

Uniwersytet Warszawski

Wydział Fizyki

ZAKŁAD OPTYKI INFORMACYJNEJ



PRACA DOKTORSKA

MARCIN STOLAREK

FOTNONIKA, PLAZMONIKA MEEP

PROMOTOR:

dr hab. Rafał Kotyński

Warszawa2014

OŚWIADCZENIE AUTORA PRACY

OŚWIADCZAM, ŚWIADOMY ODPOWIEDZIALNOŚCI KARNEJ ZA POŚWIADCZENIE NIEPRAWDY, ŻE NINIEJSZĄ PRACĘ DYPLOMOWĄ WYKONAŁEM OSOBIŚCIE I SAMODZIELNIE, I NIE KORZYSTAŁEM ZE ŹRÓDEŁ INNYCH NIŻ WYMNIENIONE W PRACY.

.....

PODPIS

University of Warsaw

Faculty of Physics

INFORMATION OPTICS DEPARTMENT



PHD IN PHYSICS

MARCIN STOLAREK

FOTONICS, PLASMONICS MEEP

SUPERVISOR:

Rafał Kotyński Ph.D

Warsaw 2014

Serdecznie dziękuję ...

Spis treści

1. Wstęp	7
1.1. State of the art	8
1.2. Cele i tezy pracy	8
1.3. Podział pracy	8
2. Modelowanie własności podfalowych struktur fotonicznych	9
2.1. Metody numeryczne	10
2.1.1. Metody macierzowe	10
2.1.2. FDTD	10
2.2. Systemy liniowe niezmiennicze	10
2.3. Modele materiałowe	14
2.4. Model efektywny	14
3. Siatki metalowe do kształtowania fali elektromagnetycznej w THz	16
3.1. Wprowadzenie	17
3.2. Antena THz - siatka dyfrakcyjna + podkład	17
3.3. Transmisja jedno kierunkowa	20
3.4. Soczewka dyfrakcyjna z transmisją jedno kierunkową	20
4. PML	22
4.1. Wprowadzenie	23
4.2. PML ze struktury warstwowej	23
4.3. core shell pml?	23

5. Bezdyfrakcyjna propagacja światła w wielowarstwach metaliczno-dielektrycznych	25
5.1. Podstawowe pojęcia Optyki Foruierowskiej	27
5.2. Własności materiałowe w zakresie widzialnym	27
5.2.1. Model Lorenza-Drudego	28
5.3. Wielowarstwy z bezdyfrakcyjną propagacją światła	30
5.4. Nadrozdzielczy pryzmat	30
5.5. Analiza chropowatości	30
5.6. Bardziej złożone struktury składane wielowarstw	30

1. Wstep

1.1. State of the art

1.2. Cele i tezy pracy

1.3. Podział pracy

2. Modelowanie własności podfalowych struktur fotonicznych

2.1. Metody numeryczne

2.1.1. Metody macierzowe

2.1.2. FDTD

Przykładowe rozwiązania: fala zanikająca, plazmon, fala propagująca?

2.2. Systemy liniowe niezmiennicze.

Celem obecnego podrozdziału jest zdefiniowanie pojęcia systemów liniowych, które w niniejszej pracy znajduje zastosowanie w analizie zjawisk obrazowania. W ogólności przez systemem rozumiemy odpowiedniość pomiędzy zestawem funkcji wejściowych, a zestawem funkcji wyjściowych. W przypadku sieci elektrycznych funkcjami wejściowymi jak i wyjściowymi mogą być zależności napięcia i natężenia prądu elektrycznego od czasu. Jeżeli ograniczymy opis do systemów deterministycznych, określonemu zestawowi funkcji wejściowych musi odpowiadać dokładnie jeden układ funkcji wyjściowych. Wyjście układu nie musi jednak pozwalać na jednoznaczną identyfikację wejścia, w szczególności dla wielu stanów wejścia system może nie odpowiadać żadnym wyjściem.

