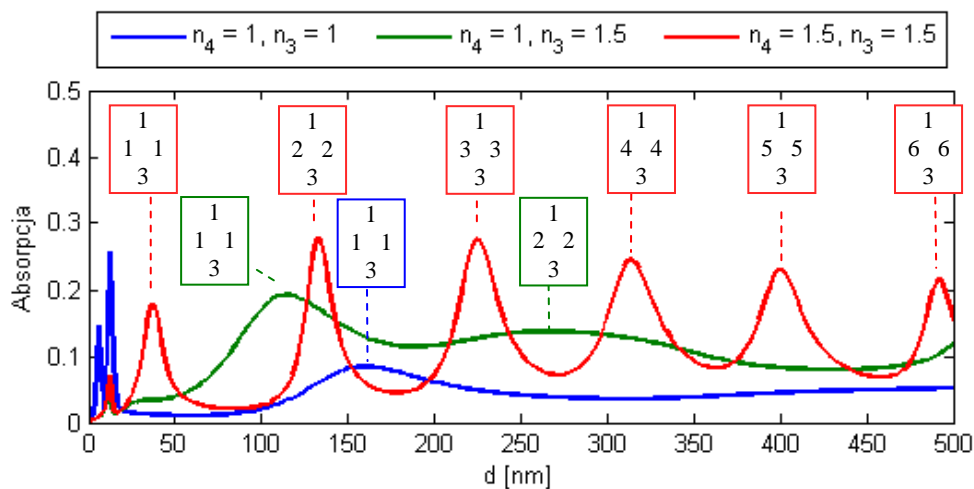
Rysunek 7.25. Zmiana położenia pików rezonansowych w zależności od częstotliwości fali padającej dla siatek o grubości  $d = 10$  nm i różnych współczynnikach załamania otoczenia. Pozostałe parametry:  $A = 600$  nm,  $f = 0,4A$ .

Ze względu na zmniejszenie długości fali w dielektryku, w miarę zwiększania współczynnika załamania otoczenia struktury w danym zakresie grubości pojawia się coraz więcej rezonansów sprzężonych związanych z poziomymi i pionowymi płaszczyznami pasków metalu. Są to rezonanse, których niewielkie przesunięcie ku czerwieni wraz ze wzrostem grubości warstwy wskazuje na zwykłą zależność fali stojącej od długości rezonatora. Im wyższy współczynnik załamania otoczenia, tym krótsze mody i tym więcej modów pojawia się dla danego zakresu grubości siatki. Powodem jest zmniejszenie efektywnej długości fali plazmonu w dielektryku, co sprawia, że wpływ długości rezonatora (paska metalu) staje się coraz istotniejszy.

Rysunek 7.25 przedstawia piki kolejnych rezonansów dla rosnącej częstotliwości w przypadku struktur o grubości 10 nm i różnych współczynnikach załamania otoczenia. Widać przesunięcie częstości rezonansowych ku czerwieni w wyniku zwiększenia współczynników załamania  $n_4$  i  $n_3$ . Ponieważ dla tak cienkich struktur istnieją jedynie mody na poziomych krawędziach pasków i nie ma modów na pionowych

wych krawędziach, zmiana współczynnika  $n_4$  pomiędzy paskami metalu nie wpływa na położenie rezonansów.

Istotne przesunięcie rezonansów ze względu na zmianę długości fali w dielektryku widać dla grubszych struktur, w których istnieją rezonanse na wszystkich krawędziach. Tak więc w zależności od współczynnika załamania dielektryka, dla danej częstości (rys. 7.26) mamy do czynienia z rezonansami różnych rzędów na różnych krawędziach. Dla wyższych częstości widać wyraźny wpływ wypełnienia dielektrycznego struktury. Kolejne rezonanse znacząco przesuwają się ku cieńszym strukturom, gdy wraz ze wzrostem współczynnika załamania ośrodka rośnie długość fali wzbudzającej dany rezonans. Na wykresie schematycznie oznaczono cyframi rzędy rezonansów na poziomych i pionowych granicach.



Rysunek 7.26. Zmiana położenia pików rezonansowych w zależności od grubości siatki dla częstości  $\omega = 0,385\omega_p$  i różnych współczynników załamania otoczenia.

W przypadku, gdy współczynniki podłoża i powietrza nie są sobie równe, następuje zwiększenie wektora falowego plazmonu propagującego się po granicy metalu z dielektrykiem o współczynnik załamania ośrodka. Tak więc częstości wzbudzenia plazmonu na dolnej powierzchni będą inne niż na górnej. Jest jednak możliwe wzbudzenie SPP na obu granicach przy tej samej długości fali – dzięki odpowiedniemu dobraniu parametrów. Możliwe jest wtedy jednoczesne wzbudzenie różnych rzędów ugięcia na obu granicach. Taka interferencja, przy założeniu dostatecznie cienkich siatek, także powoduje powstanie przerwy energetycznej na wykresie dyspersji w okolicy przecięcia linii dyspersji dla plazmonów na granicy metalu z powietrzem i dielektrykiem. Pojawia się, gdy np. drugi rząd w dielektryku jest wzbudzany przy tej samej energii fali, co pierwszy rząd w powietrzu. Ponieważ siatka jest wy-

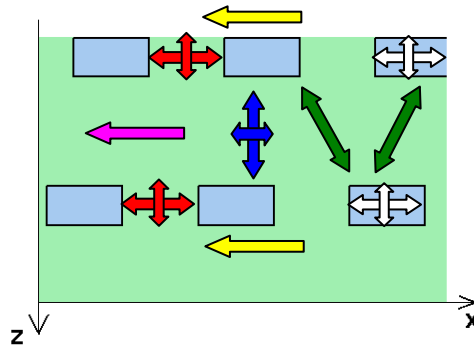
starczająco cienka, by umożliwić oddziaływanie pomiędzy modami, interferują one ze sobą doprowadzając do powstania przerwy energetycznej. Zwykle jest ona mniejsza od przerwy powstałej z oddziaływania modów tego samego rzędu po jednej stronie siatki. Oznacza to, że mody po obu stronach są słabiej sprzęgane niż plazmony propagujące się po tej samej stronie. Występuje wtedy zwiększona transmisja przez metalową siatkę. Ponieważ współczynnik załamania podłoża jest większy od współczynnika załamania powietrza, nie następuje całkowite odbicie. Pole padające zostaje ugięte na siatce. Gdy warunek na wektor falowy jest spełniony, na powierzchni metalu zostają wzbudzone propagujące się SPP (nieradiacyjne), które mogą sprzęgać się z modami propagacyjnymi w podłożu. Tak więc siatka nie tylko odpowiada za sprzężenie światła padającego do plazmonu, ale i wyprzęgnięcie plazmonu do modów propagacyjnych. Poprzez zmianę właściwości optycznych podłoża, można modyfikować radiacyjne sprzężenie modów falowodowych do fal płaskich propagujących się w przestrzeni.

### 7.3. Sprzężenie pomiędzy warstwami

Struktura dwuwarstwowa, nawet złożona jedynie z dwóch siatek metalowych, może być w pewnym przybliżeniu traktowana jako kryształ polarytonowy, będący periodycznym ośrodkiem, w którym występują jednocześnie rezonanse elektroniczne (za które odpowiadają plazmony) i fotoniczne (pochodzące z periodycznej modulacji stałej dielektrycznej materiału). Sprzężone rezonanse fotoniczne i elektroniczne są nazywane polarytonami – z tego powodu kryształy fotoniczne pozwalające na wzbudzenie obu typów rezonansów, są nazywane kryształami polarytonowymi [102].

W strukturach wielowarstwowych, poza wymienionymi w poprzednich podrozdziałach rezonansami związanymi z pojedynczą warstwą, pojawiają się dodatkowe rezonanse związane z oddziaływaniem pomiędzy poszczególnymi siatkami w polu bliskim. Ze względu na znaczny stopień skomplikowania zagadnienia oraz ograniczoną objętość niniejszej pracy, analiza dwuwarstwowych struktur zostanie sprowadzona jedynie do wymienienia dodatkowych rezonansów sprzężonych wraz z numeryczną prezentacją przykładowych oddziaływań międzywarstwowych bez dokładnej analizy mechanizmu ich powstawania oraz ich zależności od parametrów geometrycznych i materiałowych. Ten skomplikowany problem (dwuwarstwową rozseparowaną strukturę) można sprowadzić do prostszego (pojedyncza siatka) poprzez dobranie bardzo grubej warstwy dielektryka pomiędzy siatkami, która nie pozwoli na sprzęganie się struktur w polu bliskim. Zamiast dodatkowej siatki, można rozważyć dodanie metalowej warstwy (bądź dwóch, tworzących wnękę) w okolicy periodycznej warstwy metalu, co prowadzi do powstania nowych rodzajów modów zwią-

zanych z wnętrzem rezonatora [92]. Analogicznie, dwuwymiarowe kryształy „polarytonowe” można otrzymać dzięki periodycznej modyfikacji właściwości optycznych warstwy metalu, dzięki czemu otwiera się możliwość manipulacji właściwościami plazmonów propagujących się po powierzchni w dowolnym kierunku. Analiza takiej struktury wykracza jednak poza ramy niniejszej pracy, może natomiast stanowić interesujący temat dalszych badań w tym zakresie [103–108].

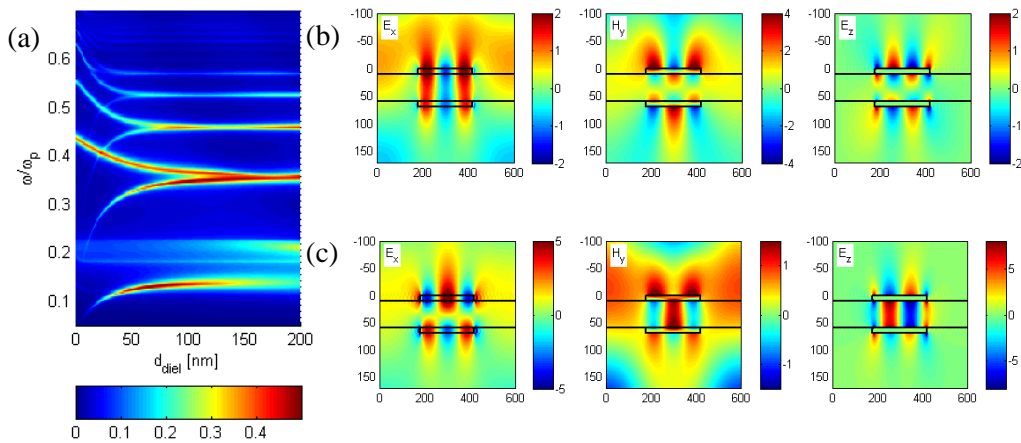


Rysunek 7.27. Schemat oddziaływań w plazmonowej strukturze dwuwarstwowej złożonej z dwóch jednowymiarowych periodycznych siatek metalowych rozdzielonych warstwą dielektryka.

Dwuwarstwowa metalowa struktura periodyczna pozwala na kontrolę oddziaływania różnego rodzaju modów w bardzo dużym zakresie. Na rys. 7.27 zaznaczono schematycznie możliwe oddziaływania w dwuwarstwowej strukturze metalowej z warstwą separującą. Poza modami opisanymi w poprzednich podrozdziałach (np. związanymi z modami sprzężonymi poprzez metal – białe strzałki), mogą pojawić się dodatkowo mody sprzężone związane z oddziaływaniem pomiędzy rezonansami związanymi z górną i dolną warstwą (zielone strzałki), wypadkowe mody propagujące się związane z periodycznością struktury w strukturach asymetrycznych ( $d_x \neq 0$  – żółte strzałki) związane ze sprzężeniem w polu bliskim bądź dyfrakcyjnie pomiędzy kolejnymi elementami siatki, poziome lub pionowe mody wnekowe w tworzących się mikrorezonatorach pomiędzy paskami w obrębie jednego okresu lub pomiędzy okresami (w pojedynczej warstwie – czerwone strzałki, pomiędzy warstwami – granatowe strzałki), a także mody falowodowe prowadzone w całej strukturze (różowa strzałka). Analiza takiej struktury jest dość skomplikowana, zwłaszcza przy dodatkowym założeniu asymetryczności dielektrycznego otoczenia siatki. W rozdziale tym problem modów związanych z oddziaływaniem pomiędzy obiema warstwami struktury zostanie jedynie zasygnalizowany, jako rozszerzenie zagadnienia modów wzbudzanych na jednowarstwowej strukturze periodycznej.

