Szerokopasmowe planarne anteny dipolowe o ramionach eliptycznych

Mariusz Pergoł

Rozprawa doktorska

Politechnika Gdańska
Wydział Elektroniki, Telekomunikacji i Informatyki

Promotor: dr hab. inż. Włodzimierz Zieniutycz

Gdańsk 2013

Ojcu Świętemu Benedyktowi XVI trud włożony w tę pracę poświęcam

Spis treści

Wykaz ważniejszych symboli i oznaczeń

Symbole

$\mathbf{A}, \mathbf{B}, \ldots$	-	wektory lub macierze;
$\mathbf{A}^{-1}$	-	macierz odwrotna;
$\mathrm{diag}(\cdot)$	-	macierz diagonalna;
e	-	liczba Eulera;
j	-	jednostka urojona;
z^*	-	sprzężenie liczby zespolonej z;
$\mathfrak{Re}\{z\}$	-	część rzeczywista liczby zespolonej z;
$\mathfrak{Im}\{z\}$	-	część urojona liczby zespolonej z;
$\tilde{f} = \mathcal{F}\{f\}$	-	transformata Fouriera funkcji f;
$\vec{i}_{(\cdot)}$	-	wersor w kierunku osi $(\cdot)$;
$\nabla_{(\cdot)}$	-	operator różniczkowy w kierunku $(\cdot)$;
a_m	-	amplituda m-tego rodzaju prądowego;
A_E, B_E	-	amplitudy spektralne związane z polem elektrycznym;
A_H, B_H	-	amplitudy spektralne związane z polem magnetycznym;
$\mathbf{G}$	-	diadowa funkcja Greena;
$\mathbf{L}$	-	macierz przejścia z układu współrzędnych cylindryczno-eliptycznych do układu współrzędnych prostokątnych;
δ	-	funkcja Delta Diraca;
$\bar{\delta}$	-	przybliżenie funkcji Delta Diraca;
$\boldsymbol{\Delta}$	-	macierz współczynników pobudzeń;
$j_{i,m}$	-	i-ta składowa m-tego rodzaju prądowego;
k_x, k_y	-	zmienne spektralne;
φ_E	-	kąt określający polaryzację fali płaskiej;
φ_k, θ_k	-	kąty określające kierunek padania fali płaskiej;
P_c	-	znormalizowana moc całkowita;
P_m	-	znormalizowana moc m-tego rodzaju prądowego;
Z_r	-	impedancja wejściowa radiatora;
Z_0^{opt}	-	impedancja optymalna radiatora;
ΔP	-	maksymalne zmiany znormalizowanej mocy całkowitej w paśmie UWB;
Γ_L	-	współczynnik odbicia radiatora liczony względem impedancji charakterystycznej pasków koplanarnych;
Γ_{opt}	-	współczynnik odbicia radiatora liczony względem impedancji Z_0^{opt};

Wielkości fizyczne

f	-	częstotliwość;
k	-	liczba falowa;
ω	-	częstotliwość kątowa;
ε	-	przenikalność elektryczna ośrodka;
μ	-	przenikalność magnetyczna ośrodka;
ε_r	-	względna przenikalność elektryczna ośrodka;
μ_r	-	względna przenikalność magnetyczna ośrodka;

E	-	natężenie pola elektrycznego;
E^i	-	natężenie pola elektrycznego (padającego);
E^s	-	natężenie pola elektrycznego (rozproszonego);
E^t	-	natężenie pola elektrycznego (całkowitego);
H	-	natężenie pola magnetycznego;
J	-	gęstość liniowa prądu powierzchniowego;

Stałe fizyczne

c	=	299792485[m/s]	-	prędkość światła w próżni;
ε_0	=	$8.854187818 \cdot 10^{-12}$[F/m]	-	przenikalność elektryczna próżni;
μ_0	=	$1.256637061 \cdot 10^{-6}$ [H/m]	-	przenikalność magnetyczna próżni;

Skróty

EIRP	-	ekwiwalentna moc promieniowania izotropowego; (ang. *Equivalent Isotropically Radiated Power*);
HRP	-	koncepcja Hybrydowych Rodzajów Promieniujących; (oparta na metodzie przestrzeni widmowej w ujęciu jednowymiarowym);
IM	-	koncepcja rodzajów oświetlających (ang. *Illuminating Modes*); (oparta na metodzie przestrzeni widmowej w ujęciu dwuwymiarowym);
RQF	-	współczynnik określający dopasowanie impedancyjne radiatora; (ang. *Radiator Quality Factor*);
SDA	-	metoda przestrzeni widmowej (ang. *Spectral Domain Approach*);
UWB	-	technika szerokopasmowej radiokomunikacji (ang. *Ultra Wideband*);

1 Wprowadzenie

W obecnych czasach obserwuje się niezwykle dynamiczny rozwój technologii mobilnych oraz związanego z nimi społeczeństwa informacyjnego, opartego na nieskrępowanym dostępie do medium komunikacji bezprzewodowej. Systemy transmisji danych (WiFi, WiMAX, LTE), nawigacji (GPS) czy detekcji (czujniki parkowania, system ostrzegania przed kolizją) są coraz powszechniej dostępne. Również zastosowania profesjonalne, by wspomnieć tylko wojsko, żeglugę powietrzną, transport drogowy czy meteorologię, korzystają w tej dziedzinie z najnowszych zdobyczy nauki i techniki.

Elementem niezbędnym każdego systemu bezprzewodowego jest antena. W zależności od zastosowań wyróżnić można anteny szeroko- lub wąskopasmowe, o większej lub mniejszej kierunkowości, nieplanarne lub planarne. Te ostatnie, ze względu na swe właściwości (lekkie, tanie, łatwe w produkcji) są szczególnie chętnie stosowane w systemach pracujących z niskimi poziomami mocy (np. w WiFi).

Wzrost mocy obliczeniowej komputerów sprawił, że proces projektowania anten prawie zawsze wspomagany jest specjalistycznym oprogramowaniem, by wymienić tylko ADS Momentum, CST Microwave Studio, HFSS, QuickWave czy EMCoS Antenna VLab. Wykorzystywane w technikach numerycznych rozkłady pól/prądów opisywane są przy pomocy zestawu funkcji bazowych zdefiniowanych (i) w całym obszarze analizy lub (ii) w podobszarach [1]. Zastosowanie pierwszego rodzaju funkcji ogranicza się do prostych struktur o regularnej geometrii. Z kolei wykorzystanie funkcji bazowych zdefiniowanych w podobszarach umożliwia analizę struktur o dowolnych kształtach. Kosztem tej uniwersalności jest jednak stosunkowo długi czas obliczeń. Ponadto uzyskane rozwiązania nie dostarczają pełnej informacji na temat zjawisk fizycznych zachodzących w analizowanych strukturach.

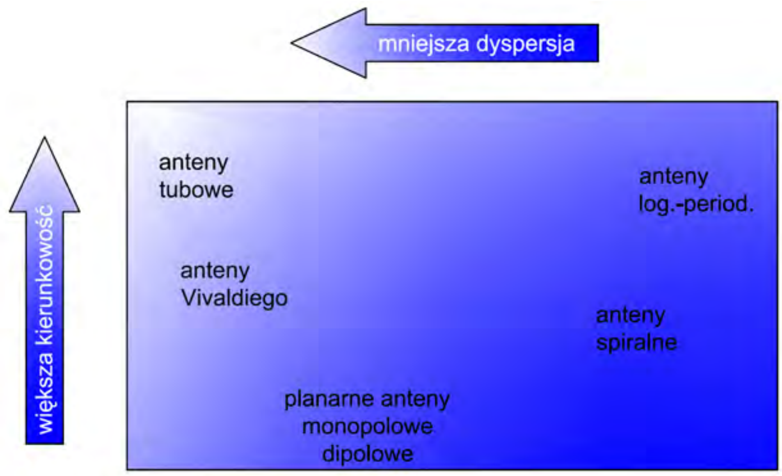
W niniejszej pracy przedstawiono model matematyczny wykorzystujący funkcje bazowe zdefiniowane w całej dziedzinie analizy. Został on oparty na dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej, zdefiniowanej w układzie kartezjańskim, w której falę płaską wykorzystano jako pobudzenie. Model dedykowany jest antenom planarnym o ramionach prostokątnych lub eliptycznych, choć z równym powodzeniem może być stosowany w analizie anten o innych (regularnych) kształtach. Rozkład gęstości liniowej prądu powierzchniowego na łacie zapisano w oparciu o funkcje bazowe będące rozwiązaniem równania falowego sformułowanego odpowiednio w układzie współrzędnych prostokątnych i eliptyczno-cylindrycznych. Ważnym elementem modelu jest zastosowana w nim tzw. analiza rodzajowa. Jej istotą jest powiązanie ze sobą składowych stycznych rozkładu gęstości liniowej prądu powierzchniowego, przez co tworzą one tzw. rodzaje prądowe. W efekcie całkowity rozkład prądu na łacie zapisany jest w postaci sumy tychże rodzajów prądowych o nieznanych współczynnikach. Takie podejście umożliwia m.in. obliczenie częstotliwości rezonansowych rodzajów wzbudzających się w strukturze, a także określenie ich wpływu na charakterystykę promieniowania, co stanowi niebagatelny walor poznawczy metody. Wziąwszy pod uwagę aplikację modelu do analizy anten szerokopasmowych w technice UWB (ang. *Ultra Wideband*), informacja na temat widma prądu czy pola rozproszonego ma istotne znaczenie również ze względów praktycznych.

1.1 Obecny stan wiedzy

Prace nad antenami szerokopasmowymi prowadzone były już w I połowie XX wieku [2–6], jednak gwałtowny wzrost zainteresowania tym zagadnieniem obserwuje się dopiero w ostatniej dekadzie. Okolicznością sprzyjającą zauważalnej w tym okresie intensyfikacji prac badawczych dotyczących anten szerokopasmowych była decyzja Federalnej Komisji Łączności USA (ang. *Federal Comunication Commision* - FCC) z 2002 roku definiująca pasmo UWB [7]. Na jej mocy dla wysokoczęstotliwościowych systemów obrazujących (ang. *High-frequency Imaging Systems*) oraz wewnątrzlokalowych systemów UWB (ang. *Indoor UWB Systems*), zapewniających bardzo szybką transmisję danych, określono w paśmie 3,1 - 10,6 GHz maksymalny poziom ekwiwalentnej mocy promieniowania izotropowego EIRP (ang. *Equivalent Isotropically Radiated Power*) nie większy niż -41,3 dBm/MHz. W ślad za decyzją FCC poszły inne organizacje, kraje i wspólnoty międzynarodowe. W Polsce na mocy Rozporządzenia Ministra Transportu z dnia 3 lipca 2007 roku zezwolono na nielicencjonowane używanie urządzeń stosujących technikę UWB w pasmach 4,8 - 6,0 GHz, 6,0 - 8,5 GHz, 8,5 - 10,6 GHz z EIRP nie przekraczającym odpowiednio -70 dBm/MHz, -41,3 dBm/MHz i -65 dBm/MHz [8]. Rozporządzenie to jest zgodne z zaleceniami Komisji Europejskiej z 2007 i 2009 roku [9, 10].