Matematyczną reprezentacją opisanego systemu, jest operator S , który działając na zestaw funkcji wejściowych g_i tworzy funkcje wyjściowe f_i :

$$f_i(\vec{x}) = S\{g_i(\vec{x})\}. \quad (2.1)$$

Nie wprowadzając dodatkowych założeń dotyczących operatora S , nie można podać innych matematycznych własności systemu, niż definicja wyrażona równaniem 2.1. Szczególne znaczenie nie tylko dla niniejszej pracy, ale również wielu zastosowań inżynierskich mają tzw. systemy liniowe. Warunkiem liniowości systemu jest spełnianie zasady superpozycji, którą wyraża poniższe równanie:

$$S\{\alpha p(\vec{x}) + \beta q(\vec{x})\} = \alpha S\{p(\vec{x})\} + \beta S\{q(\vec{x})\} \quad (2.2)$$

Zgodnie z powyższym równaniem, odpowiedź systemu możemy przedstawić jako sumę odpowiedzi na funkcje składowe na które rozłożyliśmy wejście układu. W

przypadku zjawisk elektromagnetycznych zasada superpozycji spełniona jest dla amplitud pól elektromagnetycznych¹ - w przypadku promieniowania koherentnego lub dla natężeń tych pól w przypadku światła całkowicie niespójnego. Do rozkładu funkcji wejściowej na elementarne składowe posłużymy się własnością filtracji delty Diraca:

$$g(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) \delta(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta} \quad (2.3)$$

Poszukując funkcji wyjściowej dla układu S odpowiadającej funkcji wejściowej $g(x)$, wykonujemy podstawienie równania 2.3 do równania 2.1:

$$f(\vec{x}) = S \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) \delta(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta}. \quad (2.4)$$

Ponieważ funkcja $g(\vec{\eta})$ nie zależy od zmiennych \vec{x} , możemy traktować ją jako wagę i korzystając z własności superpozycji 2.2 włączyć operator S pod znak całki

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) S\{\delta(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta}\}, \quad (2.5)$$

dla uproszczenia zapisu powyższego równania wprowadzimy funkcję

$$h(\vec{x}, e\vec{t}a) := S\{\delta(\vec{x} - \vec{\eta})\}. \quad (2.6)$$

Powyższa funkcja nazywana jest funkcją odpowiedzi implusowej (ang. impulse response), w optyce zazwyczaj określa się ją mianem funkcji rozmycia punktu (ang. point-spreadfunction). Korzystając z wprowadzonego oznaczenia możemy do równania 2.5 podstawić definicję 2.6, otrzymując jedną z podstawowych formuł stosowanych do opisu systemów liniowych, tzw. całkę superpozycji:

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) h(\vec{x}, \vec{\eta}) d\vec{\eta}. \quad (2.7)$$

Powyższe równanie wskazuje, że dla opisanego systemu na dowolny zestaw funkcji wejściowych niezbędna jest jedynie znajomość funkcji odpowiedzi impulsowych układu. W obecnie rozważanym ogólnym przypadku funkcja odpowiedzi musi być zdefiniowana dla wszystkich punktowych wzbudzeń w płaszczyźnie wejściowej. Przykładem analizowanego układu może być np. soczewka

¹Mozna tak? teoria skalarna...?

oświetlana promieniowaniem niekoherentnym, dla której niezbędnym zestawem informacji potrzebnym do obliczenia natężenia światła w płaszczyźnie obrazu jest znajomość funkcji odpowiedzi dla wszystkich źródeł punktowych znajdujących się w płaszczyźnie przedmiotu.

Szczególne znaczenie dla niniejszej pracy ma kolejna, często spotykana w zastosowaniach własność układów liniowych określana jako niezmienniczość. W ogólności, może być to np. niezmienniczość systemu elektrycznego w czasie. Rozumiana jako zależność funkcji odpowiedzi impulsowej $h(t, \tau)$ (gdzie t jest czasem, w którym poszukiwana jest odpowiedź na impuls elektryczny mający miejsce w czasie τ) jedynie od różnicy $t - \tau$. Dla układów elektrycznych taka własność jest zazwyczaj spełniona, ponieważ oporniki, kondensatory i indukcyjności z których są zbudowane zazwyczaj nie zmieniają swoich własności w czasie eksperymentów.