Znając mody na pojedynczej metalowej siatce, można prześledzić wpływ układu dwóch podobnych struktur na wzbudzone rezonanse i odpowiedź optyczną całej struktury.

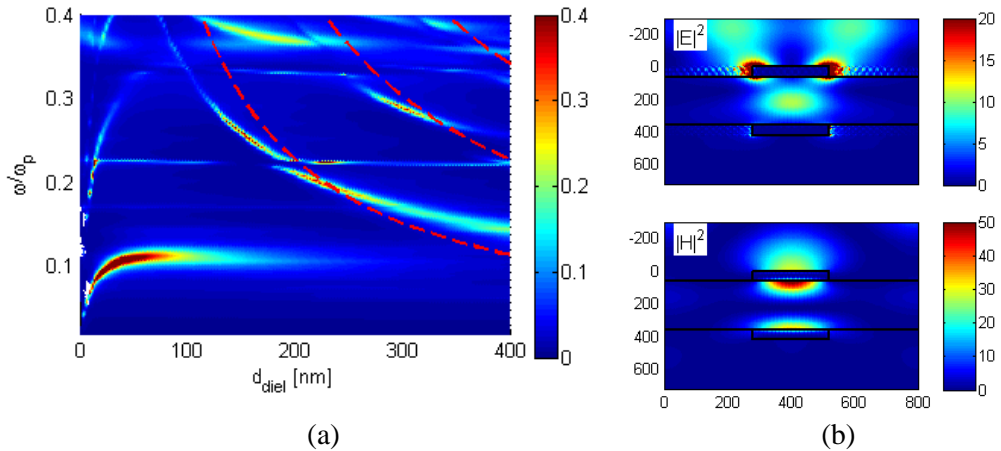
Ciekawym przykładem modów sprzężonych pomiędzy dwiema siatkami są, oddziałujące silnie ze sobą dla małych grubości dielektryka, plazmony zlokalizowane na poszczególnych elementach każdej z siatek. Rysunek 7.28 przedstawia amplitudy niezerowych składowych pola EM dla wysoko- i niskoenergetycznej gałęzi modu (odpowiednio modu parzystego i nieparzystego) dla struktury złożonej z dwóch jednakowych siatek metalowych.



Rysunek 7.28. (a) Zależność częstotliwości od grubości warstwy dielektryka dla  $d_1 = d_2 = 10$  nm,  $\Lambda = 600$  nm,  $f_1 = f_2 = 0,4\Lambda$ . (b) i (c) Unormowane amplitudy składowych  $E_x$ ,  $H_y$  i  $E_z$  dla modu parzystego ( $\omega = 0,384\omega_p$ ) i nieparzystego ( $\omega = 0,326\omega_p$ ) dla  $d_{\text{diel}} = 50$  nm w jednorodnym, symetrycznym otoczeniu dielektrycznym ( $n_1 = n_4 = n_3 = 1$ ).

W obu przypadkach mamy do czynienia z modem parzystym tego samego rzędu ( $m=3$ ) na każdym pojedynczym pasku (symetryczny rozkład  $E_x$  wynikający z reżimu padania normalnego), jednak ze względu na fakt, że częstotliwości obu plazmonów cząsteczkowych są jednakowe w obu warstwach, dla dostatecznie cienkich warstw separujących plazmony sprzęgają się ze sobą. Powoduje to rozszczepienie ich poziomów energetycznych – tym większe, im mniejsza grubość warstwy dielektrycznej pomiędzy elementami metalowymi (czyli im większe sprzężenie w polu bliskim pomiędzy modami). Mod sprzężony o niższej energii wykazuje asymetryczny rozkład amplitudy względem płaszczyzny poziomej przebiegającej w połowie wysokości warstwy dielektryka, gdyż siły przywracające (sprężystości), powstałe

w wyniku kolektywnego przesunięcia swobodnych elektronów w dolnej i górnej warstwie, wzajemnie się znoszą, co prowadzi do obniżenia częstości rezonansowej. W przypadku modu o wyższej energii, symetryczny rozkład pól w obu warstwach jest wynikiem działania sił przywracających skierowanych w tę samą stronę, co prowadzi do ich wzajemnego wzmocnienia, a zatem i wzrostu częstości rezonansowej. Silne wzmocnienie pola magnetycznego pomiędzy paskami w przypadku modu o niższej energii wynika z faktu, że składowa pola  $E_x$  jest skierowana w tych miejscach w przeciwne strony. Pionowe ograniczenie modu do okolicy struktury jest bardzo duże. Spowodowane jest sprzężeniem w polu bliskim pomiędzy górnym i dolnym paskiem, co powoduje silną lokalizację pola elektrycznego pomiędzy przewodnikami.

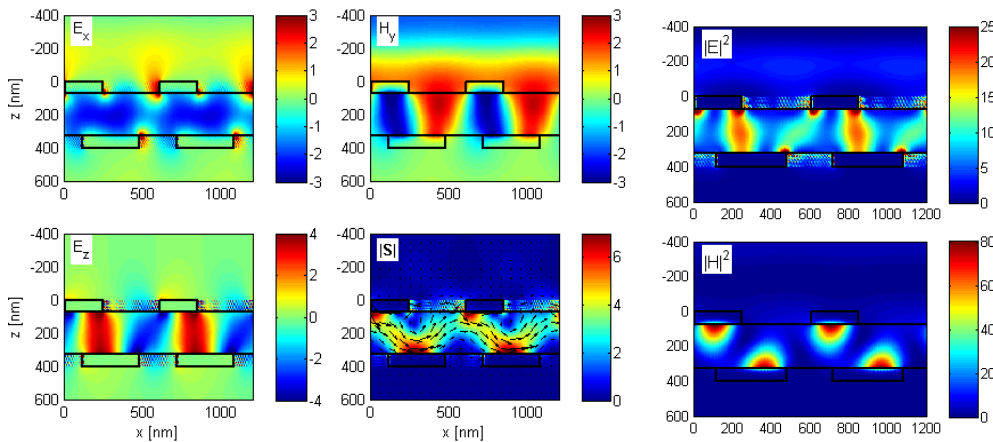


Rysunek 7.29. (a) Zależność częstości od grubości warstwy separującej dla układu dwóch siatek o okresie  $\Lambda = 800$  nm, wypełnieniu  $f_1 = f_2 = 0,3\Lambda$  i przesunięciu  $d_x = 0$ . Przerywane krzywe wyznaczają analityczną zależność  $\omega(d_{diel})$  dla kolejnych rezonansów we wnęce o skończonej długości. (b) Rozkłady natężenia pola elektrycznego i magnetycznego dla pierwszego modu wnątkowego w strukturze ( $d_{diel} = 300$  nm,  $\omega = 0,17\omega_p$ ).

Przesunięcia spektralne silnie zależą od grubości dielektryka. Im niższy rząd rezonansu, tym dłużej wykazuje dyspersję w zależności od grubości warstwy separującej. Dzieje się tak dlatego, że rezonanse o niższych rzędach mają większe długości fali i ich pola wnikają głębiej w ośrodki dielektryczne. Dla modów wyższych od podstawowego, w większości analizowanych konfiguracji warstwa dielektryczna o grubości  $\sim 150$  nm jest już wystarczająca by zapobiec wzajemnemu oddziaływaniu modów.

Innym z przykładowych rezonansów pochodzących ze wzbudzeń i sprzężeń pomiędzy elementami obu siatek w tym samym okresie jest pionowy rezonans wnątkowy.

kowy (rys. 7.29) pojawiający się dla struktur o zerowym lub bliskim zera przesunięciu względnym warstw  $d_x$ . Wykres z lewej strony pokazuje zależność częstości od grubości warstwy separującej dla  $\Lambda = 800\text{nm}$ ,  $f_1 = f_2 = 0,33\Lambda$  i  $d_x = 0$ . W przypadku braku przesunięcia wzajemnego warstw widać wyraźne mody wnekowe o częstości malejącej w miarę wzrostu grubości dielektryka (długości rezonatora). Rozbieżności dla wyższych częstości (mniejszych długości wnek) mogą wynikać z rosnącej siły oddziaływań w polu bliskim pomiędzy plazmonami na górnym i dolnym pasku metalu. Z kolei w polu dalekim istotną rolę mogą odgrywać wyższe rzędy dyfrakcyjne. Wykresy z prawej strony obrazują rozkład natężeń pól elektrycznego i magnetycznego dla modu o rzędzie  $m=1$ . Widać prądy przesunięcia związane z silnym polem elektrycznym zlokalizowanym na granicach paska.



Rysunek 7.30. Rozkład unormowanych niezerowych składowych pola EM oraz natężeń pola elektrycznego i magnetycznego w otoczeniu siatki o okresie  $\Lambda = 600\text{ nm}$ , wypełnieniu  $f_1 = 0,4\Lambda$  i  $f_2 = 0,6\Lambda$  oraz przesunięciu  $d_x = 0,283\Lambda$ , grubość dielektryka:  $d_{diel} = 250\text{ nm}$ ,  $\omega = 0,156\omega_p$ , współczynniki załamania dielektryków:  $n_1 = n_3 = n_4 = n_5 = 1$ ,  $n_{diel} = 1,5$ .

Innym przykładem może być mod falowodowy związany z całą strukturą (rys. 7.30). Energia propaguje się głównie w warstwie separującej w jedną ze stron, pomimo padania normalnego. Przepływ energii przyjmuje preferowany kierunek prostopadły do kierunku padającego wektora falowego, wynikający jedynie z asymetrii geometrycznej struktury.

Istotne z punktu widzenia aplikacyjnego właściwości takiej struktury periodycznej pojawiają się dla dwóch typów rezonansów: w przypadku modów zlokalizowanych i wnekowych mamy do czynienia z bardzo silną koncentracją energii na stosunkowo małym obszarze. Prowadzi to do znacznego wzrostu natężenia pola

i wzmocnienia sygnału w technologiach spektroskopowych: SERS, fluorescencji, fotoluminescencji, a także do zwiększenia rozdzielczości w wizualizacji nanoobjektów (SNOM) i manipulacji nanocząstkami za pomocą pola elektromagnetycznego. Struktury tego typu umożliwiają także detekcję pojedynczych cząstek dzięki niezwyklej wrażliwości plazmonów na warunki otoczenia, co ma istotne znaczenie w konstruowaniu biologicznych i chemicznych czujników wykorzystywanych do kontroli zanieczyszczeń środowiska. Ponadto na siatkach dyfrakcyjnych istnieją także mody wynikające ze sprzężenia pomiędzy elementami metalowymi w poszczególnych okresach. Ich wydajna propagacja w wybranym kierunku, a także możliwość manipulacji i przełączania, może umożliwić opracowanie nośników informacji optycznej, tranzystorów opartych na plazmonice oraz filtrów kolorów prowadzących do selektywnej transmisji [109].



## Fizyczne podstawy kierunkowości

Interesującym problemem są fizyczne przyczyny zmiany kierunku propagacji energii w strukturze. Zjawisko to może być analizowane poprzez analogię opisywanej siatki dyfrakcyjnej i kryształu fotonicznego (polarytonowego [110–114]), którego relacja dyspersji może być porównywana z dyspersją dla układu dwóch warstw opisanych w rozdziale 6. Podobieństwa pomiędzy relacjami pozwalają na postawienie tezy, że mechanizmem odpowiadającym za zmianę kierunkowości jest zmiana kierunku wektora prędkości grupowej fali rozproszonej na siatce periodycznej wynikająca z dekompozycji fali padającej na siatkę w okolicy powstającej przerwy energetycznej będącej wynikiem oddziaływania dwóch modów ze sobą.