W konsekwencji wspomnianych decyzji na całym świecie rozpoczęto intensywne badania dotyczące anten szerokopasmowych różnego typu: tubowych [11–15], Vivaldiego [16–20], spiralnych [21–25], log-periodycznych [26–29], monopolowych [30–35], dipolowych [36–44]. Pojawiły się również publikacje, w których opisano niektóre metody poszerzania pasma pracy anten planarnych [45–48]. Wymienione pozycje literaturowe obejmują tylko kilka wybranych typów anten, spośród których na szczególną uwagę, zdaniem autora niniejszej pracy, zasługują anteny tubowe i Vivaldiego oraz planarne anteny dipolowe (patrz rys. 1.1). Pierwszą grupę zalicza się do anten kierunkowych, drugą - do dookólnych. Anteny tubowe i Vivaldiego wprowadzają mniejsze zniekształcenia wynikające z charakterystyki dyspersyjnej niż planarne anteny dipolowe [49]. Te z kolei, w porównaniu z antenami tubowymi, są dużo lżejsze i w ogólności łatwiejsze i tańsze w produkcji. Z tego też względu stanowią przedmiot niniejszej pracy. Należy zwrócić uwagę, że spośród różnych rodzajów ramion stosowanych w antenach dipolowych wiele uwagi poświęca się kształtom eliptycznym [50–55].

Przedstawione przykłady anten planarnych w znakomitej większości są projektowane i analizowane przy wykorzystaniu komercyjnych symulatorów pełnofalowych (CST, HFSS, ADS Momentum). W wielu przypadkach prace przedstawiają analizę rozkładów prądu na łacie dla wybranych częstotliwości pasma UWB. W przywołanych rozkładach autorzy prac zauważają pewne zależności, stosując czasem pojęcie rodzajów prądowych.



RYSUNEK 1.1: Klasyfikacja wybranych typów anten szerokopasmowych (na podstawie [49])

Jednak ze względu na naturę wykorzystywanych obliczeń numerycznych (funkcje bazowe definiowane w podobszarach), analizy te często opierają się na wizualnej ocenie reprezentacji graficznej rozkładu prądu na łacie [36, 56, 57]. I o ile w przypadku anten o złożonej geometrii takie podejście zdaje się być uzasadnionym, o tyle w strukturach zawierających łaty o regularnych kształtach (np. eliptycznych) warto rozważyć zastosowanie funkcji bazowych zdefiniowanych w całym obszarze analizy. Przykładem takiego podejścia jest przedstawiona w niniejszej pracy koncepcja rodzajów oświetlających (ang. *Illuminating Modes*) zaproponowana w [58]. Opiera się ona na dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej (SDA - ang. *Spectral Domain Approach*), która w wersji jednowymiarowej została po raz pierwszy przedstawiona przez T. Itoha i R.Mittrę [59, 60] jako narzędzie analizy numerycznej zjawisk polowych zachodzących w planarnych liniach transmisyjnych. W kolejnych latach metoda została rozszerzona do ujęcia dwuwymiarowego, co pozwoliło na analizę struktur o skończonych wymiarach (np. łaty prostokątnej) [61–64].

W 1985 roku J. Citerne i W. Zieniutycz opublikowali pracę, w której zaproponowali koncepcję tzw. rodzajów promieniujących [65] (zwanych później hybrydowymi rodzajami promieniującymi HRP). Przedstawiony przez nich model opierał się na jednowymiarowej metodzie przestrzeni widmowej, w której uwzględniono istnienie cząstkowych fal płaskich, których źródła umieszczono w nieskończoności. Kolejnym krokiem było sformułowanie w pracy [66] tzw. warunku w nieskończoności, wiążącego amplitudy cząstkowych fal płaskich. W efekcie możliwym stało się pobudzanie badanych struktur falą elektromagnetyczną, przy czym ich parametry elektryczne obliczano stosując procedurę iteracyjną. HRP wykorzystano m.in. do obliczenia częstotliwości rezonansowych anten mikropaskowych zawierających prostokątne łaty. Wyniki tych badań opublikowano m.in. w [67, 68].

W niniejszej pracy przedstawiono metodę wykorzystującą zjawisko rozpraszania fali płaskiej do określenia parametrów anten mikropaskowych zawierających łaty prostokątne lub eliptyczne [58]. Zaproponowany model opiera się na koncepcji HRP rozszerzonej do wersji dwuwymiarowej. Ponadto jako pobudzenie badanych struktur wykorzystano pojedynczą falę płaską, czego efektem jest eliminacja procedury iteracyjnej występującej normalnie w HRP. Dodatkowo rozkład gęstości liniowej prądu powierzchniowego zapisano w postaci tzw. rodzajów prądowych, a prowadzoną na tej podstawie analizę nazwano rodzajową. Umożliwia ona precyzyjne obliczenie amplitudy i częstotliwości rezonansowej zarówno rodzaju podstawowego, jak i rodzajów wyższych, wzbudzających się w strukturze. Pozwala również na określenie wpływu poszczególnych rodzajów na charakterystykę promieniowania. Zagadnienie to jest szczególnie istotne w przypadku anten szerokopasmowych. Świadczyć mogą o tym pojawiające się ostatnimi czasy publikacje, w których, celem lepszego zrozumienia zasad działania anteny, w rozkładzie prądu płynącego w antenie rozróżnia się kolejne rodzaje [69–71]. Przedstawione w tych pracach wyniki oparte są na zaadaptowanej do analizy anten szerokopasmowych metodzie rodzajów charakterystycznych, rozwijanej przez grupę hiszpańskich naukowców, a zaproponowanej w 1971 roku przez R. Garbacza i R. Turpina [72].

Przedstawione w niniejszej pracy wyniki badań dotyczą anten zawierających łaty prostokątne lub eliptyczne. Te ostatnie są wykorzystywane jako promienniki w planarnych antenach dipolowych [50–55]. Istniejące doniesienia literaturowe dotyczące tego typu anten można w ogólności podzielić na dwie części: (i) rozważające jedynie promienniki w układzie dipola [73–78] (ii) rozważające kompletne anteny (promiennik z symetryzatorem) [79–84]. Zarówno w pierwszej, jak i drugiej grupie przedstawione zostały wyniki, w których impedancja charakterystyczna pasków zasilających radiator została wybrana arbitralnie. Jak pokazano w [85, 86] nie jest to do końca właściwe podejście i nie musi prowadzić do optymalnie zaprojektowanego radiatora. Ponadto optymalizacja kompletnych anten jest stosunkowo czasochłonna. Z tego względu w niniejszej pracy zaproponowano ujednoliconą metodę projektowania (skracającą czas obliczeń), w której wyróżnia się trzy etapy: (i) projekt radiatora (ii) projekt symetryzatora (iii) końcowe strojenie [86].

Mając na uwadze popularność oraz coraz większą dostępność systemów komunikacji bezprzewodowej, spośród których technika UWB jawi się niezwykle obiecująco, wydaje się zasadnym podjęcie badań obejmujących swym zasięgiem szerokopasmowe anteny planarne, zarówno pod kątem poznawczym, zorientowanym na zjawiska fizyczne zachodzące w tego typu antenach, jak i pod względem praktycznym, w którym pozyskana wiedza zostaje wykorzystana do projektowania i wykonania modeli fizycznych szerokopasmowych anten planarnych o ramionach eliptycznych.

1.2 Cel i teza rozprawy

Celem niniejszej pracy jest:

- stworzenie modelu matematycznego planarnych dipoli eliptycznych wykorzystującego dwuwymiarową metodę przestrzeni widmowej,
- zaproponowanie ujednoliconej metody projektowania planarnych anten dipolowych, wykorzystującej wyniki uzyskane na podstawie zdefiniowanego wcześniej modelu,
- zaprojektowanie, realizacja i pomiar szerokopasmowych planarnych anten dipolowych o ramionach eliptycznych.

Cel pracy autor zamierza osiągnąć poprzez udowodnienie następujących tez:

- sformułowanie iteracyjne w metodzie przestrzeni widmowej dla przypadku dwuwymiarowego umożliwia opracowanie modelu matematycznego zjawisk polowych występujących w planarnych dipolach eliptycznych,
- zastosowanie modelu pozwala określić parametry polowe radiatorów eliptycznych, i, dzięki temu, wspomaga projektowanie szerokopasmowych planarnych anten dipolowych o ramionach w kształcie elipsy.

1.3 Plan rozprawy

W pierwszym rozdziale przedstawiono wprowadzenie w tematykę niniejszej pracy. W rozdziale drugim zaprezentowano model matematyczny opisujący zjawisko rozpraszania fali elektromagnetycznej na nieskończenie cienkich elementach przewodzących o skończonych wymiarach umieszczonych na podłożu dielektrycznym. Model ten oparty jest na dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej, w której jako pobudzenie wykorzystano falę elektromagnetyczną. Pokazano, że w szczególnym przypadku padania fali płaskiej, występująca zazwyczaj w metodzie procedura iteracyjna zostaje wyeliminowana. Wprowadzono pojęcie rodzaju oświetlającego zdefiniowanego jako pojedyncza fala płaska oświetlająca badaną strukturę wraz z efektem takiego pobudzenia (prądem i polem rozproszonym). W ostatniej części rozdziału drugiego opisano analizę rodzajową oraz omówiono jej właściwości.

W rozdziale trzecim przedstawiono wyniki numeryczne uzyskane przy pomocy zaproponowanego modelu. Dotyczą one struktur jedno- oraz obustronnie otwartych, na których powierzchni umieszczono nieskończenie cienkie warstwy przewodzące w kształcie prostokątnym lub eliptycznym. W oparciu o przedstawione wyniki obliczono wybrane parametry elektryczne badanych struktur oraz określono zdolność każdego z analizowanych dipoli eliptycznych do pracy szerokopasmowej.

W rozdziale czwartym zaproponowano ujednoliconą metodę projektowania szerokopasmowych planarnych anten dipolowych. Na przykładzie dipola o ramionach w kształcie elipsy przedstawiono zastosowanie tej metody w praktyce.

W rozdziale piątym porównano wyniki numeryczne i eksperymentalne zaprojektowanych w rozdziale czwartym anten. Rozdział szósty stanowi podsumowanie pracy.

2

Metoda przestrzeni widmowej

W niniejszym rozdziale omówiony zostanie model matematyczny opisujący zagadnienie rozpraszania fali elektromagnetycznej na nieskończenie cienkich warstwach przewodzących umieszczonych na podłożu dielektrycznym. Do opisu tego zjawiska wykorzystana zostanie dwuwymiarowa metoda przestrzeni widmowej sformułowana w układzie współrzędnych prostokątnych. W połączeniu z warunkiem w nieskończoności, zaproponowanym w pracy [66] dla przypadku jednowymiarowego, metoda umożliwia określenie pola rozproszonego zarówno w strefie dalekiej, jak i bliskiej. Dostarcza ona również informacji na temat rozkładu gęstości liniowej prądów powierzchniowych zaindukowanych na elementach przewodzących w efekcie oświetlania struktury falą elektromagnetyczną. Dane dotyczące pola rozproszonego oraz gęstości liniowej prądów powierzchniowych pozwalają na określenie podstawowych parametrów badanych struktur, takich jak częstotliwość rezonansowa czy charakterystyka promieniowania.