Dla układu obrazującego niezmienniczość rozumiemy jako niezmienniczość ze względu na przesunięcia w wyniku której, funkcja odpowiedzi impulsowej zależy jedynie od odległości pomiędzy położeniem wzbudzenia, a położeniem obrazu

$$h(\vec{x}, \vec{\eta}) = h(\vec{x} - \vec{\eta}). \quad (2.8)$$

Powyższa własność zastosowana do układów obrazujących jest więc równoważna stwierdzeniu, że zmiana położenia przedmiotu wpływa jedynie na zmianę położenia jego obrazu. W przypadku niemal wszystkich realnych układów optycznych własność ta nie jest spełniona w całej przestrzeni położenia, zazwyczaj można jednak obszar podzielić na "łaty" w których zastosowanie będą miały odpowiednie funkcje h_i , natomiast w ramach "łat" dobrym przybliżeniem stosować można założenie o izoplanatyczności systemu. Szczególnym przypadkiem obszaru często wykorzystywanego w analizie obrazowania przez klasyczne elementy optyczne jest oś układu, w stosunku do której stosuje się omawiane przybliżenie.

Stosując równanie 2.8 do wzoru 2.7 otrzymujemy

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) h(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta} = g * h, \quad (2.9)$$

w powyższym równaniu $*$ oznacza operację splotu. Ze względu na to znaczące uproszczenie całki superpozycji dla układów liniowych niezmienniczych ze

względem przesunięć (ang. LSI - linear shift-invariant) matematyczny opis tej klasy systemów posiada znacznie bardziej rozbudowaną strukturę matematyczną. Prostota systemów LSI, będąca źródłem rozbudowanej teorii związanej z ich analizą przejawia się gdy z twierdzenia o splocie, będącego jedną z podstawowych własności transformaty Fouriera zapiszemy powyższe równanie jako

$$Ff(\vec{\gamma}) = Fg(\vec{f}) \cdot Fh(\vec{f}), \quad (2.10)$$

gdzie przez F oznaczona została transformata Fouriera, a \cdot oznacza zwykłe mnożenie. W ten sposób znalezienie funkcji wyjściowych układu typu LSI z obliczania spłotu² zastąpiliśmy obliczaniem transformaty Fouriera, mnożeniem i obliczeniem odwrotnej transformaty Fouriera. Transformata Fouriera funkcji odpowiedzi impulsowej ze względu na swoje szczególne znaczenie nazywana jest funkcją przenoszenia $H = Fh$.

W równaniu 2.10 można zauważyć formę zagadnienia własnego opisującego układ typu LSI, w którym wartości funkcji H dla różnych częstości przestrzennych f można interpretować jako wartości własne układu. Funkcjami własnymi są natomiast fale płaskie, ponieważ przeprowadzenie matematycznej operacji transformacji Fouriera jest w przypadku analizy zjawisk falowych równoważne rozłożeniu funkcji w bazie fal płaskich. Kolejnymi wnioskami jakie możemy uzyskać wprost z wzoru ?? jest sposób w jaki układy LSI modyfikują funkcje wejściowe w postaci fal płaskich. W takim przypadku $G = |A|e^{j\Phi}$ jest po prostu liczbą zespoloną, a układ wprowadza jedynie tłumienie $|A|$ i stałą modyfikację fazy Φ padającej nań fali płaskiej.[Goodman()]

W całej pracy posługując się terminem częstości przestrzennych odnosimy się do podanej powyżej formuły w której transformacja Fouriera została zastosowana w stosunku do funkcji położenia, dlatego ze szczególną uwagę należy odróżniać częstości przestrzenne (rozkład w bazie fal płaskich), od częstotliwości odpowiadającej rozkładowi promieniowania w bazie fal monochromatycznych.

²Będącego zazwyczaj skomplikowaną operacją analityczną lub wysokiej złożoności operacją numeryczną.

2.3. Modele materiałowe

2.4. Model efektywny

Bibliografia

[Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.

[Smith et al.(2000)] Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.

[Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.