Struktury składające się z warstw materiałów o przeciwnych znakach przenikalności dielektrycznej pozwalają na propagację modów (w pewnym preferowanym kierunku), które w materiale złożonym z warstw o przenikalnościach dielektrycznych tych samych znaków byłyby zanikające [115]. Kierunek propagacji energii w kryształach polarytonowych określony jest przez wektor prędkości grupowej, czyli normalną do powierzchni ekwienergetycznej pasma fotonicznego w strukturze [116].

Propagacja światła w siatce dyfrakcyjnej o okresie  $\Lambda$  może być przedstawiona przy pomocy dekompozycji fali płaskiej na strukturze periodycznej. W przestrzeni wektorów falowych dekompozycja struktury o słabej modulacji sprowadza się do okręgów odpowiadających wartościom wektora falowego dla stałej częstości, powielonych periodycznie wzdłuż wektora siatki dla kolejnych rzędów ugięcia. Z zasady zachowania wektora falowego wynika, że dla danej fali pobudzającej istnieje więcej niż jedna fala, która może zostać wzbudzona w strukturze. Punkt przecięcia dwóch okręgów jest punktem osobliwym w przestrzeni wektorów falowych, w którym kierunek propagacji jest nieokreślony i w którym, w wyniku oddziaływania, pojawia się przerwa energetyczna. Tak więc nawet niewielka zmiana kąta padania fali w okolicy przerwy może spowodować znaczące zmiany kierunku fali rozproszonej, ze względu na jej umiejscowienie na sąsiednich (zniekształconych) okręgach, co odpowiada znaczącym zmianom kierunku wektora prędkości grupowej.

Mechanizm ten leży u podstaw sterowania wiązką (beam steering) w falowodach bazujących na siatkach dyfrakcyjnych [117, 118].

Na tej samej zasadzie można wyjaśnić zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia: okrąg odpowiadający propagacji w ośrodku, z którego pada fala jest większy od okręgu dla ośrodka, do którego się transmituje (ze względu na większy współczynnik załamania), a więc dla składowych wektora  $k_x$  większych od pewnej wartości nie istnieją rozwiązania rzeczywiste w ośrodku dolnym i fala nie może się propagować w podłożu powyżej pewnego kąta padania.

W przypadku kryształu fotonicznego (siatki dyfrakcyjnej) o słabej modulacji współczynnika załamania, mieszanie się fal nie zaburza znacząco rozkładu powierzchni ekwienergetycznych i wzbudzone w kryształach fale Blocha można jednoznacznie określić jako transmitowane lub ugięte, w zależności od ich wektora  $\underline{K}$ . Jednak w strukturach o silnym kontraście mamy do czynienia z mieszaniną wielu składowych fali pochodzących od różnych wektorów  $\underline{K}$ , co oznacza, że powierzchnie ekwienergetyczne nie mogą zostać rozłożone na proste okręgi pochodzące od poszczególnych rzędów ugięcia. Tak więc prosty opis wykorzystywany przy analizie siatek dyfrakcyjnych o słabej modulacji nie może zostać zaadaptowany do przypadku silnej modulacji, który wykazuje zachowanie chaotyczne. W tym wypadku kształt powierzchni ekwienergetycznej nie umożliwia odtworzenia kształtu okręgów dla „pustej” struktury (o znikomej modulacji). Oznacza to, że zwykła fala transmitowana nie istnieje dla żadnego kąta padania, a wzbudzone fale Blocha nie mogą zostać przybliżone pojedynczą falą ugiętą na siatce, ale są silną mieszaniną fal ugiętych o różnych wektorach falowych [116].

## 8.1. Dyspersja dla warstw jednorodnych w kierunku x

System jednorodnych warstw metalu i dielektryka ułożonych naprzemiennie jedna nad drugą stanowi najprostszy przykład metamateriału. Dla dostatecznie cienkich warstw układ ten może być rozpatrywany jako jednorodny ośrodek anizotropowy o różnych przenikalnościach dielektrycznych w kierunku  $x$  i  $z$ , charakteryzowany przez efektywny współczynnik załamania. Relacja dyspersji takiego ośrodka opisywana jest wzorem [115]:

$$\frac{k_x^2}{\varepsilon_z} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_x} = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (8.1)$$

gdzie składowe anizotropowej przenikalności dielektrycznej:

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{d_1 + d_2}, \quad \varepsilon_z = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (d_1 + d_2)}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1}. \quad (8.2)$$

Rysunek 8.1 przedstawia analityczne relacje pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla stałej częstości dla bezstratnych jednorodnych ośrodków anizotropowych o nieskończonej grubości, opisywanych za pomocą relacji dyspersji (8.1) dla dielektryka  $\varepsilon_1 = 1$  (niebieska przerywana linia) i  $\varepsilon_1 = 2,25$  (zielona przerywana linia).

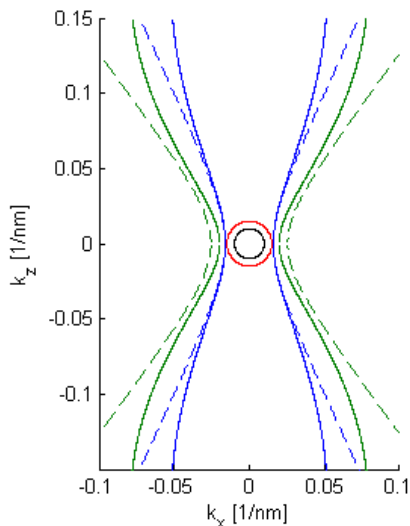
Analiza relacji dyspersji pozwala na zrozumienie odpowiedzi układu na pobudzenie falą elektromagnetyczną. W przypadku, gdy zarówno  $\varepsilon_x$  jak i  $\varepsilon_z$  jest dodatnie, mamy do czynienia z relacją dyspersji dla fali propagującej się w wolnej przestrzeni (okrąg). Zwiększenie współczynnika załamania wypełniającego strukturę powoduje powiększenie okręgu ze względu na konieczność spełnienia warunku dopasowania fazowego. Zakres wartości  $k_x$ , dla których  $k_z$  jest rzeczywiste jest ograniczony – powyżej pewnej wartości  $k_x$  nie istnieją fale propagujące się o rzeczywistych wartościach, istnieją jedynie fale zanikające o urojonym  $k_z$ .

Z kolei, gdy  $\varepsilon_x$  i  $\varepsilon_z$  przyjmują przeciwne znaki, zakres wartości  $k_x$  odpowiadających falam propagującym się, jest znacznie większy [115]. Rozwiązania relacji dyspersji dla stałej częstości istnieją w postaci hiperbol, które dążą asymptotycznie do linii prostych, nie wykazując wartości odcięcia. Zatem w przypadku nieskończonego, jednorodnego ośrodka anizotropowego o przeciwnych znakach przenikalności dielektrycznych  $\varepsilon_x$  i  $\varepsilon_z$  fale propagujące się istnieją dla całego zakresu  $k_x$ .

Kierunek propagacji energii jest określony za pomocą prędkości grupowej  $\underline{v}_g = \nabla_k \omega$ , która jest prostopadła do krzywej ekwienergetycznej [116]. W tym przypadku wektory prędkości grupowej są skierowane na zewnątrz stożka utworzonego przez obrót krzywych hiperbolicznych wokół osi  $OZ$  (ze względu na nierozróżnialność kierunków  $x$  i  $y$ ). Kształt krzywych zależy od częstości i parametrów materiałowych struktury. W ten sposób można określić i modyfikować preferowany kierunek propagacji energii w układzie. W tym przypadku nie istnieją mody propagujące się o wektorach falowych leżących w obszarze otaczającym  $k_x = 0$ , jak również nie ma modów propagujących się o wektorach prędkości grupowej leżących wewnątrz stożka, jak to ma miejsce w wyższym paśmie (nie przedstawionym na wykresie).

Nieco inaczej jest w przypadku struktury o skończonej grubości warstw. Odpowiedź takiego układu może być kontrolowana za pomocą częstości fali, parametrów materiałowych oraz grubości warstw. Złamanie izotropii układu poprzez założenie istnienia warstw o skończonych grubościach prowadzi do powstania ośrodka periodycznego w kierunku  $z$  i ograniczenia zakresu wektorów  $k_x$ , dla których istnieją fale propagujące się. Krzywe ekwienergetyczne oddalają się od kierunków wyznaczonych przez hiperbole w stronę granic strefy Brillouina (ciągłe linie niebieska i zielona na rys. 8.1) wyznaczonej przez wartości  $k_z = \pm \pi/d$ , gdzie  $d$  jest całkowi-

tą grubością wielowarstwowej komórki periodycznej, przy czym fizyczne znaczenie ma jedynie pierwsza strefa Brillouina. Model anizotropowego ośrodka jednorodnego stanowi tym lepsze przybliżenie rzeczywistej struktury, im cieńsze warstwy zostaną wzięte pod uwagę. Im grubsza struktura, tym mniejsza strefa Brillouina i większe ograniczenie wartości  $k_z$ . Analogicznie do przypadku ośrodka jednorodnego, kierunek propagacji fali jest określony poprzez zwrot wektora prędkości grupowej  $\mathbf{i}$ , w tym przypadku, skierowany na zewnątrz zmodyfikowanego stożka.



Rysunek 8.1. Analityczna zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstotliwości  $\omega = 0,2157\omega_p$  w przypadku jednorodnego anizotropowego ośrodka o nieskończonej grubości charakteryzowanego przenikalnościami  $\varepsilon_x$  i  $\varepsilon_z$  obliczonymi dla parametrów:  $\varepsilon_1 = 1$  i  $\varepsilon_2 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  (niebieska przerywana linia) oraz  $\varepsilon_1 = 2,25$  i  $\varepsilon_2 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  (zielona przerywana linia), a także zależność dla powietrza  $\varepsilon = 1$  (czarna linia) i dielektryka  $\varepsilon = 2,25$  (czerwona linia). Ciągłe krzywe: zależność dla analogicznych struktur periodycznych o skończonych grubościach warstw ( $d_1 \approx 7$  nm,  $d_2 \approx 11$  nm).

Z tego punktu widzenia, struktura warstwowa przypomina materiał anizotropowy  $\mathbf{i}$ , podobnie jak on, choć w mniejszym zakresie, pozwala na propagację fal, które w zwykłym ośrodku byłyby zanikające. Jest to wynikiem zmiany znaku funkcji przenikalności dielektrycznej na granicach metalu z dielektrykiem i transmisji fali poprzez sprzężenie z plazmonami powierzchniowymi [115]. Tak więc dla struktury warstwowej, z wyjątkiem fal, dla których  $k_z \approx 0$ , wektory prędkości grupowej są skierowane prawie równoległe do osi  $k_x$ , co stanowi podstawę do projektowania struktur o wybranym kierunku propagacji energii.