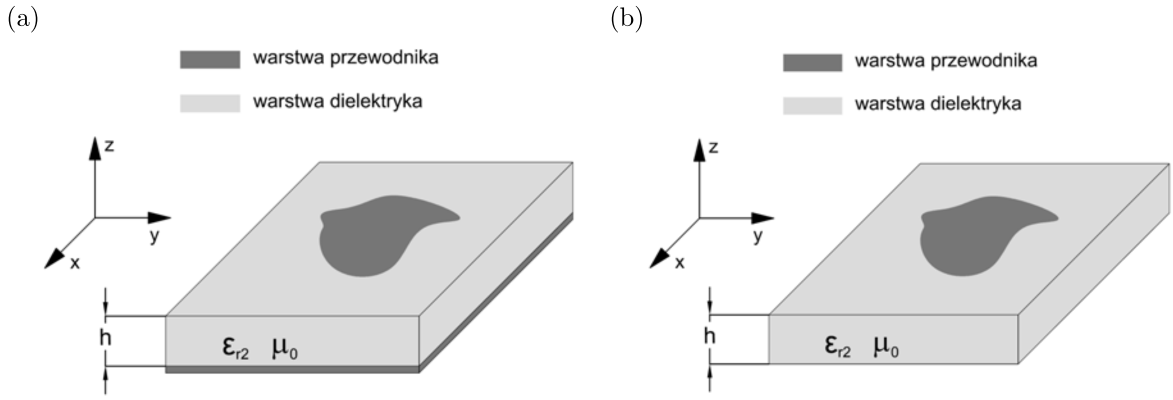
Zaproponowany model opisany został w pracy [58]. Może on być wykorzystany w badaniu zjawiska rozpraszania dowolnej fali elektromagnetycznej, w tym fali płaskiej. Ten szczególny przypadek, w którym struktura oświetlana jest falą płaską, liniowo spolaryzowaną, padającą na strukturę pod dowolnym kątem, został szeroko omówiony w niniejszym rozdziale. W jego ostatniej części przedstawiono sposób wykorzystania metody do tzw. analizy rodzajowej. Umożliwia ona rozróżnienie kolejnych rodzajów prądowych wzbudzających się w strukturze (dokładniej: na warstwach przewodnika) pod wpływem oświetlania jej falą płaską.

Model matematyczny stworzony został do analizy rozpraszania fali elektromagnetycznej na dwóch rodzajach struktur:

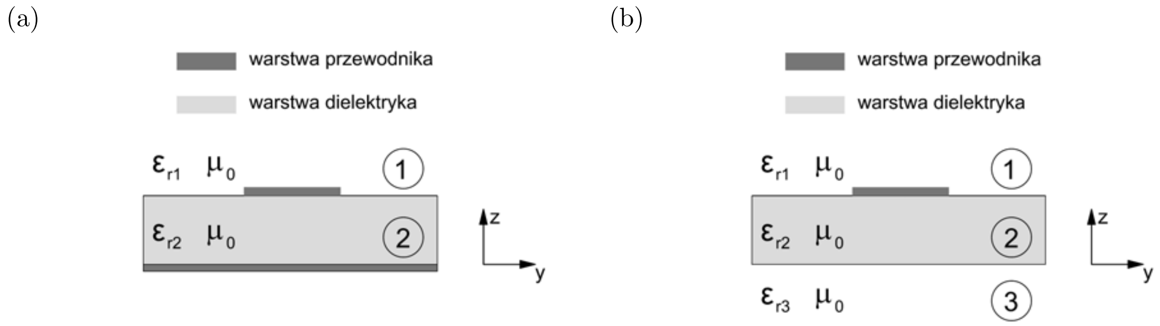
- jednostronnie otwartej (rys. 2.1a),
- obustronnie otwartej (rys. 2.1b).

W analizie przyjęto następujące założenia dotyczące badanych struktur:

- podłoże dielektryczne, będące jądrem struktury, charakteryzuje się względną przenikalnością elektryczną ε_{r2} oraz przenikalnością magnetyczną μ_0. Jest ono liniowe, izotropowe, jednorodne, bezstratne, nieograniczone w kierunkach x i y,
- elementy przewodzące umieszczone na podłożu dielektrycznym są nieskończenie cienkie, wykonane z idealnego przewodnika,



Rysunek 2.1: Struktura: (a) jednostronnie otwarta; (b) obustronnie otwarta



Rysunek 2.2: Przekrój struktury: (a) jednostronnie otwartej; (b) obustronnie otwartej

- półprzestrzeń $z > h$, stanowiąca górne obrzeże struktury, wypełniona jest jednorodnym, izotropowym, liniowym, bezstratnym dielektrykiem o względnej przenikalności elektrycznej ε_{r1} i przenikalności magnetycznej μ_0,

- półprzestrzeń $z < 0$ (tylko dla struktury obustronnie otwartej), stanowiąca dolne obrzeże struktury wypełniona jest jednorodnym, izotropowym, liniowym, bezstratnym dielektrykiem o względnej przenikalności elektrycznej ε_{r3} i przenikalności magnetycznej μ_0,

- ekran w strukturze jednostronnie otwartej jest nieskończenie cienki, nieograniczony w kierunkach x i y (ścianka elektryczna).

Względne przenikalności elektryczne ε_{r1} i ε_{r3} mogą przyjmować dowolne wartości. W niniejszej pracy ze względów praktycznych przyjęto, że $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r3} = 1$ - obrzeże struktury w przypadku anten planarnych najczęściej stanowi powietrze.

W dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej wykorzystuje się transformatę Fouriera składowych pól elektrycznego i magnetycznego oraz gęstości liniowej prądów powierzchniowych. W związku z tym, przed przystąpieniem do opisu kolejnych kroków metody, należy zdefiniować dwuwymiarową transformatę Fouriera:

$$\mathcal{F}\{f(x,y)\} = \tilde{F}(k_x,k_y) = \iint_{R^2} f(x,y)e^{-j(k_x x+k_y y)}dxdy \tag{2.1}$$

oraz transformatę odwrotną:

$$\mathcal{F}^{-1}\{\tilde{F}(k_x,k_y)\} = f(x,y) = \frac{1}{4\pi^2}\iint_{R^2} F(k_x,k_y)e^{+j(k_x x+k_y y)}dk_x dk_y \tag{2.2}$$

Zmienne x i y są zmiennymi przestrzennymi, natomiast zmienne k_x i k_y odpowiadającymi im zmiennymi spektralnymi. Składowe x i y pól i prądów będą nazwane składowymi stycznymi, zaś składowa z - składową prostopadłą. Należy zwrócić uwagę, iż obszar całkowania występujący w równaniach (2.1), (2.2) jest nieograniczony. W praktyce numerycznej wystarczy obrać odpowiedni, skończony obszar, aby uzyskać zbieżność metody.

Analiza zagadnień elektromagnetycznych w dziedzinie transformaty Fouriera zdefiniowanej wzorami (2.1), (2.2) umożliwia zastąpienia operacji różniczkowania występującej w dziedzinie oryginału operacją odpowiedniego iloczynu w dziedzinie transformaty (zgodnie z właściwością transformaty Fouriera):

$$\nabla_x F(x,y,z) \longrightarrow -jk_x\tilde{F}(k_x,k_y,z) \tag{2.3}$$
$$\nabla_y F(x,y,z) \longrightarrow -jk_y\tilde{F}(k_x,k_y,z) \tag{2.4}$$

gdzie:

$$\nabla_x = \frac{\partial}{\partial x} \qquad \nabla_y = \frac{\partial}{\partial y} \tag{2.5}$$

Wykorzystując powyższą własność można przekształcić równania Maxwella zdefiniowane dla ośrodka bezźródłowego (czynnik określający zmienność pól i prądów w czasie $e^{j\omega t}$ jest w dalszej analizie dla wygody pominięty) do takiej postaci, w której składowe y i z pól elektrycznego i magnetycznego są rozwinięte względem składowej x tychże pól:

$$\tilde{E}_{yi}(k_x,k_y,z) = -\frac{1}{k_i^2-k_x^2}\left[k_xk_y\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) + j\omega\mu\nabla_z\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z)\right] \tag{2.6}$$
$$\tilde{E}_{zi}(k_x,k_y,z) = -\frac{1}{k_i^2-k_x^2}\left[jk_x\nabla_z\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) - \omega\mu k_y\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z)\right] \tag{2.7}$$
$$\tilde{H}_{yi}(k_x,k_y,z) = -\frac{1}{k_i^2-k_x^2}\left[-j\omega\varepsilon\nabla_z\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) + k_xk_y\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z)\right] \tag{2.8}$$
$$\tilde{H}_{zi}(k_x,k_y,z) = -\frac{1}{k_i^2-k_x^2}\left[\omega\varepsilon k_y\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) + jk_x\nabla_z\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z)\right] \tag{2.9}$$

gdzie indeks $i \in \{1,2,3\}$ oznacza numer ośrodka, zaś $\nabla_z = \partial/\partial z$. Dzięki temu, po odpowiednich przekształceniach, otrzymuje się równanie Helmholtza ze względu na $\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z)$:

$$\nabla_z^2\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) + k_{zi}^2\tilde{E}_{xi}(k_x,k_y,z) = 0 \tag{2.10}$$

i ze względu na $\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z)$:

$$\nabla_z^2\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z) + k_{zi}^2\tilde{H}_{xi}(k_x,k_y,z) = 0 \tag{2.11}$$

Rozwiązaniem ogólnym równania Helmholtza jest kombinacja liniowa funkcji harmonicznych:

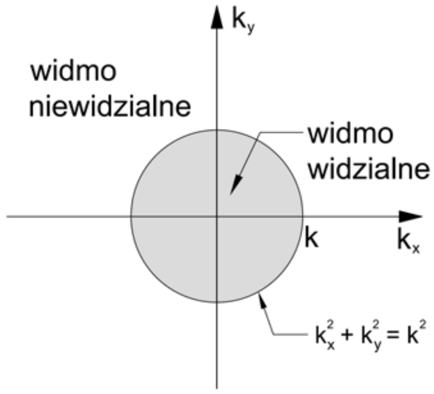
$$\tilde{F}_{xi}(k_x, k_y, z) = A_{Fi}(k_x, k_y)e^{+jk_{zi}z} + B_{Fi}(k_x, k_y)e^{-jk_{zi}z} \qquad F \in \{E, H\} \tag{2.12}$$

przy czym spełniony musi być warunek:

$$k_{zi}^2 + k_x^2 + k_y^2 = k_i^2 \qquad \text{gdzie:} \qquad k_i = \omega\sqrt{\varepsilon_i \mu_0} \tag{2.13}$$

Wielkości $A_{Fi}(k_x, k_y)$, $B_{Fi}(k_x, k_y)$ będą nazwane amplitudami spektralnymi, zaś, dla wygody zapisu, ich zależność od (k_x, k_y) zostanie w dalszej analizie pominięta.

Rozważmy teraz rozwiązanie równania Helmholtza w ośrodkach *1* i *3* stanowiących otwartą półprzestrzeń. W tym celu wprowadzimy definicję widma widzialnego i niewidzialnego określonego na płaszczyźnie transformaty (k_x, k_y) (rys. 2.3) [87]. Określenie to



Rysunek 2.3: Widmo widzialne i niewidzialne zdefiniowane na płaszczyźnie (k_x, k_y) (na podstawie [87])

związane jest z charakterem liczby falowej k_{zi}, która w obszarze widma widzialnego przyjmuje wartości czysto rzeczywiste ($\mathfrak{Re}\{k_{zi}\} \neq 0, \mathfrak{Im}\{k_{zi}\} = 0$), zaś w obszarze widma niewidzialnego - czysto urojone ($\mathfrak{Re}\{k_{zi}\} = 0, \mathfrak{Im}\{k_{zi}\} \neq 0$). To z kolei determinuje charakter pola w każdym z obydwu obszarów. Jeżeli z dwóch rozwiązań równania kwadratowego (2.13) wybierzemy takie, że:

$$k_{zi} \geqslant 0 \quad \text{gdy} \qquad k_x^2 + k_y^2 < k_i^2 \tag{2.14}$$

$$jk_{zi} \geqslant 0 \quad \text{gdy} \qquad k_x^2 + k_y^2 \geqslant k_i^2 \tag{2.15}$$

to w ośrodkach *1* i *3* czynnikom zawierającym składowe $e^{+jk_{zi}z}$, $e^{-jk_{zi}z}$ w widmie widzialnym odpowiadać będą jednorodne fale płaskie propagujące się odpowiednio w kierunku $-z$ i $+z$, zaś w widmie niewidzialnym tym samym czynnikom odpowiadać będą niejednorodne fale płaskie o odpowiednio eksponencjalnie rosnącej i malejącej amplitudzie w kierunku $+z$. Z tego względu amplitudy A_{F1} i B_{F3} w widmie niewidzialnym nie są brane pod uwagę, reprezentują bowiem rozwiązania niefizyczne (eksponencjalne czynniki stojące przy tych amplitudach osiągają nieskończoną wartość odpowiednio w $+\infty$ i $-\infty$, przez co nie spełniają warunku wypromieniowania [88] - patrz wzór (2.12)). Widać zatem, że w widmie widzialnym mamy do czynienia z cząstkowymi falami płaskimi rozchodzącymi się w kierunku $+z$ i $-z$. W przedstawianej analizie są one reprezentowane przez amplitudy A_{E1}, A_{E3} i B_{E1}, B_{E3} (składowe x pola elektrycznego) oraz A_{H1}, A_{H3} i B_{H1}, B_{H3} (składowe x pola magnetycznego). W przypadku widma niewidzialnego mamy do czynienia z cząstkowymi niejednorodnymi falami płaskimi o eksponencjalnie malejącej i rosnącej w kierunku $+z$ amplitudzie. Są one reprezentowane przez amplitudy B_{E1}, A_{E3} (składowe x pola elektrycznego) oraz B_{H1}, A_{H3} (składowe x pola magnetycznego).