3. Siatki metalowe do kształtowania fali elektromagnetycznej w THz

3.1. Wprowadzenie

Własności materiałowe w zakresie THz
Projekt "Detektor promieniowanie THz"
Nadzwyczajna transmisja przez szczeliny

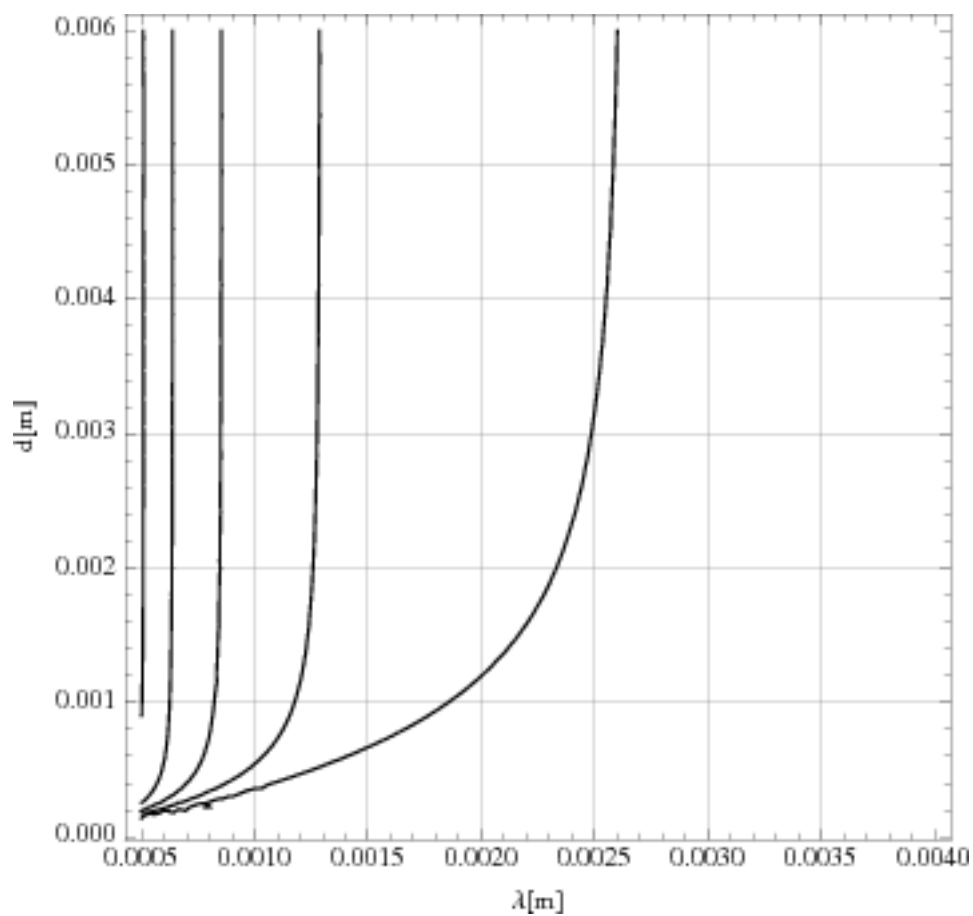
3.2. Antena THz - siatka dyfrakcyjna + podkład

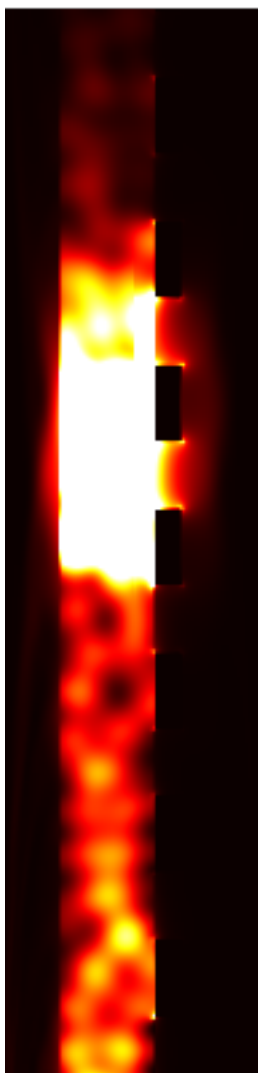
Bazując na pracach numerycznych na jednowymiarowych siatkach dyfrakcyjnych pozwalających na wzbudzenie modów falowodowych w podkładach z GaAs przeanalizowane zostało działanie analogicznych falowodów zbudowanych z siatek koncentrycznych.

Bazując na analitycznym rozwiązaniu problemu wzbudzania modów falowodowych w podkładzie dielektrycznym (przy założeniu nieskończonych wymiarów w kierunku propagacji wewnątrz falowodu) sporządzono wykres przedstawiający zależność okresu siatki pozwalającej na wzbudzenie modu falowodowego od długości fali w próżni promieniowania padającego na układ.