## 8.2. Dyspersja dla warstw periodycznych w kierunku $x$

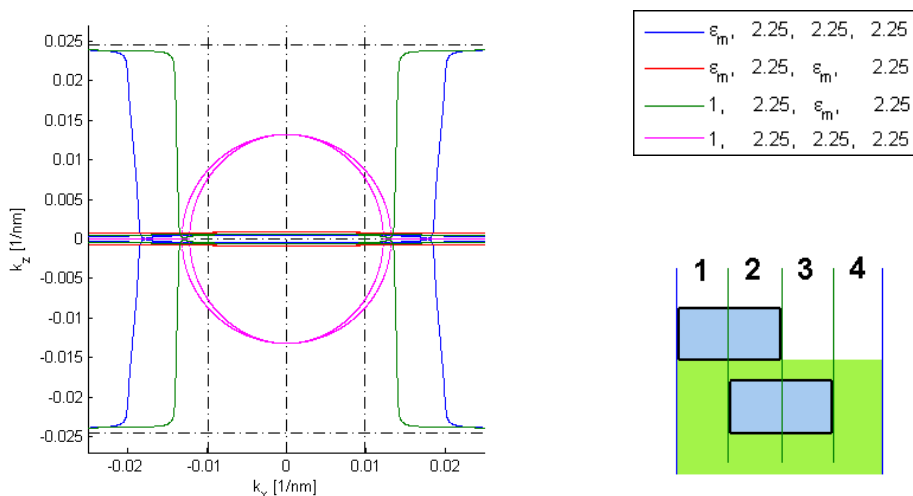
Jakkolwiek analiza układu w przybliżeniu ośrodka efektywnego stanowi duże ułatwienie zarówno z punktu widzenia obliczeń jak i zrozumienia fizycznych podstaw zachodzących zjawisk, w przypadku rzeczywistej struktury o skończonej grubości warstw i dodatkowej periodyczności w kierunku  $x$  niezbędna jest także analiza numeryczna. Skomplikowane przypadki struktur można analizować przy pomocy metody macierzy transmisji (5.6) [64], zwanej także metodą macierzy charakterystycznej (characteristic matrix) [119], macierzy ABCD [71] lub macierzy łańcuchowej (chain matrix) [120], uzależniającej składowe pola w dwóch równoległych płaszczyznach w danej warstwie. Iloczyn macierzy charakterystycznych odpowiadających każdej z warstw opisuje cały układ periodyczny.

Wartości własne macierzy charakterystycznej o jednostkowym module są rozwiązaniami opisującymi mody Blocha. Na podstawie wartości własnych  $\zeta$  macierzy można wyznaczyć relację dyspersji układu [115]:

$$\zeta = e^{ik_z d}. \quad (8.3)$$

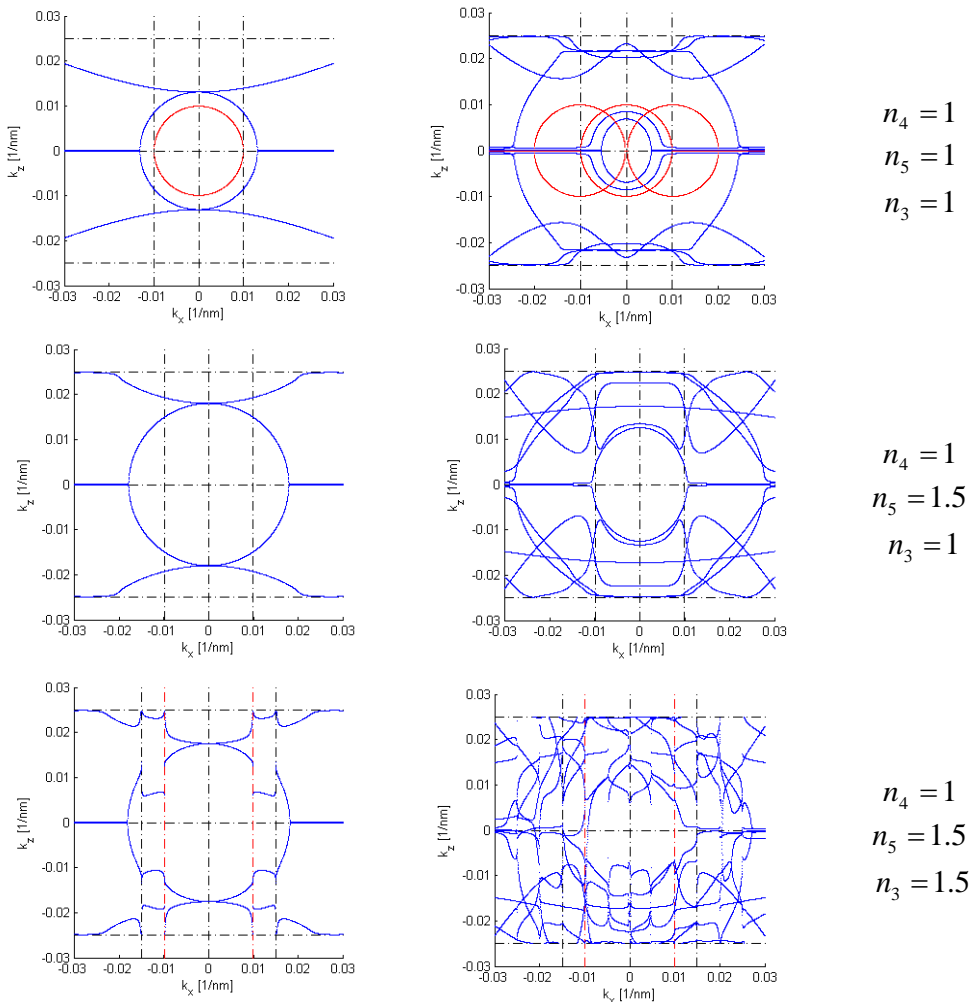
Wykres na rys. 8.2 przedstawia zależność dla czterech jednorodnych warstwowych struktur o grubościach poszczególnych warstw równych grubościom w opisanym przypadku przesunięcia horyzontalnego (rozdz. 6.4), na które został podzielony jeden okres dwuwarstwowej siatki. Aby uniknąć przypadku, gdy obie warstwy są metalowe, pomiędzy siatki wprowadzono warstwę dielektryka o bardzo małej grubości. Cztery krzywe na wykresie odpowiadają czterem różnym obszarom periodycznym w kierunku  $y$ , które zostały potraktowane (oddzielnie) jako jednorodne w kierunku  $x$ . Widać spodziewany charakterystyczny okrąg jako przekrój stożka w przypadku czwartym (warstwy dielektryczne) oraz, bardzo pionowe, wygięte w stronę granicy strefy Brillouina hiperbole odpowiadające strukturze złożonej z naprzemiennie ułożonych warstw dielektryka i metalu. Krzywa dla przypadku drugiego pojawia się dla bardzo dużych wartości  $k_x$  ze względu na niewielką grubość warstwy dielektryka, która powoduje, że w wąskich szczelinach mogą istnieć jedynie plazmony o bardzo małej długości fali. W obliczeniach przyjęto stratny metal, co powoduje obecność niezerowych rozwiązań dla  $k_z \approx 0$  oraz wygięcie krzywych dla rosnących wartości  $k_x$  dążących asymptotycznie do granic strefy Brillouina. Podobnie jak w poprzednim przypadku, wektory prędkości grupowej są skierowane prostopadle do krzywych i na zewnątrz, w stronę większych  $k_x$ , co obrazuje preferowany kierunek propagacji energii w układzie przy danej wartości składowej  $k_x$ . Ta krótka analiza może być punktem wyjścia do dalszych rozważań nad odpowiedzią optyczną bardziej skomplikowanych struktur asymetrycznych oraz do projektowania

urządzeń optycznych pozwalających na propagację modów, które miałyby charakter zanikający w ośrodku dielektrycznym, o selektywnym kierunku propagacji.



Rysunek 8.2. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  dla czterech jednorodnych w kierunku  $x$  warstwowych struktur o układzie warstw odpowiadającym obszarom zaznaczonym na schemacie po prawej i o grubościach odpowiadających przypadkowi przesunięcia horyzontalnego. Grubość warstwy dielektryka pomiędzy siatkami wynosi  $d_{diel} = 2 \text{ nm}$ .

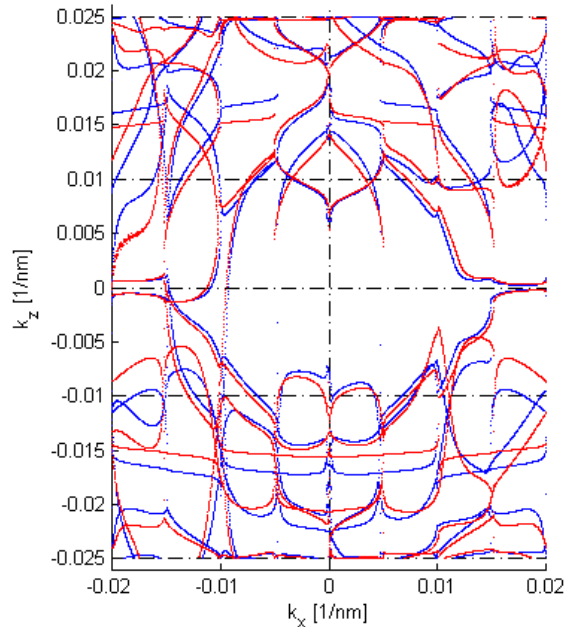
Wykresy na rys. 8.3 przedstawiają kontury o stałej częstości ( $\omega = 0,2157\omega_p$ ) w zależności od  $k_x$  i  $k_z$  dla coraz bardziej skomplikowanych układów, periodycznych w kierunku  $x$ . Dla przejrzystości przedstawione zostały zależności tylko dla jednego przypadku. We wszystkich przypadkach struktura wygląda tak samo (asymetria horyzontalna dla przesunięcia  $d_x = 0,35\lambda$ ), różni się jedynie współczynnikami załamania poszczególnych dielektryków, jak jest to wyszczególnione w trzeciej kolumnie. W pierwszej kolumnie przedstawione są rzeczywiste rozwiązania relacji dyspersji przy założeniu jednego tylko (zerowego) rzędu ugięcia. Krzywe są wtedy analogiczne do wykresów dla jednorodnej warstwy. W środkowej kolumnie rzędy są trzy,  $m = \{-1, 0, 1\}$ , przy czym ostatni wykres przedstawia sytuację odpowiadającą strukturze przewodzącej energię w lewo przy przesunięciu horyzontalnym. Czerwone okręgi oznaczają zależność dla fali padającej z powietrza. W przypadku układu o periodyczności w kierunku  $x$ , strefa Brillouina istnieje także dla  $k_x$ .



Rysunek 8.3. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstości  $\omega = 0,2157\omega_p$  w przypadku struktury odpowiadającej asymetrii horyzontalnej dla przesunięcia  $d_x = 0,35\lambda$  o różnych współczynnikach załamania poszczególnych dielektryków (trzecia kolumna). Lewa kolumna: zerowy rząd ugięcia, środkowa kolumna: trzy rzędy ugięcia. Czerwone okręgi oznaczają zależność dla fali padającej z powietrza.

Struktury symetryczne charakteryzowane są przez symetryczne dyspersje. W przypadku bardziej złożonych układów widać wyraźne złamanie symetrii i złożoność odpowiedzi systemu. W przypadku struktur o silnej modulacji nie da się prześledzić ewolucji modów pochodzących od poszczególnych rzędów ugięcia ze względu na silne oddziaływanie pomiędzy nimi. Dla  $k_x$  w pierwszej strefie Brillouina pojawiają się mody ze stref o większych wektorach, co skutkuje znacznym

skomplikowaniem zależności dyspersyjnej. Wzbudzone fale Blocha nie mogą zostać przybliżone pojedynczą falą ugiętą, ale są silną mieszaniną fal ugiętych o różnych wektorach falowych [116]. Dla większej ilości rzędów ugięcia zależność staje się coraz bardziej chaotyczna.



Rysunek 8.4. Zależność pomiędzy  $k_x$  i  $k_z$  dla częstotliwości  $\omega = 0,2157\omega_p$  (niebieskie linie) oraz  $\omega = 0,22\omega_p$  (czerwone linie) w przypadku struktury odpowiadającej asymetrii horyzontalnej dla przesunięcia  $d_x = 0,35A$  dla trzech rzędów ugięcia.

Tak więc fala padająca o wektorze  $k_z = (0,0,k_0)$  może wzbudzić kilka różnych modów. Z wykresów wynika, że nie ma punktu odcięcia, czyli wartości  $k_x$ , powyżej których nie istniałyby rzeczywiste rozwiązania  $k_z$ . Choć struktura pasmowa tej konfiguracji jest niezwykle skomplikowana, należy pamiętać, że nie wszystkie mody widoczne na wykresie dyspersji mogą zostać pobudzone z jednakową wydajnością. Miejsca przecięcia bądź oddziaływania pomiędzy modami są punktami, w których kierunek propagacji nie jest jednoznacznie określony, co oznacza, że nawet niewielka zmiana kąta padania fali w okolicy tego punktu może spowodować znaczące zmiany kierunku wektora prędkości grupowej, a więc kierunku fali rozprószonej.