W dalszej części niniejszego rozdziału rozważymy osobno zagadnieniem rozpraszania fali elektromagnetycznej na strukturze jednostronnie otwartej i na strukturze obustronnie otwartej.

2.1 Procedura iteracyjna w strukturze jednostronnie otwartej

Przedstawimy teraz wyniki dotyczące analizy struktury jednostronnie otwartej oświetlanej przez falę elektromagnetyczną. Istotną cechą zaproponowanej metody jest potraktowanie struktury jednostronnie otwartej jako przypadku granicznego struktury ekranowanej od góry przy odsuwaniu ekranu do nieskończoności. Takie podejście pozwala wykorzystać w analizie jednorodne fale płaskie jako fale oświetlające strukturę. W „klasycznej” analizie, w której rozwiązuje się zagadnienie własne, jednorodne fale przychodzące traktuje się jako rozwiązania niefizyczne i w konsekwencji odrzuca. Nie spełniają one bowiem warunku wypromieniowania. Należy jednak wziąć pod uwagę fakt, że warunek ten dotyczy całego pola, które jest sumą wszystkich fal zawartych w widmie widzialnym. Jak pokazano w pracy [89], dla spełnienia warunku wypromieniowania wystarczy, aby amplitudy jednorodnych fal cząstkowych przyjmowały wartości skończone.

Założenie o istnieniu jednorodnych fal przychodzących wymaga określenia relacji fazowych między jednorodnymi falami przychodzącymi i odchodzącymi na odsuniętym do nieskończoności ekranie. W tym celu formułuje się tak zwany warunek w nieskończoności. Został on zaproponowany dla metody przestrzeni widmowej w ujęciu jednowymiarowym w pracy [66]. W ujęciu dwuwymiarowym warunek ten przedstawiono w dalszej części rozdziału.

W pierwszym kroku analizy należy spełnić jedno- i niejednorodne warunki ciągłości pól na granicy ośrodków *1* i *2*. Prowadzi to do następującej zależności macierzowej (szczegóły w Dodatku A):

$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{\mathbf{E}}^t - \tilde{\mathbf{E}}^i \tag{2.16}$$

gdzie:
$\mathbf{G}$ - diadowa funkcja Greena dla struktury jednostronnie otwartej;
$\tilde{\mathbf{J}}$ - wektor transformat składowych stycznych gęstości liniowej prądów powierzchniowych (nazywaną dalej gęstością prądu) w płaszczyźnie $z = h$;
$\tilde{\mathbf{E}}^t$ - wektor transformat składowych stycznych pola całkowitego (padającego i rozproszonego) w płaszczyźnie $z = h$;
$\tilde{\mathbf{E}}^i$ - wektor transformat pola padającego na strukturę w płaszczyźnie $z = h$.

Transformatę pola rozproszonego $\tilde{\mathbf{E}}^s$ (wytworzonego przez prąd wzbudzony na łacie) można zapisać jako:

$$\tilde{\mathbf{E}}^s = \mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} \tag{2.17}$$

co ostatecznie prowadzi do znanej z teorii indukcji [88] zależności:

$$\tilde{\mathbf{E}}^t = \tilde{\mathbf{E}}^s + \tilde{\mathbf{E}}^i \tag{2.18}$$

Ponadto, zgodnie z zależnością (A.14) transformata pola oświetlającego strukturę jest powiązane z macierzą współczynników pobudzeń $\mathbf{\Delta}$ oraz z amplitudami cząstkowych fal płaskich pola elektrycznego i magnetycznego następującą zależnością:

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \mathbf{\Delta A} = \begin{bmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{12} \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1} \\ A_{H1} \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

przy czym każdy z elementów macierzy współczynników pobudzeń $\mathbf{\Delta}$ jest funkcją zmiennych spektralnych k_x, k_y.

Interpretację powyższych zależności można ująć w taki oto sposób: pole $\tilde{\mathbf{E}}^i$ padające na strukturę jest źródłem prądu $\tilde{\mathbf{J}}$ wzbudzającego się na łacie. Prąd ten z kolei jest źródłem pola rozproszonego $\tilde{\mathbf{E}}^s$ zgodnie z (2.17) [58]. Suma pola padającego i rozproszonego tworzy pole całkowite $\tilde{\mathbf{E}}^t$. Co istotne, o ile pole padające zawiera się wyłącznie w widmie widzialnym, o tyle prąd wzbudzony i pole rozproszone zawierają obie części widma. Widmo widzialne związane jest z polem w strefie dalekiej, widmo niewidzialne - z polem w strefie bliskiej. Należy podkreślić, że każde z wymienionych pól, a także gęstości prądów zdefiniowane są w płaszczyźnie łaty ($z = h$) poprzez składowe styczne.

Pobudzenie struktury następuje poprzez jednorodne fale płaskie padające na strukturę z półprzestrzeni $z > h$. Każda z tych fal określona jest poprzez dwie amplitudy spektralne A_{E1}, A_{H1}. Te z kolei reprezentują składowe x transformaty odpowiednio pola elektrycznego i magnetycznego cząstkowej fali płaskiej.

Istnienie w analizie jednorodnych fal przychodzących wymaga spełnienia przez nie odpowiednich warunków granicznych. Wiążą one ze sobą amplitudy fal przychodzących i odchodzących. Zakładając, że analizowana struktura jest ekranowana od góry w płaszczyźnie $z = D$, składowe styczne $\tilde{E}_{x1}(k_x, k_y, z)$ i $\tilde{E}_{y1}(k_x, k_y, z)$ muszą się zerować w płaszczyźnie ekranu, nawet w przypadku, gdy jest on odsuwany do nieskończoności ($D \to \infty$) [89]. Warunek ten dla pól określonych zależnością (2.12) można zapisać w następującej formie [58]:

$$\lim_{z\to\infty} \begin{bmatrix} A_{E1} & B_{E1} \\ \frac{j\omega\mu k_{z1}}{k_1^2-k_x^2} A_{H1} & \frac{-j\omega\mu k_{z1}}{k_1^2-k_x^2} B_{H1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{+jk_{z1}z} \\ e^{-jk_{z1}z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.20}$$

Nietrywialne rozwiązanie (2.20) ma następującą postać:

$$A_{E1}B_{H1} + A_{H1}B_{E1} = 0 \tag{2.21}$$

co z kolei można zapisać jako:

$$A_{H1} = \left[q_1 + q_2 \frac{\tilde{E}_y^t(k_x, k_y)}{\tilde{E}_x^t(k_x, k_y)} \right] \cdot A_{E1} \tag{2.22}$$

gdzie:

$$q_1 = \frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z1}} \qquad q_2 = \frac{k_1^2 - k_x^2}{\omega\mu k_{z1}} \tag{2.23}$$

zaś $\tilde{E}_x^t(k_x, k_y)$, $\tilde{E}_y^t(k_x, k_y)$ oznaczają transformaty pól w płaszczyźnie $z = h$. Zwróćmy uwagę, że warunek (2.22) jest rozszerzeniem do przypadku dwuwymiarowego warunku sformułowanego w pracy [66] dla prowadnic falowych.

Podstawienie zależności (2.18) i (2.19) do warunku (2.22) prowadzi do równania kwadratowego ze względu na amplitudę A_{H1}:

$$\begin{aligned}\Delta_{12} \cdot A_{H1}^2 + \left(\tilde{E}_x^s + \Delta_{11}A_{E1} - q_1\Delta_{11}A_{E1} - q_2\Delta_{22}A_{E1}\right) \cdot A_{H1} + \\ -q_1\left(\tilde{E}_x^s + \Delta_{11}A_{E1}\right)A_{E1} - q_2\left(\tilde{E}_y^s + \Delta_{21}A_{E1}\right)A_{E1} = 0\end{aligned} \tag{2.24}$$

lub ze względu na amplitudę A_{E1}:

$$\begin{aligned}(-q_1\Delta_{11} - q_2\Delta_{21})A_{E1}^2 + [(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})A_{H1} - q_2\tilde{E}_y^s - q_1\tilde{E}_x^s]A_{E1} + \\ +\Delta_{12}A_{H1}^2 + \tilde{E}_x^s A_{H1} = 0\end{aligned} \tag{2.25}$$

Rozwiązanie każdego z tych równań wymaga zastosowania procedury iteracyjnej ze względu na ich uwikłanie z równaniem (2.16) [66]. W równaniu kwadratowym ze względu na A_{H1} zakłada się dowolny rozkład pola elektrycznego oświetlającego strukturę (reprezentowanego przez amplitudę A_{E1}). Na jego podstawie znajduje się dwa rozwiązania równania (2.24) odpowiadające dwóm rozkładom pola H (reprezentowanym przez amplitudę spektralną A_{H1}). Rozkłady te reprezentują składową x pola H oświetlającego badaną strukturę. Ten przypadek będzie oznaczany symbolem $\{E \rightarrow H\}$. W przypadku równania kwadratowego ze względu na A_{E1} sytuacja jest dokładnie odwrotna. Zakłada się pewien rozkład pola H oświetlającego strukturę i na jego podstawie oblicza się dwa rozkłady pola E. Przypadek ten oznaczany będzie jako $\{H \rightarrow E\}$. Kształt fali oświetlającej uzyskuje się poprzez odpowiedni dobór amplitud spektralnych.