Wielosc galezi wynika z faktu, ze dla krotszych dlugosci fali rozpatrywany podklad ma charakter wielomodowy. Pojedyncze rozwiazanie powyzej dlugosci fali rownej 3mm, wskazuje nam poczatek zakresu jednomodowego.

Dla weryfikacji mozliwosci dzialania zaprojektowanych falowodow, przeprowadzono symulacje FDTD we wspolrzecznych cylindrycznych. Symulacje potwierdzily mozliwosc wykorzystanie powyzzszych siatek zarowno przy oswietleniu ukkladu polaryzacja radialna jak i liniowa. Ponizej przedstawiony rysunek opisuje sytuacje w ktorej struktura z GaAs o rozmiarach 10x10mm pokryta siatka dyfrakcyjna o okresie 538 μm i otworach 250 μm (wspolczynnik wypelnienia ok. 0.53) zostala oswietlona promieniowaniem o dlugosci fali 2.52 mm. W przypadku prezentowanej symulacji siatka miala grubosc 10 μm , w kolejnych symulacjach potwierdzono jednak, ze grubosc siatki nie ma kluczowego zanczenia pod warunkiem zapewnienia nie przezroczystosci siatki. Efekt koncentracji pola przy zblizaniu sie





do srodka struktury wynika ze zmniejszania sie elementu objetosciowego wraz ze zblizeniem do osi symetrii.

3.3. Transmisja jedno kierunkowa

3.4. Soczewka dyfrakcyjna z transmisją jedno kierunkową

Bibliografia

[Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.

[Smith et al.(2000)] Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.

[Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.

4. PML

4.1. Wprowadzenie

Koncepcje PML

Zastosowania numeryczne i fizyczne

4.2. PML ze struktury warstwowej

4.3. core shell pml?

Bibliografia

[Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.

[Smith et al.(2000)] Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.

[Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.

5. Bezdyfrakcyjna propagacja światła w wielo-warstwach metaliczno-dielektrycznych

Każdy element układu optycznego możemy wyrazić jako układ filtrujący częstotliwość i częstotliwości przestrzenne oświetlającego ten układ źródła. Poniższy rozdział poświęcony jest modelowaniu działania wielowarstw metaliczno-dielektrycznych wykorzystywanych do budowy elementów optycznych o zaprojektowanych właściwościach filtrowania częstotliwości przestrzennych. W przeciwieństwie do przestrzeni swobodnej, będącej filtrem dolnoprzepustowym, mogą one charakteryzować się również transmisją wysokich częstotliwości przestrzennych, które w przestrzeni swobodnej mają charakter fal ewanescentnych. Wykorzystanie układów tego typu umożliwia konstrukcję elementów optycznych działających poza klasycznym ograniczeniem dyfrakcyjnym.

Złamanie ograniczenia dyfrakcyjnego możliwe jest dzięki zastosowaniu materiałów charakteryzujących się ujemnym załamaniem światła, rozumianym jako załamanie pod kątem skierowanym przeciwnie niż wynikałoby to z Prawa Snelliusa. Materiały takie w odniesieniu do przywołanej klasycznej formuły optyki geometrycznej muszą charakteryzować się ujemnym współczynnikiem załamania światła. Korzystając z elektrodynamiki klasycznej opisywanej równaniami Maxwella wiemy, że współczynnik załamania związany jest z przenikalnością elektryczną i magnetyczną ośrodka: $n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}$. Wybór dodatniej gałęzi pierwiastka jest więc konwencjonalny i musi być dostosowany do sytuacji fizycznej. Ujemna wartość współczynnika załamania światła jest równoważna ze zmianą kierunku prędkości fazowej, której zwrot jest zgodny ze zwrotem wektora falowego. Pierwszą propozycją definicji ośrodków o ujemnym współczynniku załamania była ujemna wartość iloczynu skalarnego wektora Poyntinga i wektora falowego $\vec{P}\vec{k} < 0$ podana przez Victora Vesselago [Veselago(1968)]. Ze względu na tę własność materiały takie nazywane są lewoskrętnymi (ang. left-handed) gdyż w stosunku do do iloczynu $\vec{E} \times \vec{H}$ nie ma zastosowania reguła prawej dłoni, a przeciwna - lewej.