Rysunek 8.4 przedstawia zależność  $k_z(k_x)$  dla dwóch częstotliwości:  $\omega = 0,2157\omega_p$  (częstość fali dla której zoptymalizowana została struktura opisana w rozdz. 6 – nie-



bieskie krzywe) i  $\omega = 0,22\omega_p$  (częstość nieco wyższa – czerwone krzywe) w przypadku struktury odpowiadającej asymetrii horyzontalnej dla przesunięcia  $d_x = 0,35A$  dla trzech rzędów ugięcia (ostatni przypadek na rys. 8.3). Z wykresu można odczytać zachowanie się poszczególnych modów dla rosnącej częstości, co pozwala na określenie kierunku wektora prędkości grupowej, a zatem i kierunku propagacji poszczególnych modów.

Relacja dyspersji pozwala na określenie kierunku propagacji poszczególnych modów. W miarę wzrostu częstości pasma przesuwają się, określając kierunek prędkości grupowej. Wektor  $\underline{k}$  w ośrodku dielektrycznym jest określony przez ciągłość składowych stycznych do granicy i określa kierunek propagacji fali w ośrodku. Natomiast w kryształach fotonicznych, ze względu na periodyczność struktury, kierunek propagacji fali rozproszonej nie jest równoległy do wektora falowego fali transmitowanej zerowego rzędu [116]. Ponieważ prędkość grupowa wyraża się wzorem  $\underline{v}_g = \nabla_k \omega$ , oznacza to, że kierunek propagacji energii jest prostopadły do powierzchni ekwienergetycznej fali o danym wektorze  $\underline{k}$ .

Brak periodyczności w kierunku  $k_x$  przy jednoczesnej skończonej grubości warstw w kierunku  $z$  powoduje istnienie wartości odcięcia, czyli wartości  $k_x$ , powyżej której w układzie nie ma fal propagujących się. Jednak ze względu na nałożenie periodycznych warunków brzegowych w kierunku  $x$ , mamy do czynienia ze złożeniem dyspersji z innych stref do pierwszej strefy Brillouina w kierunku  $x$  i brakiem częstości odcięcia. Obecność  $\varepsilon_x$  i  $\varepsilon_z$  o przeciwnych znakach umożliwia wzbudzenie plazmonów na każdej granicy metalu i dielektryka oraz zwiększenie zakresu wektorów falowych  $k_x$ , dla których w układzie mogą istnieć fale propagujące się. Tak więc istnienie rozwiązań rzeczywistych relacji dyspersji dla wektorów falowych  $k_x$  o dodatnich i ujemnych wartościach pozwala na wzbudzenie konkretnego modu i zmianę kierunku propagacji energii dzięki manipulacji parametrami asymetryczności struktury. Bogactwo modów pozwala na wybór kierunku propagacji fali w asymetrycznej strukturze periodycznej.



## Konkluzje

W pracy, poza przedstawionym tłem badawczym, osiągnięciami plazmoniki oraz szkicem obecnego stanu wiedzy w zakresie manipulowania kierunkowością plazmonów powierzchniowych, zrealizowane zostały następujące cele:

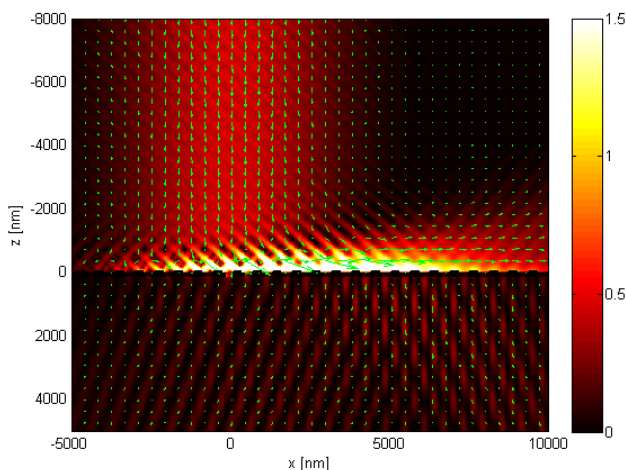
- Zaproponowano i przeanalizowano działanie nowego elementu optycznego opartego na wykorzystaniu generacji plazmonów polarytonów powierzchniowych (SPP) i pozwalającego na zmianę kierunku propagacji energii przy powierzchni asymetrycznej metalowej struktury. Ukierunkowanie propagacji energii w reżimie padania normalnego następuje pod wpływem zmiany parametrów geometrycznych lub materiałowych układu. Kierunek propagacji energii w polu bliskim związany jest z różnymi siłami sprzężenia  $+1$  i  $-1$  rzędu ugięcia, związanymi z asymetrią struktury i skutkującymi jednokierunkową wypadkową propagacją energii wzdłuż siatki. Jednocześnie stałe propagacji plazmonów poruszających się w przeciwnie strony są równe ze względu na jednakowy przyczynek do ich wartości związany jedynie z wektorem odwrotnym sieci przy zachowaniu padania normalnego fali płaskiej na strukturę. Zaletą przedstawionego rozwiązania jest relatywnie prosta produkcja tego urządzenia, np. za pomocą fotolitografii, elektronolitografii lub zogniskowanej wiązki jonów, co ma niebagatelne znaczenie przy rozważaniu zastosowań praktycznych [104, 121].

Zaletą plazmonów jest fakt, że ich właściwości mogą być kontrolowane w bardzo dużym zakresie. Możliwymi praktycznymi zastosowaniami podobnych metalowych struktur periodycznych, umożliwiających jednokierunkową propagację SPP i skupienie światła w małym obszarze, jest np. detekcja pojedynczych molekuł, co znacząco zwiększa możliwości technik spektroskopowych takich jak SERS [28], fluorescencja [26], fotoluminescencja [27] szeroko stosowanych w biologii, medycynie, badaniu zanieczyszczeń środowiska, analizie składu chemicznego.

Ponadto, tego typu struktury mogą służyć do projektowania urządzeń optycznych wykorzystywanych w optyce zintegrowanej, takich jak tranzystory [122, 123], przełączniki [124, 125] czy struktury skupiające światło [9, 18, 50]. Plazmony stanowią pomost pomiędzy elektroniką a fotoniką, łącząc w sobie zalety operowania

małymi elementami elektronicznymi z możliwością wykorzystania szerokiego pasma częstości optycznych dostępnego w fotonice. Pozwala to na uniknięcie „wąskiego gardła”, jakim jest spowolnienie przesyłu sygnałów przez łączniki, ze względu na konieczność transformacji sygnałów elektronicznych w optyczne i na odwrót. Pozwoli to na projektowanie zintegrowanych urządzeń umożliwiających jednocześnie generację, propagację, manipulację i odczyt danych w ramach jednego chipu [5, 38]. Zalety nowej technologii, takie jak niskie straty cieplne, szersze pasmo przy niskich stratach transmisyjnych oraz o wiele mniejsze wymiary, pozwolą na, przynajmniej chwilowe, utrzymanie tempa miniaturyzacji tranzystorów i zwiększania mocy obliczeniowej zgodnie z prawem Moore'a.

Dodatkowo, koncentratory plazmonowe (LHS) działające na zasadzie skupienia promieniowania z większego obszaru na powierzchni czulej, otworzą drogę do produkcji wydajniejszych detektorów promieniowania elektromagnetycznego bez potrzeby stosowania skomplikowanych i drogich optycznych soczewek immersyjnych [54–56, 126].



Rysunek 9.1. Rozkład wartości i kierunku wektora Poyntinga dla przypadku asymetrii horyzontalnej  $d_x = 0,148\lambda$  przy lokalnym pobudzeniu wiązką Gaussa o promieniu  $w_w = 10\lambda$  padającą normalnie.

SPP mogą być pobudzone nielokalnie za pomocą fali płaskiej oraz lokalnie za pomocą wiązek Gaussa i Hermite'a-Gaussa wyższych rzędów o skończonych przekrojach w reżimie padania normalnego [71]. Ze względu na ograniczoną objętość niniejszej pracy, analiza rezonansów przeprowadzona została przy założeniu pobudzenia rezonansów struktury za pomocą fali płaskiej. W części teoretycznej i numerycznej rozprawy przedstawiony został opis wiązki Hermite'a-Gaussa zerowego i wyższych rzędów oraz jej implementacja w programie numerycznym jako złożenie

widma fal płaskich. Celem przedstawienia możliwości kodu numerycznego, a także jako wskazanie możliwego kierunku dalszych prac dotyczących wzbudzenia plazmonów na asymetrycznych strukturach metalowych, na rys. 9.1 zaprezentowane zostały przykładowe wyniki obliczeń numerycznych obrazujące generację SPP na asymetrycznej metalowej siatce dyfrakcyjnej za pomocą padającej normalnie wąskiej wiązki optycznej zerowego rzędu (wiązki Gaussa). Tego typu zagadnienia wykraczają poza ramy niniejszej pracy, ale stanowią jeden z ciekawych kierunków dalszych badań [127, 128].

- Opracowano, na podstawie wielu rozwiązań numerycznych opisanych w literaturze [75], wszechstronny, zaawansowany kod numeryczny, oparty na trójwymiarowej metodzie fal sprzężonych (3D RCWA), pozwalający na symulację zachowania się pola elektromagnetycznego w pobliżu wielowarstwowej struktury periodycznej o dowolnym profilu stałej dielektrycznej, z możliwością uwzględnienia jednorodnych warstw. Program umożliwia obliczenie spektralnych współczynników odbicia i transmisji, zależności dyspersyjnych, oraz wizualizację rozkładu każdej ze składowych pola bliskiego w otoczeniu struktury w dowolnej płaszczyźnie.

Zastosowane rozwiązania numeryczne, dostępne w literaturze, pozwalające na rozszerzeniu możliwości programu numerycznego:

- Zasady faktoryzacji [82–84] – jednorodne spełnienie warunków brzegowych w miejscach nieciągłości stałej dielektrycznej.
  - Struktura wielowarstwowa – przybliżenie siatki o dowolnym profilu [78].
  - Algorytm macierzy rozpraszania (S-matrix) [76] – stabilny algorytm eliminujący błędy numeryczne związane z odwracaniem macierzy o bardzo małych elementach wykładniczych i poprawiający zbieżność (obliczanie pól w warstwach na podstawie pola padającego, a nie obliczonego w warstwie poprzedniej – brak sumowania się błędów numerycznych).
  - Trójwymiarowe wiązki optyczne o skończonej średnicy oraz o dowolnym rozkładzie amplitudy i fazy [70].
- Przeanalizowano mody cząstkowe, które mogą zostać wzbudzone na jednowarstwowej metalowej strukturze, pod kątem oddziaływania międzymodowego oraz transformacji modów zlokalizowanych w zdelokalizowane i ich wpływu na kierunek przepływu energii przy powierzchni struktury. Jednowarstwowa siatka periodyczna pozwala na wzbudzenie:
- modów zlokalizowanych podstawowego i wyższych rzędów na równoległych do siebie krawędziach i sprzężonych ze sobą przez metal (w przypadku bardzo cienkich lub bardzo wąskich pasków metalu) [99], co w przypadku symetrycznego otoczenia dielektrycznego powoduje rozsz-