Szczególny przypadek, w którym rozwiązanie uzyskuje się w pierwszym kroku iteracji ma miejsce, gdy struktura zostaje oświetlona pojedynczą falą płaską. Sytuację taką przedstawiono na rysunku 2.4. Zakładając, że fala płaska pada na strukturę pod kątem określonym poprzez wielkości θ_{k1} i φ_{k1}, równanie tejże fali w dziedzinie przestrzennej przyjmie następującą postać:

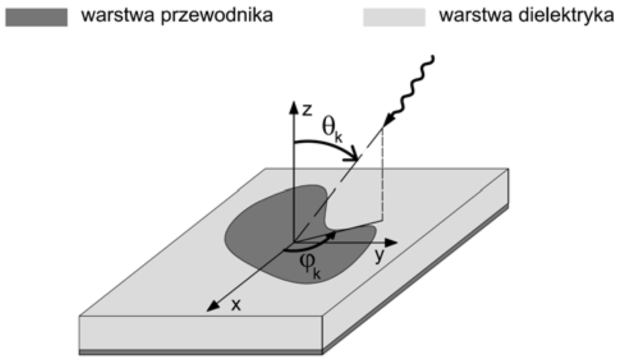
$$\vec{F}_1(x, y, z) = \vec{F}_{01} e^{+jk_{x1}x + jk_{y1}y + jk_{z1}z} \qquad \begin{aligned}\vec{F}_{01} = F_{x01}\vec{i}_x + F_{y01}\vec{i}_y + F_{z01}\vec{i}_z \\ F \in \{E, H\}\end{aligned} \tag{2.26}$$

gdzie F_{01} jest amplitudą fali płaskiej, zaś $\vec{k}_1 = k_{x1}\vec{i}_x + k_{y1}\vec{i}_y + k_{z1}\vec{i}_z$ jest wektorem falowym i wyznacza kierunek rozchodzenia się fali. Powiązanie między wektorem falowym, a kątem padania określone jest następującymi zależnościami:

$$k_{x1} = k_1 \sin\theta_{k1} \cos\varphi_{k1} \tag{2.27}$$

$$k_{y1} = k_1 \sin\theta_{k1} \sin\varphi_{k1} \tag{2.28}$$

$$k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2 = k_1^2 \tag{2.29}$$



RYSUNEK 2.4: Oznaczenie kątów w przypadku oświetlania struktury falą płaską

przy czym spełniony musi być warunek $k_{z1} > 0$, jeżeli fala ma się propagować w kierunku $-z$. Czynnik $A_{Fi}e^{+jk_{z1}z}$ występujący w równaniu (2.12) ma reprezentować pojedynczą falę płaską padającą na strukturę pod kątem θ_{k1} i φ_{k1} (rys. 2.4). Załóżmy zatem, że:

$$A_{F1} = F_{x01} \cdot \bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) \qquad F \in \{E, H\} \tag{2.30}$$

gdzie F_{x01} jest amplitudą składowej x fali padającej, zaś funkcja $\bar{\delta}$ zdefiniowana jest następująco:

$$\bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) = \lim_{\substack{\xi \to \xi_0 \\ \zeta \to \zeta_0}} \frac{\sin(\xi(k_x - k_{x1}))}{\pi(k_x - k_{x1})} \cdot \frac{\sin(\zeta(k_y - k_{y1}))}{\pi(k_y - k_{y1})} \tag{2.31}$$

przy czym ξ_0, ζ_0 są odpowiednio dużymi, lecz skończonymi liczbami rzeczywistymi. Dla tak zdefiniowanej funkcji $\bar{\delta}$ prawdziwa jest następująca implikacja:

$$[\xi_0 \to \infty \quad \wedge \quad \zeta_0 \to \infty] \quad \Longrightarrow \quad \left[\bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) \to \delta(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1})\right] \tag{2.32}$$

gdzie δ jest funkcją Delta Diraca [89]. Zależność 2.32 zostanie wykorzystana w dalszej części pracy.

2.1.1 Schemat $\{E \to H\}$

Przyjęcie schematu $\{E \to H\}$ wymaga założenia amplitudy spektralnej związanej ze składową x pola elektrycznego. W tym celu wykorzystuje się zależność 2.30:

$$A_{E1} = E_{x01} \cdot \bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) \tag{2.33}$$

Rozwiązując równanie (2.24) z podstawieniem (2.33) uzyskuje się dwa rozwiązania opisujące składową x pola magnetycznego fali padającej (szczegóły w Dodatku B). Rozwiązania te są związane z dwiema możliwymi polaryzacjami fali padającej, równoległą (oznaczoną symbolem $\|$) i prostopadłą (oznaczoną symbolem $\perp$):

$$H_{x01}^{\|} = \frac{-\Delta_{11} + q_1\Delta_{12} + q_2\Delta_{22} \; + \; \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2\Delta_{12}} \cdot E_{x01} \tag{2.34}$$

$$H^{\perp}_{x01} = \frac{-\Delta_{11} + q_1\Delta_{12} + q_2\Delta_{22} - \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2\Delta_{12}} \cdot E_{x01} \tag{2.35}$$

przy czym:

$$A^{\parallel}_{H1} = H^{\parallel}_{x01}\bar{\delta}(k - k_{x1}, k - k_{y1}) \qquad A^{\perp}_{H1} = H^{\perp}_{x01}\bar{\delta}(k - k_{x1}, k - k_{y1}) \tag{2.36}$$

Aby wyjaśnić użyte tu pojęcie polaryzacji równoległej i prostopadłej należy zdefiniować wektor składowej stycznej pola elektrycznego fali padającej:

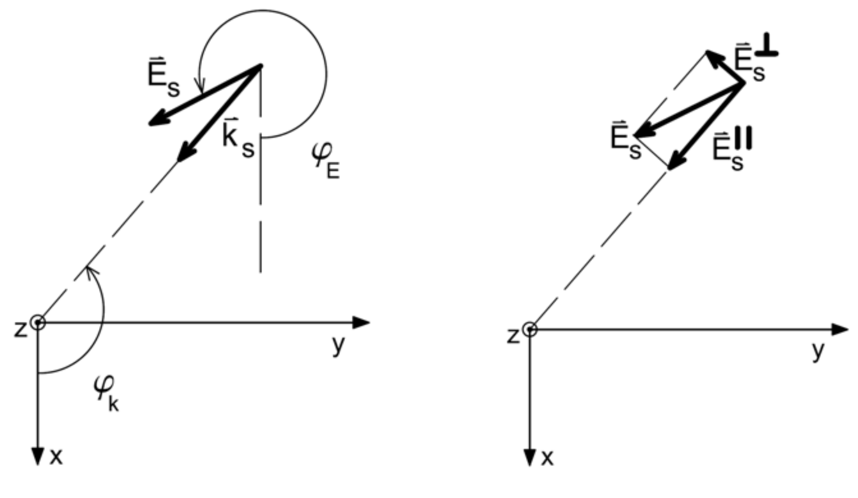
$$\vec{E}_s = E_{x01}\vec{i}_x + E_{y01}\vec{i}_y \tag{2.37}$$

oraz składową styczną wektora falowego:

$$\vec{k}_s = k_{x1}\vec{i}_x + k_{y1}\vec{i}_y \tag{2.38}$$

Wzajemna relacja między wektorami $\vec{E}_s$ i $\vec{k}_s$ określa rodzaj polaryzacji. Schematycznie pokazano to na rysunku 2.5, na którym zdefiniowano też kąt φ_E opisujący orientację wektora $\vec{E}_s$. Należy tu podkreślić, że w niniejszej pracy pojęcie polaryzacji równoległej i prostopadłej definiuje się zawsze względem wektora pola elektrycznego (nie magnetycznego), bez względu na przyjęty schemat ($\{E \to H\}$ czy $\{H \to E\}$).

(a) (b)



Rysunek 2.5: Rzut wektora falowego i wektora pola elektrycznego na płaszczyznę xy: (a) oznaczenie kątów φ_k i φ_E; (b) oznaczenie składowej prostopadłej i równoległej pola elektrycznego $\vec{E}_s$

Rozwiązania (2.34) i (2.35) są względem siebie ortogonalne w sensie geometrycznym, co zostało sprawdzone numerycznie poprzez obliczenie kąta między wektorami $\vec{E}^{\parallel}_s$ i $\vec{E}^{\perp}_s$. Ich kombinacja liniowa pozwala na pobudzenie struktury falą spolaryzowaną liniowo o dowolnej wartości kąta φ_E.

Szczególny przypadek ma miejsce, gdy fala płaska pada na strukturę w płaszczyźnie xz lub yz. W dziedzinie spektralnej oznacza to tyle, co spełnienie warunku $k_{x1} = 0$ lub

$k_{y1} = 0$. Dla takiego przypadku równanie (2.24) przekształca się do równania liniowego, z jednym rozwiązaniem:

$$H_{x01} = 0 \qquad \text{gdy} \qquad k_{x1} = 0 \vee \; k_{y1} = 0 \tag{2.39}$$

Zerowa wartość H_{x01} oznacza, że w fali oświetlającej nie występuje składowa x pola magnetycznego, co jest tożsame z zerową wartością składowej y pola elektrycznego ($E_{y01} = 0$). Wynika z tego, że jeśli $k_{x1} = 0 \wedge \; k_{y1} \neq 0$, to fala spolaryzowana jest prostopadle; jeśli $k_{x1} \neq 0 \wedge \; k_{y1} = 0$, to fala spolaryzowana jest równolegle (patrz wzory (2.37), (2.38)). W przypadku padania prostopadłego ($k_{x1} = k_{y1} = 0$) wektor $\vec{k}_s$ przyjmuje zerową wartość i nie można określić polaryzacji fali jako prostopadłej lub równoległej.

2.1.2 Schemat $\{H \rightarrow E\}$

Rozważmy teraz rozwiązanie równania (2.25), przyjmując amplitudę pola magnetycznego H_{x01}. Przy takim założeniu, w sposób analogiczny do schematu $\{E \rightarrow H\}$ (patrz Dodatek B), otrzymujemy:

$$E_{x01}^{\parallel} = \frac{\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22} \; + \; \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})} \cdot H_{x01} \tag{2.40}$$

$$E_{x01}^{\perp} = \frac{\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22} \; - \; \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})} \cdot H_{x01} \tag{2.41}$$

gdzie symbole $\parallel$ i $\perp$ oznaczają, podobnie jak w przypadku schematu $\{E \rightarrow H\}$, polaryzację pola E odpowiednio równoległą i prostopadłą, zaś:

$$A_{E1}^{\parallel} = E_{x01}^{\parallel}\bar{\delta}(k - k_{x1}, k - k_{y1}) \qquad A_{E1}^{\perp} = E_{x01}^{\perp}\bar{\delta}(k - k_{x1}, k - k_{y1}) \tag{2.42}$$

Przyjęcie warunku $k_{x1} = 0 \;\vee\; k_{y1} = 0$ skutkuje przekształceniem równania (2.25) do równania liniowego z jednym rozwiązaniem, postaci:

$$E_{x01} = 0 \tag{2.43}$$

Zerowa wartości amplitudy E_{x01} oznacza brak w fali padającej składowej pola elektrycznego w kierunku x. W konsekwencji wektor $\vec{E}_s$ posiada tylko składową y (związaną z założoną na początku amplitudą pola magnetycznego H_{x01}). W konsekwencji jeśli $k_{x1} = 0 \;\wedge\; k_{y1} \neq 0$, to fala spolaryzowana jest równolegle; jeśli $k_{x1} \neq 0 \;\wedge\; k_{y1} = 0$, to fala spolaryzowana jest prostopadle. W przypadku padania prostopadłego ($k_{x1} = k_{y1} = 0$) wektor $\vec{k}_s$ przyjmuje zerową wartość - polaryzacja fali (równoległa lub prostopadła) nie może być określona.

2.2 Procedura iteracyjna w strukturze obustronnie otwartej

Rozważania przedstawione w niniejszym rozdziale zostały przeprowadzone w analogiczny sposób, jak w rozdziale 2.1.

Pobudzenie struktury obustronnie otwartej falą elektromagnetyczną wymaga sformułowania warunku granicznego (tzw. warunku w nieskończoności) określonego dla struktury obustronnie ekranowanej przy założeniu, że ekrany odsuwane są do nieskończoności. W przypadku odsuwania górnego ekranu do $+\infty$, warunek w nieskończoności jest identyczny jak w strukturze jednostronnie otwartej (patrz wzór (2.22)). W przypadku odsuwania ekranu dolnego do $-\infty$, zależność opisująca warunek w nieskończoności ma następującą postać:

$$A_{E3}B_{H3} + A_{H3}B_{E3} = 0 \tag{2.44}$$

Spełnienie warunków ciągłości na granicy ośrodków *1* i *2* oraz *2* i *3* prowadzi do następującego równania:

$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} = \mathbf{E}^t - \mathbf{E}^i \tag{2.45}$$

gdzie:
G - diadowa funkcja Greena dla struktury obustronnie otwartej;
$\tilde{\mathbf{J}}$ - wektor transformat składowych stycznych gęstości liniowej prądów powierzchniowych (nazywaną dalej gęstością prądu) w płaszczyźnie $z = h$;
$\tilde{\mathbf{E}}^t$ - wektor transformat składowych stycznych pola całkowitego (padającego i rozproszonego) w płaszczyźnie $z = h$;
$\tilde{\mathbf{E}}^i$ - wektor transformat pola padającego na strukturę w płaszczyźnie $z = h$.