Materiały lewoskrętne muszą charakteryzować się ujemnymi wartościami ϵ i μ dla tego samego zakresu częstotliwości. Materiały takie nie były do tej pory obserwowane w przyrodzie, eksperymentalnie dowiedziono jednak możliwość sztucznego wytworzenia metamateriałów o takich właściwościach [Smith et al.(2000) Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] przy pomocy SSR(ang split-ring resonator).

Język używany do opisu działania analizowanych struktur warstwowych wywodzi się z Optyki Fourierowskiej w której podstawowym pojęciem są układy LSI (ang. Linear shift-invariant systems). Opisywane struktury spełniają warunki tego typu układów - nie wykazują własności nieliniowych, oraz są niezmiennicze ze względu na przesunięcia. Wykorzystanie formalizmu Optyki Fourierowskiej umożliwia analityczną ocenę wyników symulacji numerycznych, oraz wprowadza spójny zestaw pojęć wykorzystywanych do opisu rozważanych układów.

5.1. Podstawowe pojęcia Optyki Fourierowskiej

5.2. Własności materiałowe w zakresie widzialnym

Omawiane w niniejszym rozdziale zjawiska wykorzystują zakresy długości fali w których materiały charakteryzują się nietypowymi własnościami. Istnienie takich zakresów spektralnych wynika ze zjawiska dyspersji czasowej materiałów. Zjawisko dyspersji jest przejawem występowania ładunków elektrycznych w budowie materii. Cząstki posiadające ładunek elektryczny jak elektrony lub jony, wprowadzane są w drgania pod wpływem fali elektromagnetycznej. Przez co stają się one źródłem promieniowania elektromagnetycznego modyfikującego fale propagującą się w ośrodku. Ze względu na występowanie częstości własnych drgań cząstek ośrodka zjawiska dyspersyjne mają charakter rezonansowy.

Poniższy rozdział poświęcony jest analizie zjawisk w zakresie optycznym w którym podatność magnetyczna materiałów jest zanedbywalnie mała, w związku z czym przyjmuje się $\mu(\omega) = \text{const}$. Przenikalność elektryczna materiałów wykazuje jednak zmienność również dla widma optycznego. W stosunku do dielektryków z powodzeniem stosuje się model Lorenza-Lorenza, a wartość ε w prezentowanych zastosowaniach może być traktowana jako stała. Bardziej skomplikowane podejście jest jednak wymagane w przypadku metali, dla których $\varepsilon(\omega)$ w omawianej części spektrum ma charakter rezonansowy i musi być opisywana przy pomocy modelu Lorenza-Drudego.

W poniższym paragrafie pomijamy uwzględnienie wpływu wektora falowego na wartości ε i μ . W ogólności $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ jest to funkcją zarówno częstotliwości

jak i wektora falowego, co należy rozumieć jako zależność indukcji elektrycznej $D(\vec{t}, r)$ nie tylko od wzbudzenia w poprzedzającej chwili czasu t' , ale również od wzbudzenia fali elektromagnetycznej w otoczeniu \vec{r}' . Ze względu na zależność od otoczenia ta klasa zjawisk nazywana jest nielokalnymi. Wpływu otoczenia na stan polaryzacji \vec{P} nie można pomijać gdy zmienność pola elektromagnetycznego jest znacząca w porównaniu z drogą swobodną elektronów w ośrodku.

5.2.1. Model Lorentza-Drudego

Powszechnie wykorzystywanym do opisu własności dyspersyjnych materiałów jest tzw. model Lorentza-Drudego. De facto jest on połączeniem opisu substancji przewodzących (opisywanych modelem Drudego), oraz dielektryków (opisywanych modelem Lorentza). Wyprowadzenie obu modeli opiera się na zastosowaniu zasad mechaniki klasycznej w stosunku do cząstek naładowanych znajdujących się w materii. Dla dielektryków przyjmujemy, że są one silnie związane z węzłami sieci krystalicznej, a ruch każdego ładunku opisuje równanie oscylatora tłumionego, pobudzanego siłą harmoniczną wywołowaną przez zewnętrzne pole elektromagnetyczne:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + m\omega^2 \vec{r} = q\vec{E}_0 e^{i\omega t}, \quad (5.1)$$