- czepienie poziomów energetycznych na mod symetryczny o niższej energii i asymetryczny o wyższej energii,
- modów sprzężonych na grubych optycznie paskach metalu wzbudzanych na wszystkich krawędziach,
  - modów wnekowych wzbudzanych na pionowych krawędziach struktury o dużym wypełnieniu, sprzężonych pomiędzy sobą i tworzących fale stojące o charakterze rezonansu Fabry–Perota, będące przyczyną nadzwyczaj silnej transmisji optycznej (EOT) [4, 101].
- Zidentyfikowano mody struktury dwuwarstwowej, ich wzajemne oddziaływanie oraz wpływ na odpowiedź optyczną całej struktury:
- mody sprzężone poprzez metal w pojedynczym pasku [106],
  - mody związane z oddziaływaniem pomiędzy górną i dolną warstwą [106],
  - wypadkowe mody propagujące się, związane z periodycznością struktury w strukturach asymetrycznych, związane ze sprzężeniem w polu bliskim bądź poprzez wyższe rzędy ugięcia pomiędzy sąsiednimi elementami siatki [57],
  - poziome lub pionowe mody wnekowe w tworzących się mikrorezonatorach pomiędzy paskami w obrębie jednego okresu lub pomiędzy okresami [15, 16],
  - mody falowodowe prowadzone w całej strukturze [62, 92, 104, 129].
- Sformułowana została teza dotycząca możliwości interpretacji fizycznej działania struktury na podstawie analizy jednego z trybów jej działania – przypadku asymetrii wertykalnej, w której zmiana kontrastu dielektrycznego w strukturze powoduje zmianę kierunku przepływu energii (rozdz. 6.5). Wyjaśniono fizyczne przyczyny odpowiadające za zmianę kierunkowości propagacji energii oparte na analizie relacji dyspersji struktury i kierunku propagacji modu związanego z normalną do powierzchni ekwienergetycznej wyznaczoną przez wektor prędkości grupowej. W pobliżu punktu osobliwego w przestrzeni wektorów falowych, w którym przecinają się dyspersje dla dwóch modów, kierunek propagacji fali jest nieokreślony. Nawet niewielka zmiana kąta padania fali w jego okolicy może spowodować znaczące zmiany kierunku fali rozproszonej, ze względu na znaczące zmiany kierunku wektora prędkości grupowej. Mechanizm ten leży u podstaw sterowania wiązką (beam steering) np. w falowodach bazujących na siatkach dyfrakcyjnych [117, 118].

## Elementy wkładu oryginalnego

W niniejszej pracy przedstawiono następujące elementy wkładu oryginalnego:

- Opracowano, na podstawie wielu rozwiązań dostępnych w literaturze, wszechstronny, zaawansowany i wydajny kod numeryczny oparty na trójwymiarowej metodzie fal sprzężonych (3D RCWA), pozwalający na symulację zachowania się pola elektromagnetycznego padającego na wielowarstwową strukturę periodyczną o dowolnym profilu stałej dielektrycznej, z możliwością uwzględnienia jednorodnych warstw. Program umożliwia przedstawienie pola EM w postaci fali płaskiej o dowolnej polaryzacji liniowej padającej na strukturę pod arbitralnymi kątami azymutalnym i radialnym, bądź w postaci wiązki o dowolnym rozkładzie amplitudy i fazy. Możliwe jest także obliczenie spektralnych współczynników odbicia i transmisji, zależności dyspersyjnych, oraz wizualizacja rozkładu każdej ze składowych pola bliskiego w otoczeniu struktury w dowolnej płaszczyźnie.

W części numerycznej przedstawiono równania wykorzystywane do obliczeń numerycznych bazujące na danych literaturowych, ale uwzględniające wszystkie usprawnienia podstawowej wersji programu RCWA. W kodzie uwzględniono wiele różnych rozwiązań numerycznych prowadzących do poprawy zbieżności i wydajności, oraz rozszerzenia możliwości programu:

- Zasady faktoryzacji – jednorodne spełnienie warunków brzegowych w miejscach nieciągłości stałej dielektrycznej.
- Struktura wielowarstwową – przybliżenie siatki o dowolnym profilu.
- Algorytm macierzy rozpraszania (S-matrix) – stabilny algorytm eliminujący błędy numeryczne i poprawiający zbieżność kodu.
- Adaptacja kodu do analizy zagadnienia warstwowej struktury o dowolnych parametrach geometrycznych i materiałowych, włącznie z warstwami jednorodnymi.
- Trójwymiarowe wiązki optyczne o skończonej średnicy oraz o dowolnym rozkładzie amplitudy i fazy.

Ponadto zastosowano znacznie wydajniejszą szybką transformatę Fouriera zamiast sugerowanej w literaturze potrójnej sumy w przypadkach, gdy zakres wizualizowanej wiązki obejmuje całe jej widmo, zarówno w płaszczyźnie  $XZ$  jak i  $XY$ .

- Przedstawiono oryginalne zastosowanie kodu do analizy działania nowej konfiguracji elementu optycznego opartego na wykorzystaniu generacji plazmonów polarytonów powierzchniowych i pozwalającego na zmianę kierunku propagacji energii przy powierzchni asymetrycznej metalowej struktury. Zanalizowano wpływ zmian poszczególnych parametrów na kierunek przepływu energii oraz tolerancję struktury. Obliczono stałą propagacji i długość drogi propagacji dla wypadkowych plazmonów poruszających się w przeciwną stronę dla analogicznych struktur i wyjaśniono przyczyny, dla których różnią się one zarówno częściami rzeczywistymi jak i urojonymi.
- Zidentyfikowano i przeanalizowano, przy wykorzystaniu opracowanego kodu numerycznego i w oparciu o dane literaturowe, mody cząstkowe metalowej struktury jednowarstwowej pod kątem oddziaływania międzymodowego i ich wpływu na całościową odpowiedź optyczną struktury. Zaprezentowano fizyczne przyczyny ich powstawania, przeanalizowano ich zależność od różnych parametrów materiałowych i geometrycznych oraz ich dyspersję. Określono ich charakter i możliwe zastosowania praktyczne, oraz warunki pozwalające na przekształcenie modów zlokalizowanych w zdelokalizowane, różnice istniejące między nimi oraz ich wpływ na kierunek przepływu energii przy powierzchni struktury. Zaprezentowano proces tworzenia się przerw energetycznych dla silnie sprzężonych modów oraz przykłady różnych modów koegzystujących ze sobą bez wzajemnego oddziaływania. Do analizy modów cząsteczkowych sprzężonych przez cienkie elementy metalowe wykorzystano także model fenomenologiczny pozwalający na analizę zmienności modów.
- Zidentyfikowano możliwe oddziaływania w strukturze dwuwarstwowej, ich wzajemne sprzężenie oraz ich wpływ na odpowiedź optyczną całej struktury, a także zaprezentowano przykładowe modyfikacje rezonansów wzbudzanych na jednowarstwowym strukturach spowodowane zbliżeniem na niewielką odległość ( $< \lambda$ ) podobnej jednowarstwowej struktury, co prowadzi do znaczących zmian w zależności dyspersyjnej układu w porównaniu z pojedynczą strukturą. Przedstawiono przykładowe mody wynikające z oddziaływań w polu bliskim pomiędzy dwiema warstwami struktury, występujące zarówno w jednym okresie (niezależne od periodyczności układu) jak i sprzęgające ze sobą elementy w różnych okresach, co może prowadzić do wzbudzenia modów falowodowych w warstwie dielektrycznej separującej dwie siatki. Co istotne, mody te propagują się prostopadle do wektora falowego fali padającej



- na strukturę, co może być wykorzystane w różnego rodzaju urządzenia optycznych sprzęgających światło z plazmonami.
- Wyjaśniono przyczyny fizyczne i mechanizm przełączania kierunku propagacji energii w pobliżu dwuwarstwowej asymetrycznej struktury, opierając się na analizie prostszych przypadków zawartych w literaturze. Zaczynając od analizy struktury warstwowej, nieperiodycznej w kierunku  $x$  z uwzględnieniem tylko jednego rzędu ugięcia, przedstawiono ewolucję rozwiązań zagadnienia własnego dla jednego z przypadków asymetrycznych struktur przedstawionych w rozdziale 6 – przypadku przesunięcia horyzontalnego (rozd. 6.4). Przedstawiono przyczyny odpowiadające za zmianę kierunkowości propagacji energii i interpretację fizyczną działania struktury opartą na analizie relacji dyspersji struktury i kierunku propagacji modu związanego z normalną do powierzchni ekwienergetycznej wyznaczoną przez wektor prędkości grupowej.



# Summary

Additionally to the scientific background outlined, the achievements in the field of plasmonics and the brief discussion about present knowledge regarding manipulation of the surface plasmon polariton (SPP) propagation direction, the objectives indicated below were realized in the thesis.

- The new optical unidirectional element was proposed and analysed. Its working principle bases on SPP generation and enables the change of energy propagation direction in the vicinity of the asymmetric metallic structure. The change of the geometrical or material parameters of this structure results in the unidirectional energy propagation for the normal incidence regime. The direction of the energy propagation in the near field depends on different coupling strengths of  $+1$  and  $-1$  diffraction orders, which are related to the structure asymmetry. In result, the unidirectional energy propagation along the grating is obtained. Simultaneously, propagation constants of the SPP propagating in the two opposite directions are equal. This is due to the equal increase of their values resulted from the reciprocal grating vector under the normal incidence of a plane wave. The advantage of the presented structure is the relatively easy production process, for example in the photolithography, electronolithography or focused ion beam schemes. It is important in practical applications considered in literature [104, 121].
- On the basis of numerical implementations available in the literature [75], the advanced and versatile numerical code was prepared. The code is based on a three-dimensional Rigorous Coupled Wave Analysis (3D RCWA) and allows for simulation of the electromagnetic (EM) field behaviour in the vicinity of multilayered periodic structure with arbitrary profile of the dielectric function, and with the possibility of implementing homogeneous layers. This code allows for calculation of spectral reflection and transmission coefficients, dispersion relations and visualization of each of the EM field components in the vicinity of the structure in an arbitrary plane. Additionally, several extensions were implemented in order to enhance the capabilities of the code. Those include factorization rules [82–84], multilayer grating [78], scattering-matrix algorithm [76] and three-dimensional optical beams of finite width and arbitrary distribution of the amplitude and phase [70].
- The partial modes of the one-layer metal structure were analyzed from the point of view of inter-mode interaction [4, 101]. The localized-to-nonlocalized mode transformation and their influence on the energy flow di-

rection near the structure were observed and numerically investigated. The one-layer periodic metal grating allows for excitation of:

- localized first-order and higher-order modes at parallel grating edges [99] that can couple through the metal and, in case of symmetric dielectric environment, may lead to differences of odd and even mode frequencies,
  - modes at optically thick metal wires at horizontal and vertical edges,
  - cavity modes at vertical edges of the grating with large filling factor. Those modes can couple and form a Fabry–Perot standing wave, that may lead to an extraordinary optical transmission [4, 101].
- Two-layered structure modes, their interaction and influence of the optical response of the whole structure were identified in the context of optimization of reflectivity and transmittivity of the structure:
- modes coupled through the metal in each single layer [106],
  - modes related to an interaction between upper and lower layer [106],
  - propagating modes that origin from the periodicity of the asymmetric grating, resulting from the near-field coupling or from higher-order interaction between neighbouring grating elements [57],
  - horizontal or vertical cavity modes in the micro resonators between grating elements in one period or in two subsequent periods [15, 16],
  - waveguide modes propagating in the whole structure [62, 92, 104, 129].
- The preliminary physical interpretation of the working mechanism of the structure was also presented on the basis of the analysis of one selected configuration related to the hyperbolic metamaterial concept [117, 118].

The advantage of using SPP relies on their properties which can be controlled in the very vast range. One of the possible applications of the periodic metal structures of this type, that allow for unidirectional SPP propagation and focusing light in the small area, is for example a single molecule detection. SPP can significantly enhance the capabilities of the spectroscopic SERS [28], fluorescence [26] or photoluminescence [27] techniques, as used frequently in biology, medicine, control of the environmental pollution or chemical analysis. Moreover, the structures of this type can be useful for designing of optical devices for integrated optics as transistors [122, 123], switches [124, 125] or focusing elements [9, 18, 50]. This would allow for designing integrated devices allowing for simultaneous generation, propagation, manipulation and reading data on one chip [5, 38] with all the advantages of the new technology as low heat loss, wider frequency band with low transmission losses and significantly lower dimensions. Additionally, light harvesting structures utilizing the ability of focusing radiation on an active surface from larger area, may pave the way to production of more efficient electromagnetic radiation detectors [54–56, 126].