Transformata pola oświetlającego strukturę jest powiązana z macierzą współczynników pobudzeń (zdefiniowaną dla struktury obustronnie otwartej) $\mathbf{\Delta}$ oraz z amplitudami cząstkowych fal płaskich pola elektrycznego i magnetycznego następującą zależnością (szczegóły w Dodatku C):

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \mathbf{\Delta}\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{12} & \Delta_{13} & \Delta_{14} \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} & \Delta_{23} & \Delta_{24} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1} \\ A_{H1} \\ B_{E3} \\ B_{H3} \end{bmatrix} \tag{2.46}$$

przy czym każdy z elementów macierzy współczynników pobudzeń jest funkcją zmiennych spektralnych k_x, k_y.

Pole padające na strukturę $\tilde{\mathbf{E}}^i$ jest sumą fal padających na strukturę z dolnej półprzestrzeni ($z < 0$) i górnej ($z > h$), a zatem:

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \tilde{\mathbf{E}}^{i+} + \tilde{\mathbf{E}}^{i-} \tag{2.47}$$

przy czym:

$$\tilde{\mathbf{E}}^{i+} = \begin{bmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{12} \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1} \\ A_{H1} \end{bmatrix} \qquad \tilde{\mathbf{E}}^{i-} = \begin{bmatrix} \Delta_{13} & \Delta_{14} \\ \Delta_{23} & \Delta_{24} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{E3} \\ B_{H3} \end{bmatrix} \tag{2.48}$$

Interpretacja powyższych zależności jest identyczna jak w przypadku struktury jednostronnie otwartej. Jedyna różnica polega na tym, że struktura obustronnie otwarta oświetlana jest z dwóch stron.

Rozwiązanie problemu polegającego na znalezieniu pola rozproszonego pochodzącego od prądu zaindukowanego na łacie w wyniku dwustronnego oświetlania struktury polem elektromagnetycznym dokonuje się poprzez osobną analizę rozpraszania fali padającej na strukturę od góry oraz osobno - od dołu. Nadmienić należy, że takie podejście wymaga założenia, iż źródła elementarnych fal płaskich oświetlających strukturę znajdujące się w $+\infty$ i $-\infty$ są od siebie niezależne.

Bez względu na to, z której strony struktura jest oświetlana, rozwiązanie postawionego problemu prowadzi do równania kwadratowego. W przypadku oświetlania struktury od góry, jest ono identycznej postaci jak równanie dla struktury jednostronnie otwartej (2.24) - (2.25) i nie będzie tu omawiane. W przypadku oświetlania od dołu, po wykorzystaniu zależności (2.44), otrzymuje się równanie kwadratowe, które zawiera w sobie dodatkowo elementy macierzy transmisji pól z przekroju $z = 0$ do $z = h$ (szczegóły w Dodatku C):

$$s_{02}B_{H3}^2 + (s_{00} + s_{01}B_{E3} + r_{02}B_{E3})B_{H3} + B_{E3}(r_{00} + r_{01}B_{E3}) = 0 \tag{2.49}$$

Równanie to można rozwiązać ze względu na B_{H3} przy założonym B_{E3} (schemat $\{E \to H\}$) lub ze względu na B_{E3} przy założonym B_{H3} (schemat $\{H \to E\}$). W tym celu wykorzystuje się procedurę iteracyjną. W szczególnym wypadku oświetlenia struktury pojedynczą falą płaską (od góry lub od spodu) padającą pod dowolnym kątem $(\theta_{ki}, \varphi_{ki})$ $(i \in \{1, 3\})$, rozwiązanie równania otrzymuje się w pierwszym kroku iteracji.

Rozważmy zatem przypadek, kiedy struktura oświetlana jest od dołu pojedynczą falą płaską, padającą pod kątem $(\theta_{k3}, \varphi_{k3})$. Pola E i H pojedynczej fali płaskiej rozchodzącej się w ośrodku *3* w kierunku $+z$ (w dziedzinie przestrzennej) mają postać:

$$\vec{F}_3(x,y,z) = \vec{F}_{03}e^{+jk_{x3}x+jk_{y3}y-jk_{z3}z} \qquad \begin{array}{c}\vec{F}_{03} = F_{x03}\vec{i}_x + F_{y03}\vec{i}_y + F_{z03}\vec{i}_z \\ F \in \{E, H\}\end{array} \tag{2.50}$$

Zmienne k_{x3} i k_{y3} jednoznacznie określają wektor falowy $\vec{k} = k_{x3}\vec{i}_x + k_{y3}\vec{i}_y - k_{z3}\vec{i}_z$, ponieważ spełniony musi być warunek $k_{x3}^2 + k_{y3}^2 + k_{z3}^2 = k_3^2$ oraz $k_{z3} > 0$ jeżeli fala ma się propagować w kierunku $+z$.

2.2.1 Schemat $\{E \to H\}$

Stosując schemat $\{E \to H\}$, zakładamy stałą wartość składowej x pola elektrycznego E_{x03}, na podstawie której określamy amplitudę spektralną związaną z polem E:

$$B_{E3} = E_{x03} \cdot \bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3}) \tag{2.51}$$

gdzie $\bar{\delta}$ jest przybliżeniem funkcji Delta Diraca. Następnie z równania (2.49) otrzymuje się dwa rozwiązania:

$$H_{x03}^{\parallel} = \frac{-s_{01} - r_{02} + \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2s_{02}} \cdot E_{x03} \tag{2.52}$$

$$H_{x03}^{\perp} = \frac{-s_{01} - r_{02} - \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2s_{02}} \cdot E_{x03} \tag{2.53}$$

przy czym:

$$A_{H3}^{\parallel} = H_{x03}^{\parallel}\bar{\delta}(k - k_{x3}, k - k_{y3}) \qquad A_{H3}^{\perp} = H_{x03}^{\perp}\bar{\delta}(k - k_{x3}, k - k_{y3}) \tag{2.54}$$

gdzie symbole $\parallel$ i $\perp$ oznaczają, podobnie jak w przypadku struktury jednostronnie otwartej, polaryzację pola E odpowiednio równoległą i prostopadłą. W szczególnym przypadku, gdy $k_{x3} = k_{y3} = 0$, istnieje tylko jedno rozwiązanie:

$$H_{x03} = 0 \tag{2.55}$$

2.2.2 Schemat $\{H \to E\}$

W schemacie $\{H \to E\}$ należy założyć stałą amplitudę H_{x03}, tak że $B_{H3} = H_{x03} \cdot \bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3})$. Po podstawieniu B_{H3} do równania (2.49) otrzymuje się:

$$E_{x03}^{\parallel} = \frac{-s_{01} - r_{02} + \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2r_{01}} \cdot H_{x03} \tag{2.56}$$

$$E_{x03}^{\perp} = \frac{-s_{01} - r_{02} - \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2r_{01}} \cdot H_{x03} \tag{2.57}$$

przy czym:

$$A_{E1}^{\parallel} = E_{x01}^{\parallel}\bar{\delta}(k - k_{x3}, k - k_{y3}) \qquad A_{E1}^{\perp} = E_{x01}^{\perp}\bar{\delta}(k - k_{x3}, k - k_{y3}) \tag{2.58}$$

gdzie symbole $\parallel$ i $\perp$ oznaczają polaryzację pola E odpowiednio równoległą i prostopadłą. W szczególnym przypadku, gdy $k_{x3} = k_{y3} = 0$ otrzymuje się tylko jedno rozwiązanie:

$$E_{x03} = 0 \tag{2.59}$$

2.3 Rodzaje oświetlające

W rozdziałach 2.1 i 2.2 przedstawiono zagadnienie oświetlania struktury jedno- i obustronnie otwartej pojedynczą falą płaską. W wyniku takiego pobudzenia na elementach przewodzących umieszczonych w analizowanym obiekcie indukował się prąd będący źródłem pola rozproszonego. W celu identyfikacji rodzaju pobudzenia wprowadzimy teraz pojęcie rodzajów oświetlających (ang. *Illuminating Modes*). I tak, pojedynczą falę płaską, rozchodzącą się w ośrodku *1* i padającą z kierunku $(\theta_{k1}, \varphi_{k1})$ na strukturę jednostronnie otwartą oraz efekt tego pobudzenia (gęstość prądu oraz pole rozproszone) będziemy nazywać rodzajem oświetlającym i oznaczać $IM^{\parallel}(k_{x1}, k_{y1})$ w przypadku, gdy fala padająca jest spolaryzowana równolegle oraz $IM^{\perp}(k_{x1}, k_{y1})$ - gdy jest spolaryzowana prostopadle. W przypadku padania w płaszczyźnie xz lub yz $(k_{x1} = 0 \ \vee \ k_{y1} = 0)$ stosowane będzie oznaczenie $IM^{x}(k_{x1}, k_{y1})$, gdy fala płaska zawiera tylko składową x pola elektrycznego (przypadek występujący w schemacie $\{E \to H\}$) albo $IM^{y}(k_{x1}, k_{y1})$ - gdy fala płaska zawiera tylko składową y pola elektrycznego (przypadek występujący w schemacie $\{H \to E\}$).

W przypadku, gdy pojedyncza fala płaska oświetla strukturę obustronnie otwartą, będziemy mówić o dodatnich i ujemnych rodzajach oświetlających. I tak, pojedynczą falę płaską przychodzącą z dodatniej półprzestrzeni ($z > h$) oraz z kierunku $(\theta_{k1}, \varphi_{k1})$ wraz z efektem tego pobudzenia (gęstością prądu na warstwie przewodnika oraz polem rozproszonym) będziemy nazywać dodatnim rodzajem oświetlającym i oznaczać $IM^{\parallel+}(k_{x1}, k_{y1})$ w przypadku, gdy fala padająca jest spolaryzowana równolegle oraz $IM^{\perp+}(k_{x1}, k_{y1})$ - gdy fala spolaryzowana jest prostopadle. Pobudzenie falą padającą z ujemnej półprzestrzeni ($z < 0$) i z kierunku $(\theta_{k3}, \varphi_{k3})$ nazwiemy, wraz z gęstością prądu oraz polem rozproszonym, ujemnym rodzajem oświetlającym i oznaczymy dla polaryzacji równoległej jako $IM^{\parallel-}(k_{x3}, k_{y3})$, zaś dla prostopadłej - jako $IM^{\perp-}(k_{x3}, k_{y3})$. Indeks górny x albo y rodzaju oświetlającego stosowany będzie w przypadku padania fali płaskiej w płaszczyźnie xz albo yz (z góry lub dołu) i oznaczać będzie orientację pola elektrycznego. Przykładowo $IM^{x+}(0,0)$ oznaczać będzie rodzaj oświetlający związany z falą płaską padającą prostopadle z góry, w której pole elektryczne zorientowane jest wzdłuż osi x.

Poszczególne składowe dowolnego rodzaju oświetlającego IM (oświetlająca fala płaska, gęstość prądu oraz pole rozproszone) będą nazwane odpowiednio falą padającą rodzaju oświetlającego IM, prądem rodzaju oświetlającego IM oraz polem rozproszonym rodzaju oświetlającego IM. Koncepcja rodzajów oświetlających została przedstawiona po raz pierwszy w pracy [58].