w powyższym równaniu m nie należy traktować jako masy ładunku, a jako parametr stanowiący tzw. masę efektywną, której wartość można wyznaczyć przy pomocy mechaniki kwantowej. W przypadku substancji o różnych węzłach sieci krystalicznej, równanie 5.1 należy zapisać osobno dla każdego rodzaju ładunków i centrów sieci. Rozwiązując powyższe równanie różniczkowe, oraz korzystając z definicji polarizacji możemy wyznaczyć przenikalność dielektryczną ośrodka nieprzewodzącego jako:

$$\varepsilon = 1 + \frac{N_o q^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega - i\gamma_j}. \quad (5.2)$$

Wprowadzone w powyższym równaniu współczynniki f_j opisuja tzw. siłę oscylatora, związaną z prawdopodobieństwem przejść między stanami cząstek opisywanego materiału. Wprowadzony parametr N_o opisuje koncentrację oscyla-

torów. W przeciwieństwie do izolatorów elektrycznych opis metali musi przede wszystkim uwzględnić istnienie nośników swobodnych. Zaniedbując oddziaływanie ładunków swobodnych ze sobą i zakładając, że ich zderzenia z wierzchołkami sieci krystalicznej mają charakter w pełni przypadkowy możemy ich klasyczne równanie ruchu zapisać jak:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = q \vec{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (5.3)$$

W powyższym równaniu wprowadzona siła oporu $m\gamma \vec{v}$ wynika ze zderzeń z węzłami sieci krystalicznej. Rozwiązanie powyższego równanie prowadzi do następującego wyrażenia na przenikalność dielektryczną

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (5.4)$$

w którym wprowadzona wartość ω_p to częstość plazmowa, opisywana wzorem:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}}, \quad (5.5)$$

gdzie N jest koncentracją swobodnych nośników o ładunku q . Im większa koncentracja nośników swobodnych, tym większa jest częstość plazmowa opisywanego metalu. W przeciwieństwie przenikalność elektryczna maleje, co jest odzwierciedleniem faktu, że w powszechnie przyjętej konwencji nośniki poruszają się przeciwnie do pola elektrycznego. Dla częstotliwości z zakresu optycznego $\gamma \ll \omega$ co jest odzwierciedleniem faktu, że droga swobodna elektronów w paśmie przewodnictwa jest znacznie większa od rozważanych długości fali. Zgodnie z równaniem 5.4 oznacza to, że dla światła widzialnego decydującą rolę dla własności metali ma część rzeczywista ε , która jest dodatnia tylko dla $\omega > \omega_p$. Dla takich częstotliwości w równanie falowe w metalach będzie mieć rozwiązanie w postaci fal poprzecznych. Fizyczą interpretację ω_p znaleźć można w rozwiązaniu równania 5.3, jest to częstość własna drgań podłużnych elektronów swobodnych. Sama nazwa częstości plazmowej jest natomiast podstawą dla wprowadzenia tzw. plazmonu objętościowego, stanowiącego kwant omawianych drgań.

Ponieważ polaryzacja jest sumą efektywnych momentów dipolowych przypadających na jednostkę objętości, to wkłady do polaryzacji pochodzące od oddziaływań z elektronami w paśmie przewodnictwa i jonami sieci krystalicznej podlegają dodawaniu. Dlatego model przenikalności elektrycznej materiałów uwzględniający oba te zjawiska, jest sumą wkładów pochodzących z równań 5.2 i 5.4. Zazwyczaj model materiałowy dopasowywane jest do danych eksperymentalnych jedynie w ograniczonym zakresie, ze względu na to większość rezonansów z wzoru 5.2 może zostać zastąpionych stałą wartością zwyczajowo określaną jako ε_∞ , a ostateczny wzór przyjmuje postać

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m_j} \frac{j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \quad (5.6)$$

5.3. Wielowarstwy z bezdyfrkacyjną propagacją światła

5.4. Nadrozdzielczy pryzmat

5.5. Analiza chropowatości

5.6. Bardziej złożone struktury składane wielowarstw

Bibliografia

[Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.

[Smith et al.(2000)] Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.

[Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.