# Bibliografia

1. R. W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Phil. Mag.*, 4 (1), 396–402, 1902.
2. J. W. S. Rayleigh. Note on the remarkable case of diffraction spectra discovered by Prof. Wood. *Phil. Mag.*, 14 (79), 60–65, 1907.
3. U. Fano. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces. *J. Opt. Soc. Am.*, 31 (3), 213–222, 1941.
4. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays, *Nature*, 391, 667–669, 1998.
5. R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran and M. Brongersma. Plasmonics: the next chip-scale technology. *Materials Today*, 9 (7–8), 20–27, 2006.
6. J. Z. Zhang, C. Noguez. Plasmonic optical properties and applications of metal nanostructures. *Plasmonics*, 3, 127–150, 2008.
7. S. He, Y. Cui, Y. Ye, P. Zhang and Y. Jin. Optical nano-antennas and metamaterials. *Materials Today*, 12 (12), 16–24, 2009.
8. A. Roszkiewicz, W. Szabelak and W. Nasalski. Surface plasmon polariton applications in selected branches of modern science and technology. *J. Tech. Phys.*, 50 (1), 3–16, 2009.
9. B. Lee, S. Kim, H. Kim, Y. Lim. The use of plasmonics in light beaming and focusing. *Progress in Quantum Electronics*, 34, 47–87, 2010.
10. S. Kawata, Y. Inouye and P. Verma. Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing. *Nat. Photonics*, 3, 388–394, 2009.
11. T. Taubner, D. Korobkin, Y. Urzhumov, G. Shvets, R. Hillenbrand. Near-field microscopy through a SiC superlens. *Science*, 313 (5793), 1595, 2006.
12. V. Lotito, U. Sennhauser and C. Hafner. Effects of asymmetric surface corrugations on fully metal-coated scanning near field optical microscopy tips. *Opt. Express*, 18 (8), 8722–8734, 2010.
13. T. J. Antosiewicz, P. Wróbel, T. Szoplik. Performance of scanning near-field optical microscope probes with single groove and various metal coatings. *Plasmonics*, 6(1), 11–18, 2011.
14. M. Righini, G. Volpe, C. Girard, D. Petrov and R. Quidant. Surface plasmon optical tweezers: tunable optical manipulation in the femtonewton range. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 186804–1–4, 2008.

15. Y. Kurokawa, H. T. Miyazaki. Metal-insulator-metal plasmon nanocavities: Analysis of optical properties. *Phys. Rev. B*, 75, 035411–1–13, 2007.
16. H. T. Miyazaki, Y. Kurokawa. Squeezing visible light waves into a 3-nm-thick and 55-nm-long plasmon cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 097401–1–4, 2006.
17. H. T. Miyazaki, Y. Kurokawa. Controlled plasmon resonance in closed metal/insulator/metal nanocavities. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 211126–1–3, 2006.
18. I. P. Radko and S. I. Bozhevolnyi, A. B. Evlyukhin, A. Boltasseva. Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains. *Opt. Express*, 15 (11), 6576–6582, 2007.
19. X. Luo and T. Ishihara. Subwavelength photolithography based on surface-plasmon polariton resonance. *Opt. Express*, 12 (14), 3055–3065, 2004.
20. P. G. Kik, S. A. Maier and H. A. Atwater. Image resolution of surface-plasmon-mediated near-field focusing with planar metal films in three dimensions using finite-linewidth dipole sources. *Phys. Rev. B*, 69 (4), 045418–1–5, 2004.
21. X. Luo and T. Ishihara. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique. *Appl. Phys. Lett.*, 84, 23–1–3, 2004.
22. D. B. Shao and S. C. Chen. Surface-plasmon-assisted nanoscale photolithography by polarized light. *Appl. Phys. Lett.*, 86, 253107–1–3, 2005.
23. A. F. Koenderink, J. V. Hernandez, F. Robicieux, L. D. Noordam and A. Polman. Programmable nanolithography with plasmon nanoparticle arrays. *Nano Lett.*, 7 (3), 745–749, 2007.
24. A. A. Tseng. Recent developments in nanofabrication using scanning near-field optical microscope lithography. *Optics & Laser Technology*, 39, 514–526, 2007.
25. J. Einsle, J.-S. Bouillard, W. Dickson and A. V. Zayats. Hybrid FIB milling strategy for the fabrication of plasmonic nanostructures on semiconductor substrates. *Nanoscale Res. Lett.*, 6 (1), 572–1–5, 2011.
26. J. Dostalek and W. Knoll. Biosensors based on surface plasmon-enhanced fluorescence spectroscopy (Review). *Biointerphases*, 3 (3), FD12–22, 2008.
27. K. Okamoto, I. Niki and A. Scherer, Y. Narukawa and T. Mukai, Y. Kawakami. Surface plasmon enhanced spontaneous emission rate of InGaN/GaN quantum wells probed by time-resolved photoluminescence spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 071102–1–3, 2005.
28. M. K. Hossain, Y. Kitahama, G. G. Huang, X. Han, Y. Ozaki. Surface-enhanced Raman scattering: realization of localized surface plasmon resonance using unique substrates and methods. *Anal. Bioanal. Chem.*, 394 (7), 1747–1760, 2009.

29. T. A. Leskova, M. Leyva-Lucero, E. R. Mendez, A. A. Maradudin, I. V. Novikov. The surface enhanced second harmonic generation of light from a randomly rough metal surface in the Kretschmann geometry. *Opt. Commun.*, 183 (5–6), 529–545, 2000.
30. R. Naraoka, H. Okawa, K. Hashimoto, K. Kajikawa. Surface plasmon resonance enhanced second-harmonic generation in Kretschmann configuration. *Opt. Commun.*, 248 (1–3), 249–256, 2005.
31. B. Wang, L. Ke, S.-J. Chua. A nano-patterned organic light-emitting diode with high extraction efficiency. *Journal of Crystal Growth*, 288 (1), 119–122, 2006.
32. J. Frischeisen, C. Mayr, N. A. Reinke, S. Nowy, W. Brütting. Surface plasmon resonance sensor utilizing an integrated organic light emitting diode. *Opt. Express*, 16 (22), 18426–18436, 2008.
33. S. Wedge, J. A. E. Wasey and W. L. Barnes, I. Sage. Coupled surface plasmon-polariton mediated photoluminescence from a top-emitting organic light-emitting structure. *Appl. Phys. Lett.*, 85, 182–184, 2004.
34. S.-S. Kim, S.-I. Na, J. Jo, D.-Y. Kim and Y.-C. Nah. Plasmon enhanced performance of organic solar cells using electrodeposited Ag nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.*, 93, 073307–1–3, 2008.
35. D. Derkacs, S. H. Lim, P. Matheu, W. Mar and E. T. Yu. Improved performance of amorphous silicon solar cells via scattering from surface plasmon polaritons in nearby metallic nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 093103–1–3, 2006.
36. P. K. Jain, I. H. El-Sayed and M. A. El-Sayed. Au nanoparticles target cancer. *Nano Today*, 2 (1), 18–29, 2007.
37. L. M. Liz-Marzan. Nanometals: formation and color. *Materials Today*, 7 (2), 26 (31), 2004.
38. E. Ozbay. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science*, 311, 189–193, 2006.
39. J. P. Kottmann and O. J. F. Martin, D. R. Smith and S. Schultz. Plasmon resonances of silver nanowires with a nonregular cross section. *Phys. Rev. B*, 64, 235402–1–10, 2001.
40. J. P. Kottmann, O. J. F. Martin, D. R. Smith, S. Schultz. Dramatic localized electromagnetic enhancement in plasmon resonant nanowires. *Chem. Phys. Lett.*, 341, 1–6, 2001.
41. E. Laux, C. Genet, T. Skauli and T. W. Ebbesen. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging. *Nature Photonics*, 2, 161–164, 2008.

42. Q. Chen and D. R. S. Cumming. High transmission and low color cross-talk plasmonic color filters using triangular-lattice hole arrays in aluminum films. *Opt. Express*, 18 (13), 14056–14062, 2010.
43. A. B. Evlyukhin, S. I. Bozhevolnyi, A. L. Stepanov, R. Kiyon, C. Reinhardt, S. Passinger and B. N. Chichkov. Focusing and directing of surface plasmon polaritons by curved chains of nanoparticles. *Opt. Express*, 15 (25), 16667–16680, 2007.
44. F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, L. Kuipers. Light passing through subwavelength apertures. *Rev. Mod. Phys.*, 82, 729–787, 2010.
45. D. Z. Lin, C. K. Chang, Y. C. Chen, D. L. Yang, M. W. Lin, J. T. Yeh, J. M. Liu, C. H. Kuan, C. S. Yeh and C. K. Lee. Beaming light from a subwavelength metal slit surrounded by dielectric surface gratings. *Opt. Express*, 14 (8), 3503–3511, 2006.
46. S. Kim, H. Kim, Y. Lim and B. Lee. Off-axis directional beaming of optical field diffracted by a single subwavelength metal slit with asymmetric dielectric surface gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 90, 051113–1–3, 2007.
47. H. Kim, J. Park and B. Lee. Tunable directional beaming from subwavelength metal slits with metal-dielectric composite surface gratings. *Opt. Lett.*, 34 (17), 2569–2571, 2009.
48. D.-Z. Lin, T.-D. Cheng, C.-K. Chang, J.-T. Yeh, J.-M. Liu, C.-S. Yeh, C.-K. Lee. Directional light beaming control by a subwavelength asymmetric surface structure. *Opt. Express*, 15 (5), 2585–2591, 2007.
49. B. Wang and G. P. Wang. Directional beaming of light from a nanoslit surrounded by metallic heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 88, 013114–1–3, 2006.
50. S. Kim, Y. Lim, H. Kim, J. Park and B. Lee. Optical beam focusing by a single subwavelength metal slit surrounded by chirped dielectric surface gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 92, 013103–1–3, 2008.
51. H. Caglayan, I. Bulu and E. Ozbay. Plasmonic structures with extraordinary transmission and highly directional beaming properties. *Microwave and Optical Technology Letters*, 48 (12), 2491–2496, 2006.
52. H. Kim, B. Lee. Unidirectional surface plasmon polariton excitation on single slit with oblique backside illumination. *Plasmonics*, 4, 153–159, 2009.
53. H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, T. W. Ebbesen. Beaming light from a subwavelength aperture. *Science*, 297 (5582), 820–822, 2002.
54. T. Ishi, J. Fujikata, K. Makita, T. Baba and K. Ohashi. Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna. *Jap. J. Appl. Phys.*, 44 (12), L364–L366, 2005.