Istotnym zagadnieniem związanym z rodzajami oświetlającymi jest powiązanie widma widzialnego (zdefiniowanego w dziedzinie przestrzeni widmowej) z widmem kątowym. Każdy punkt (k_{x1}, k_{y1}) leżący wewnątrz okręgu $k_x^2 + k_y^2 = k_1^2$ określa kierunek pojedynczej fali płaskiej oświetlającej strukturę od góry (zdefiniowany poprzez kąty θ_{k1}, φ_{k1} - patrz rys. 2.4), tak że spełniony jest warunek:

$$k_{x1} = k_1 \sin\theta_{k1} \cos\varphi_{k1} \tag{2.60}$$

$$k_{y1} = k_1 \sin\theta_{k1} \sin\varphi_{k1} \tag{2.61}$$

Obszar wnętrza okręgu tworzy zatem zbiór cząstkowych fal płaskich przychodzących i odchodzących ze wszystkich możliwych kątów (θ_k, φ_k) z zakresu $(0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2;\ 0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi)$.

W przypadku oświetlania struktury falą płaską od dołu, każdy punkt (k_{x3}, k_{y3}) leżący wewnątrz okręgu $k_x^2 + k_y^2 = k_3^2$ związany jest z kierunkiem padania fali płaskiej określonym przez kąty θ_{k3}, φ_{k3}, przy czym:

$$k_{x3} = k_3 \sin\theta_{k3} \cos\varphi_{k3} \tag{2.62}$$

$$k_{y3} = k_3 \sin\theta_{k3} \sin\varphi_{k3} \tag{2.63}$$

Obszar wnętrza okręgu tworzy zbiór cząstkowych fal płaskich przychodzących i odchodzących ze wszystkich możliwych kątów (θ_k, φ_k) z zakresu $(\pi/2 \leqslant \theta_k \leqslant \pi;\ 0 \leqslant \varphi_k \leqslant 2\pi)$.

Każda fala płaska przychodząca z kierunku $(\theta_{ki}, \varphi_{ki})$ $(i \in \{1, 3\})$ jest źródłem prądu wzbudzającego się na łacie. Co istotne, choć przychodząca fala ma swoje źródło w $\pm\infty$, wzbudzony prąd oraz pole rozproszone zawierają w sobie zarówno składowe widzialne (strefa daleka), jak i niewidzialne (strefa bliska).

2.4 Analiza rodzajowa

W rozdziałach 2.1 i 2.2 omówiono zagadnienie rozpraszania fali elektromagnetycznej na strukturach jedno- i obustronnie otwartych. Rozważania prowadziły do określenia gęstości prądu i pola rozproszonego w funkcji parametrów pobudzenia (częstotliwość, amplituda, kąt padania, polaryzacja fali oświetlającej).

W niniejszym rozdziale omówiona zostanie koncepcja tzw. analizy rodzajowej. W tym celu rozkład gęstości powierzchniowej prądu zostanie zapisany przy pomocy sumy funkcji bazowych, przy czym każda funkcja bazowa odpowiadać będzie - poprzez analogię do prowadnic falowodowych - kolejnym rodzajom TM, zwanym dalej rodzajami prądowymi. W przypadku analizy rodzajowej wzajemne relacje pomiędzy składowymi x i y gęstości prądu dla każdego rodzaju prądowego są ściśle określone. Z tego względu jednemu rodzajowi (opisanemu przez dwie składowe x, y) odpowiada tylko jedna amplituda, a nie - jak w „klasycznej" metodzie przestrzeni widmowej - dwie amplitudy (opisujące niezależnie składową x i y).

Załóżmy, dla przejrzystości zapisu, że każdy rodzaj prądowy oznaczony jest poprzez pojedynczy indeks m (w dalszej części pracy przy rozpatrywaniu łat o kształtach prostokątnych i eliptycznych wprowadzimy podwójne indeksowanie rodzajów mn). Transformata Fouriera gęstości prądu może być wtedy zapisana w następujący sposób:

$$\tilde{\vec{J}} = \sum_{m=1}^{M} a_m(\tilde{j}_{x,m}\vec{i}_x + \tilde{j}_{y,m}\vec{i}_y) \tag{2.64}$$

gdzie:
$\tilde{j}_{x,m}$ - składowa x m-tego rodzaju;
$\tilde{j}_{y,m}$ - składowa y m-tego rodzaju;
a_m - amplituda m-tego rodzaju;
Podstawiając wzór (2.64) do (2.16) otrzymuje się:

$$\left[\mathbf{G_1}\mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_x) + \mathbf{G_2}\mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_y)\right]\mathbf{a} = \tilde{\mathbf{E}}^t - \tilde{\mathbf{E}}^i \tag{2.65}$$

gdzie $\mathbf{G_1}$ i $\mathbf{G_2}$ są macierzami o wymiarze 2xM:

$$\mathbf{G_1} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{11} & \dots & G_{11} \\ G_{12} & G_{12} & \dots & G_{12} \end{bmatrix} \qquad \mathbf{G_2} = \begin{bmatrix} G_{21} & G_{21} & \dots & G_{21} \\ G_{22} & G_{22} & \dots & G_{22} \end{bmatrix} \tag{2.66}$$

zaś $\mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_x)$, $\mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_y)$ macierzami diagonalnymi:

$$\mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_x) = \begin{bmatrix} \tilde{j}_{x,1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \tilde{j}_{x,2} & \dots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & 0 & \dots & \tilde{j}_{x,M} \end{bmatrix} \qquad \mathrm{diag}(\tilde{\mathbf{j}}_y) = \begin{bmatrix} \tilde{j}_{y,1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \tilde{j}_{y,2} & \dots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & 0 & \dots & \tilde{j}_{y,M} \end{bmatrix} \tag{2.67}$$

Wektor $\mathbf{a}$ reprezentuje współczynniki rodzajów prądowych:

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_M \end{bmatrix} \tag{2.68}$$

Stosując wobec równania (2.65) procedurę Galerkina [90] uzyskuje się następującą zależność

$$\mathbf{a} = (\mathbf{I_{11}} + \mathbf{I_{12}} + \mathbf{I_{21}} + \mathbf{I_{22}})^{-1} \cdot (-\mathbf{I_x^i} - \mathbf{I_y^i}) \tag{2.69}$$

gdzie:

$$\mathbf{I_x^i} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} E_x^i \tilde{j}_{x,1}^* \\ E_x^i \tilde{j}_{x,2}^* \\ \vdots \\ E_x^i \tilde{j}_{x,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \qquad \mathbf{I_y^i} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} E_y^i \tilde{j}_{y,1}^* \\ E_y^i \tilde{j}_{y,2}^* \\ \vdots \\ E_y^i \tilde{j}_{y,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \tag{2.70}$$

Elementy macierzy $\mathbf{I_{11}}$, $\mathbf{I_{12}}$, $\mathbf{I_{21}}$, $\mathbf{I_{22}}$ są zdefiniowane następująco:

$$\mathbf{I_{11}} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} G_{11} j_{x,1} j_{x,1}^* & G_{11} j_{x,2} j_{x,1}^* & \dots & G_{11} j_{x,M} j_{x,1}^* \\ G_{11} j_{x,1} j_{x,2}^* & G_{11} j_{x,2} j_{x,2}^* & \dots & G_{11} j_{x,M} j_{x,2}^* \\ \vdots & & & \\ G_{11} j_{x,1} j_{x,M}^* & G_{11} j_{x,2} j_{x,M}^* & \dots & G_{11} j_{x,M} j_{x,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \tag{2.71}$$

$$\mathbf{I_{12}} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} G_{12} j_{y,1} j_{x,1}^* & G_{12} j_{y,2} j_{x,1}^* & \dots & G_{12} j_{y,M} j_{x,1}^* \\ G_{12} j_{y,1} j_{x,2}^* & G_{12} j_{y,2} j_{x,2}^* & \dots & G_{12} j_{y,M} j_{x,2}^* \\ \vdots & & & \\ G_{12} j_{y,1} j_{x,M}^* & G_{12} j_{y,2} j_{x,M}^* & \dots & G_{12} j_{y,M} j_{x,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \tag{2.72}$$

$$\mathbf{I_{21}} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} G_{21} j_{x,1} j_{y,1}^* & G_{21} j_{x,2} j_{y,1}^* & \dots & G_{21} j_{x,M} j_{y,1}^* \\ G_{21} j_{x,1} j_{y,2}^* & G_{21} j_{x,2} j_{y,2}^* & \dots & G_{21} j_{x,M} j_{y,2}^* \\ \vdots & & & \\ G_{21} j_{x,1} j_{y,M}^* & G_{21} j_{x,2} j_{y,M}^* & \dots & G_{21} j_{x,M} j_{y,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \tag{2.73}$$

$$\mathbf{I_{22}} = \iint_{R^2} \begin{bmatrix} G_{22} j_{y,1} j_{y,1}^* & G_{22} j_{y,2} j_{y,1}^* & \dots & G_{22} j_{y,M} j_{y,1}^* \\ G_{22} j_{y,1} j_{y,2}^* & G_{22} j_{y,2} j_{y,2}^* & \dots & G_{22} j_{y,M} j_{y,2}^* \\ \vdots & & & \\ G_{22} j_{y,1} j_{y,M}^* & G_{22} j_{y,2} j_{y,M}^* & \dots & G_{22} j_{y,M} j_{y,M}^* \end{bmatrix} dk_x dk_y \tag{2.74}$$

Jak widać z przedstawionych równań, wektor współczynników rozwinięć funkcji bazowych jest zależny od elementów macierzy $\mathbf{G}$, pobudzenia (E_x^i, E_y^i) oraz funkcji bazowych. Znajomość tych wielkości pozwala określić rozkład gęstości prądu. Należy jeszcze raz podkreślić, że jeden współczynnik związany jest z jednym rodzajem prądowym i dotyczy dwóch jego składowych - x i y.

Znając współczynniki rozwinięć funkcji bazowych i zakładając, że rodzaje prądowe są znormalizowane, można zdefiniować znormalizowaną moc związaną z jednym rodzajem:

$$P_m = |a_m|^2 \tag{2.75}$$

oraz znormalizowaną moc całkowitą, związaną ze wszystkimi rodzajami prądowymi:

$$P_C = \sum_{m=1}^{M} |a_m|^2 \tag{2.76}$$

Określenie znormalizowanej mocy całkowitej w funkcji częstotliwości pozwala na znalezienie częstotliwości rezonansowych badanej struktury. Z kolei znormalizowana moc pojedynczego rodzaju może posłużyć do rozróżnienia, który rodzaj prądowy odpowiada której częstotliwości rezonansowej. Dodatkowo na podstawie własności widma kątowego można obliczyć pole rozproszone w nieskończoności (charakterystyka promieniowania).

2.5 Podsumowanie

W rozdziale 2 przedstawiono model matematyczny struktur jedno- i obustronnie otwartych oświetlanych falą elektromagnetyczną. Jest on oparty na dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej, w której - dzięki sformułowaniu tzw. warunku w nieskończoności - wprowadzono elementarne fale płaskie pobudzające strukturę. Zależności między amplitudami tychże fal obliczane są z wykorzystaniem procedury iteracyjnej, tak jak to zostało pokazane dla przypadku prowadnic falowych w pracy [66]. Jak pokazano, wyjątek stanowi tu pobudzenie struktury pojedynczą falą płaską. W takim przypadku, omówionym szczegółowo w niniejszym rozdziale, procedura iteracyjna nie występuje.

W rozdziale przedstawiono koncepcję rodzajów oświetlających, które, dzięki powiązaniu widma widzialnego z widmem kątowym, definiują kierunek padania fali płaskiej oraz powstały z tej przyczyny prąd i pole rozproszone. W ostatniej części zaprezentowano koncepcję analizy rodzajowej, w której składowe x i y gęstości prądu na łacie są ze sobą ściśle powiązane tworząc, poprzez analogię do struktur falowodowych, tzw. rodzaje prądowe.