55. Z. Yu, G. Veronis, S. Fan and M. L. Brongersma. Design of midinfrared photodetectors enhanced by surface plasmons on grating structures. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 151116–1–3, 2006.
56. R. D. R. Bhat, N. C. Panoiu, S. R. J. Brueck and R. M. Osgood Jr. Enhancing the signal-to-noise ratio of an infrared photodetector with a circular metal grating. *Opt. Express*, 16 (7), 4588–4596, 2008.
57. N. Bonod, E. Popov, L. Li, B. Chernov. Unidirectional excitation of surface plasmons by slanted gratings. *Opt. Express*, 15 (18), 11427–11432, 2007.
58. B. Bai, X. Meng, J. Laukkanen, T. Sfez, L. Yu, W. Nakagawa, H. P. Herzig, L. Li and J. Turunen. Asymmetrical excitation of surface plasmon polaritons on blazed gratings at normal incidence. *Phys. Rev. B*, 80, 035407–1–11, 2009.
59. F. M. Wang, H. Liu, T. Li, S. M. Wang, S. N. Zhu, J. Zhu and W. Cao. Highly confined energy propagation in a gap waveguide composed of two coupled nanorod chains. *Appl. Phys. Lett.*, 91, 133107–1–3, 2007.
60. H. S. Chu, W. B. Ewe, W. S. Koh and E. P. Li. Remarkable influence of the number of nanowires on plasmonic behaviors of the coupled metallic nanowire chain. *Appl. Phys. Lett.*, 92, 103103–1–3, 2008.
61. Y.-F. Chau, H.-H. Yeh, C.-Y. Liu, D. P. Tsai. The optical properties in a chain waveguide of an array of silver nanoshell with dielectric holes. *Optics Commun.*, 283, 3189–3193, 2010.
62. W. M. Saj, T. J. Antosiewicz, J. Pniewski and T. Szoplik. Energy transport in plasmon waveguides on chains of metal nanoplates. *Opto–Electronics Rev.*, 14 (3), 243–251, 2006.
63. C. Girard. Near fields in nanostructures. *Rep. Prog. Phys.*, 68, 1883–1933, 2005.
64. P. Yeh. *Optical waves in layered media*. New York: John Wiley & Sons, 1988.
65. S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and applications*. New York: Springer, 2007.
66. C. Kittel. *Wstęp do fizyki ciała stałego*. Warszawa: PWN, 1999.
67. H. Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Virginia: Springer–Verlag, 1988.
68. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin. Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Phys. Rep.*, 408, 131–314, 2005.
69. G. Goubau. Surface waves and their application to transmission lines. *J. Appl. Phys.*, 21, 1119–1128, 1950.

70. S.-D. Wu, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis and Y.-M. Wu. Three-dimensional converging-diverging Gaussian beam diffraction by a volume grating. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22 (7), 1293–1303, 2005.
71. W. Nasalski. *Optical beams at dielectric interface – fundamentals*. Warsaw: Institute of Fundamental Technological Research Polish Academy of Sciences, 2007.
72. W. Nasalski. Polarization versus spatial characteristics of optical beams at a planar isotropic interface. *Phys. Rev. E*, 74, 056613–1–16, 2006.
73. A. E. Siegman. Hermite-gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions. *J. Opt. Soc. Am.*, 63 (9), 1093–1094, 1973.
74. A. Kostenbauder, Y. Sun and A. E. Siegman. Eigenmode expansions using biorthogonal functions: complex-valued Hermite-Gaussians. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14 (8), 1780–1790, 1997.
75. M. G. Moharam, E. B. Grann and D. A. Pommet, T. K. Gaylord. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12 (5), 1068–1076, 1995.
76. L. Li. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13 (5), 1024–1035, 1996.
77. L. Li. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14 (10), 2758–2767, 1997.
78. M. G. Moharam, D. A. Pommet and E. B. Grann, T. K. Gaylord. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 1077, 1995.
79. H. Kim and B. Lee. Pseudo-Fourier modal analysis of two-dimensional arbitrarily shaped grating structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, 25 (1), 40–54, 2008.
80. H. Kim, S. Kim, I.-M. Lee and B. Lee. Pseudo-Fourier modal analysis on dielectric slabs with arbitrary longitudinal permittivity and permeability profiles. *J. Opt. Soc. Am. A*, 23 (9), 2177–2191, 2006.
81. B. Guizal, D. Barchiesi, D. Felbacq. Electromagnetic beam diffraction by a finite lamellar structure: an aperiodic coupled-wave method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20 (12), 2274–2280, 2003.
82. P. Lalanne, G. M. Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13 (4), 779–784, 1996.
83. G. Granet, B. Guizal. Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in TM polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13 (5), 1019–1023, 1996.

84. L. Li. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13 (9), 1870–1876, 1996.
85. S. Fan, J. D. Joannopoulos. Analysis of guided resonances in photonic crystal slab. *Phys. Rev. B*, 65, 235112–1–8, 2002.
86. U. Fano. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys. Rev.*, 124 (6), 1866–1878, 1961.
87. B. H. Kleemann and J. Ruoff, R. Arnold. Area-coded effective medium structures, a new type of grating design. *Opt. Lett.*, 30 (13), 1617–1619, 2005.
88. A. Roszkiewicz and W. Nasalski. Unidirectional SPP excitation at asymmetrical two-layered metal gratings. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 43, 185401–1–8, 2010.
89. P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of noble metals. *Phys. Rev. B*, 6 (12), 4370–4379, 1972.
90. R. Petit (ed.). *Electromagnetic theory of gratings*. Heilderberg: Springer-Verlag, 1980.
91. J. M. Steele, C. E. Moran, A. Lee, C. M. Aguirre and N. J. Halas. Metallodielectric gratings with subwavelength slots: Optical properties. *Phys. Rev. B*, 68, 205103–1–7, 2003.
92. R. Ameling, D. Dregely and H. Giessen. Strong coupling of localized and surface plasmons to microcavity modes. *Opt. Lett.*, 36 (12), 2218–2220, 2011.
93. S. Zou and G. C. Schatz. Metal nanoparticle array waveguides: Proposed structures for subwavelength devices. *Phys. Rev. B*, 74, 125111–1–5, 2006.
94. R. Quidant, C. Girard, J.-C. Weeber and A. Dereux. Tailoring the transmittance of integrated optical waveguides with short metallic nanoparticle chains. *Phys. Rev. B*, 69, 085407–1–7, 2004.
95. B. Wang, J. Jiang, G. P. Nordin. Compact slanted grating couplers. *Opt. Express*, 12 (15), 3313–3326, 2004.
96. U. Kreibig, M. Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*. Berlin: Springer, 1995.
97. A. O. Pinchuk, G. C. Schatz. Nanoparticle optical properties: Far- and near-field electrodynamic coupling in a chain of silver spherical nanoparticles. *Mat. Sci. Eng., B* 149, 251–258, 2008.
98. M. R. Gadsdon, I. R. Hooper and J. R. Sambles. Optical resonances on subwavelength silver lamellar gratings. *Opt. Express*, 16 (26), 22003–22028, 2008.
99. M. R. Gadsdon, I. R. Hooper, A. P. Hibbins and J. R. Sambles. Surface plasmon polaritons on deep, narrow-ridged rectangular gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26 (6), 1228–1237, 2009.

100. B. Sturman and E. Podivilov, M. Gorkunov. Theory of extraordinary light transmission through arrays of subwavelength slits. *Phys Rev. B*, 77, 075106–1–12, 2008.
101. L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry and T. W. Ebbesen. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Phys Rev. Lett.*, 86 (6), 1114–1117, 2001.
102. S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius. Plasmon-polariton effects in nanostructured metal-dielectric photonic crystals and metamaterials. *Phys. Usp.*, 52 (9), 945–949, 2009.
103. M. Kretschmann and A. A. Maradudin. Band structures of two-dimensional surface-plasmon polaritonic crystals. *Phys. Rev. B*, 66, 245408–1–8, 2002.
104. A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl and H. Giessen. Waveguide-plasmon polaritons: strong coupling of photonic and electronic resonances in a metallic photonic crystal slab. *Phys Rev. Lett.*, 91 (18), 183901–1–4, 2003.
105. J. Kim. Surface plasmon-polariton waveguiding characteristics of metal/dielectric quasi-coplanar structures. *Opt. Lett.*, 32 (23), 3405–3407, 2007.
106. A. Christ, Y. Ekinici, H. H. Solak, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev and O. J. F. Martin. Controlling the Fano interference in a plasmonic lattice. *Phys. Rev. B*, 76, 201405R–1–4, 2007.
107. J. Zhang, L. Cai, W. Bai and G. Song. Hybrid waveguide-plasmon resonances in gold pillar arrays on top of a dielectric waveguide. *Opt. Lett.*, 35 (20), 3408–3410, 2010.
108. N. A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev and H. Giessen. Resonant mode coupling of optical resonances in stacked nanostructures. *Opt. Express*, 18 (7), 7569–7574, 2010.
109. X.-S. Lin and X.-G. Huang. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes. *Opt. Lett.*, 33 (23), 2874–2876, 2008.
110. S. Feng, J. M. Elson and P. L. Overfelt. Optical properties of multilayer metal-dielectric nanofilms with all-evanescent modes. *Opt. Express*, 13 (11), 4113–4124, 2005.
111. S. Boutami, B. Ben Bakir, J.-L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues and P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet and M. Strassner. Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry–Perot filter. *Opt. Express*, 14 (8), 3129–3137, 2006.
112. V. Mikhailov, G. A. Wurtz, J. Elliott, P. Bayvel and A. V. Zayats. Dispersing light with surface plasmon polaritonic crystals. *Phys. Rev. B*, 72, 075107–1–4, 2005.

113. K. Kempa and A. Rose. Negative refraction of photonic and polaritonic waves in periodic structures. *Bull. Pol. Ac.: Tech.*, 57 (1), 35–39, 2009.
114. G. Gantzounis and N. Stefanou. Theoretical analysis of three-dimensional polaritonic photonic crystals. *Phys. Rev. B*, 72, 075107–1–7, 2005.
115. B. Wood and J. B. Pendry, D. P. Tsai. Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system. *Phys. Rev. B*, 74, 115116–1–8, 2006.
116. M. Notomi. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap. *Phys. Rev. B*, 62 (16), 10696–10705, 2000.
117. B. Stein, J.-Y. Laluet, E. Devaux, C. Genet and T. W. Ebbesen. Surface plasmon mode steering and negative refraction. *Phys. Rev. Lett.*, 105, 266804–1–4, 2010.
118. D. C. Adams, S. Thongrattanasiri, T. Ribardo, V. A. Podolskiy and D. Wasserman. Plasmonic mid-infrared beam steering. *Appl. Phys. Lett.*, 96: 201112–1–13, 2010.
119. M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, 1970.
120. M. G. Moharam and T. K. Gaylord. Chain-matrix analysis of arbitrary-thickness dielectric reflection gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 72 (2), 187–190, 1982.
121. H. Leong and J. Guo. Surface plasmon resonance in superperiodic metal nanoslits. *Opt. Lett.*, 36 (24), 4764–4766, 2011.
122. D. E. Chang, A. S. Soerensen, E. A. Demler and M. D. Lukin. A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons. *Nature*, 3, 807–812, 2007.
123. J. Tominaga, C. Mihalcea, D. Buchel, H. Fukuda, T. Nakano and N. Atoda, H. Fuji, T. Kikukawa. Local plasmon photonic transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 78 (17), 2417–2419, 2001.
124. X. Zhang, B. Sun, J. M. Hodgkiss and R. H. Friend. Tunable ultrafast optical switching via waveguided gold nanowires. *Adv. Mater.*, 20, 4455–4459, 2008.
125. J. Chen, P. Wang, C. Chen, Y. Lu, H. Ming and Q. Zhan. Plasmonic EIT-like switching in bright-dark-bright plasmon resonators. *Opt. Express*, 19 (7), 5970–5978, 2011.
126. L. A. Dunbar, M. Guillaumee, F. de León-Pérez, C. Santschi, E. Grenet, R. Eckert, F. López-Tejeira, F. J. García-Vidal, L. Martín-Moreno and R. P. Stanley. Enhanced transmission from a single subwavelength slit aperture surrounded by grooves on a standard detector. *Appl. Phys. Lett.*, 95, 011113–1–3, 2009.

127. J. M. Bendickson, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord and D. L. Brundrett. Guided-mode resonant subwavelength gratings: effects of finite beams and finite gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18 (8), 1912–1928, 2001.
128. B. Guizal, D. Felbacq. Electromagnetic beam diffraction by a finite strip grating. *Opt. Commun.*, 165, 1–6, 1999.
129. A. Christ, T. Zentgraf, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl and H. GiesSEN. Controlling the interaction between localized and delocalized surface plasmon modes: Experiment and numerical calculations. *Phys. Rev. B*, 74, 155435–1–8, 2006.