Przedstawiony w rozdziale model umożliwia obliczenie podstawowych parametrów elektrycznych struktur jedno- i obustronnie otwartych, takich jak częstotliwość rezonansowa czy charakterystyka promieniowania. Ponadto wprowadzenie tzw. rodzajów prądowych pozwala na badanie ich wpływu na te parametry, co zostanie szczegółowo opisane w kolejnym rozdziale.

3 Wyniki numeryczne

W rozdziale 2 przedstawiono model matematyczny opisujący zjawisko rozproszenia fali elektromagnetycznej oświetlającej strukturę złożoną z podłoża dielektrycznego, na którym umieszczono warstwy przewodzące o skończonych rozmiarach. Szczegółowo opisano przypadek padania na strukturę fali płaskiej. Efektem takiego pobudzenia jest prąd zaindukowany na warstwach przewodnika oraz związane z nim pole rozproszone. Gęstość prądu zapisana została w postaci sumy rodzajów prądowych o nieznanych współczynnikach, które obliczyć można w sposób numeryczny. W tym celu przedstawiony w rozdziale 2 model został zaimplementowany w środowisku *Matlab*. Stworzony program służy do analizy struktur, w których warstwy przewodnika mają kształt prostokątny lub eliptyczny.

Do zapisu poszczególnych rodzajów prądowych wykorzystano zależności opisujące rozkład pola magnetycznego w prowadnicach falowodowych o przekroju prostokątnym lub eliptycznym. Uzyskano je poprzez rozwiązanie równania falowego sformułowanego dla łat prostokątnych w układzie kartezjańskim, zaś dla łat eliptycznych - w układzie cylindryczno-eliptycznym. W tym drugim przypadku składowe: kątowa i radialna uzyskanego rozwiązania przetransformowano do składowych kartezjańskich, tak aby mogły być wykorzystane w modelu. Warto podkreślić, że zapisanie każdej funkcji bazowej jako rodzaju prądowego sprawia, iż są one względem siebie ortogonalne.

W niniejszej pracy zostaną wykorzystane następujące właściwości analizy rodzajowej:

- możliwość rozróżnienia w całkowitym rozkładzie gęstości prądu poszczególnych rodzajów prądowych,
- możliwość badania zmian amplitudy danego rodzaju prądowego w funkcji częstotliwości,
- możliwość określenia wpływu danego rodzaju prądowego na charakterystykę promieniowania.

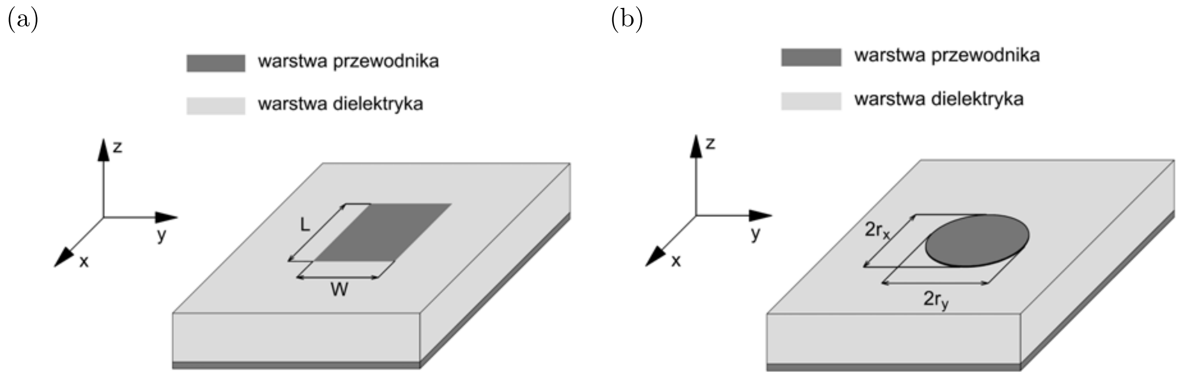
Właściwości te są szczególnie przydatne w przypadku anten szerokopasmowych, w których mogą się wzbudzać wyższe rodzaje prądowe. Z kolei w przypadku szyków antenowych analiza rodzajowa pozwala określić, czy pofalowania występujące w charakterystyce promieniowania związane są z mnożnikiem antenowym, czy ze wzbudzeniem się kolejnych rodzajów. Każda taka informacja jest tym bardziej cenna, że niedostępna w przypadku użycia komercyjnych symulatorów pełnofalowych.

W niniejszym rozdziale zaprezentowano wyniki badań numerycznych dotyczących struktur składających się z podłoża dielektrycznego o przenikalności elektrycznej $\varepsilon_r = 3{,}5$

i grubości h = 0,76 mm. Podłoże to wybrano ze względu na dostępne wyniki badań eksperymentalnych oraz powszechne zastosowanie w technice antenowej. Na przykładzie wyników badań struktur jednostronnie ekranowanych (z łatami prostokątnymi lub eliptycznymi umieszczonymi na podłożu) zweryfikowano poprawność zaproponowanej metody porównując otrzymane przy jej użyciu wyniki z wynikami uzyskanymi z pełnofalowego symulatora ADS Momentum. Struktury obustronnie otwarte badano pod kątem potencjalnego wykorzystania do pracy szerokopasmowej w paśmie 3,1-10,6 GHz [7, 8]. We wszystkich analizowanych przypadkach opisano wpływ poszczególnych rodzajów na parametry elektryczne badanych struktur.

3.1 Funkcje bazowe

Funkcje bazowe zostały wyznaczone w oparciu o rozwiązanie równania falowego. W przypadku łaty prostokątnej równanie to zostało sformułowane i rozwiązane w układzie kartezjańskim. Dla rezonatora prostokątnego o wymiarach L x W (rysunek 3.1a) transformata gęstości prądu powinna zostać zapisana jako nieskończona suma funkcji bazowych, tworzących układ zupełny. W praktyce wystarczy przyjąć skończoną liczbę wyrazów, tak



RYSUNEK 3.1: Struktura jednostronnie otwarta z łatą: (a) prostokątną; (b) eliptyczną

jak to pokazano poniżej:

$$\tilde{\vec{J}} = \sum_{n=1}^{N} a_{0n}(\tilde{j}_{x,0n}\vec{i}_x + \tilde{j}_{y,0n}\vec{i}_y) + \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=0}^{N} a_{mn}(\tilde{j}_{x,mn}\vec{i}_x + \tilde{j}_{y,mn}\vec{i}_y) \tag{3.1}$$

gdzie $\tilde{j}_{x,mn}$, $\tilde{j}_{y,mn}$ są składowymi x i y rodzaju prądowego TM_{mn}, a a_{mn} jego amplitudą. Indeksy m i n określają zmienność rozkładu gęstości prądu odpowiednio w kierunku x i y. W przestrzeni widmowej funkcje bazowe $\tilde{j}_{x,mn}$, $\tilde{j}_{y,mn}$ są dwuwymiarowymi transformatami Fouriera znormalizowanych funkcji harmonicznych $\bar{j}_{x,mn}$, $\bar{j}_{y,mn}$ o następującej postaci:

$$\bar{j}_{x,mn} = \frac{m\pi}{k_c^2 L P_{mn}} \sin\left(\frac{m\pi x}{L} - \frac{m\pi}{2}\right)\cos\left(\frac{n\pi y}{W} - \frac{n\pi}{2}\right), \qquad |x| \leqslant \frac{L}{2}, \quad |y| \leqslant \frac{W}{2} \tag{3.2}$$

$$\bar{j}_{y,mn} = \frac{n\pi}{k_c^2 W P_{mn}} \cos\left(\frac{m\pi x}{L} - \frac{m\pi}{2}\right)\sin\left(\frac{n\pi y}{W} - \frac{n\pi}{2}\right), \qquad |x| \leqslant \frac{L}{2}, \quad |y| \leqslant \frac{W}{2} \tag{3.3}$$

gdzie:

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2} \tag{3.4}$$

$$P_{mn} = \iint_{R^2} \sqrt{(j_{x,mn}^2 + j_{y,mn}^2)} dxdy \tag{3.5}$$

$$\tag{3.6}$$

zaś $j_{x,mn}$, $j_{y,mn}$ są nieznormalizowanymi funkcjami harmonicznymi:

$$j_{x,mn} = \frac{m\pi}{k_c^2 L} \sin\left(\frac{m\pi x}{L} - \frac{m\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{W} - \frac{n\pi}{2}\right), \qquad |x| \leqslant \frac{L}{2}, \quad |y| \leqslant \frac{W}{2} \tag{3.7}$$

$$j_{y,mn} = \frac{n\pi}{k_c^2 W} \cos\left(\frac{m\pi x}{L} - \frac{m\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{W} - \frac{n\pi}{2}\right), \qquad |x| \leqslant \frac{L}{2}, \quad |y| \leqslant \frac{W}{2} \tag{3.8}$$

W przypadku rezonatora eliptycznego wprowadza się podział rodzajów prądowych na parzyste TM_{mn}^e i nieparzyste TM_{mn}^o. Z tego względu transformata rozkładu gęstości powierzchniowej prądu na łacie eliptycznej o wymiarach r_x x r_y (rysunek 3.1b) opisana zostaje w następujący sposób:

$$\tilde{\vec{J}} = \tilde{\vec{J}}^e + \tilde{\vec{J}}^o \tag{3.9}$$

gdzie:

$$\tilde{\vec{J}}^e = \sum_{n=1}^{N} a_{0n}^e (\tilde{j}_{x,0n}^e \vec{i}_x + \tilde{j}_{y,0n}^e \vec{i}_y) + \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=0}^{N} a_{mn}^e (\tilde{j}_{x,mn}^e \vec{i}_x + \tilde{j}_{y,mn}^e \vec{i}_y) \tag{3.10}$$

$$\tilde{\vec{J}}^o = \sum_{n=1}^{N} a_{0n}^o (\tilde{j}_{x,0n}^o \vec{i}_x + \tilde{j}_{y,0n}^o \vec{i}_y) + \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=0}^{N} a_{mn}^o (\tilde{j}_{x,mn}^o \vec{i}_x + \tilde{j}_{y,mn}^o \vec{i}_y) \tag{3.11}$$

$$\tag{3.12}$$

zaś $\tilde{j}_{x,mn}^e$ i $\tilde{j}_{y,mn}^e$ są składowymi x i y parzystego rodzaju prądowego TM_{mn}^e, zaś $\tilde{j}_{x,mn}^o$ i $\tilde{j}_{y,mn}^o$ - składowymi x i y nieparzystego rodzaju prądowego TM_{mn}^o. Wielkości te są dwuwymiarowymi transformatami Fouriera funkcji $\bar{j}_{x,mn}^i$, $\bar{j}_{y,mn}^i$:

$$\begin{bmatrix} \bar{j}_{x,mn}^i \\ \bar{j}_{y,mn}^i \end{bmatrix} = \frac{1}{P_{mn}^i} \cdot \mathbf{L} \cdot \begin{bmatrix} j_{u,mn}^i \\ j_{v,mn}^i \end{bmatrix} \qquad i \in \{e, o\} \tag{3.13}$$

gdzie:

$$\mathbf{L} = \frac{1}{\sqrt{(\sinh^2 u + \sin^2 v)}} \begin{bmatrix} \cos v \sinh u & -\cosh u \sin v \\ \sin v \cosh u & -\sinh u \cos v \end{bmatrix} \tag{3.14}$$

jest macierzą przejścia z układu współrzędnych cylindryczno-eliptycznych do układu współrzędnych prostokątnych. Z kolei $\bar{j}_{x,mn}^i$, $\bar{j}_{y,mn}^i$ są znormalizowanymi funkcjami Mathieu [91] przetransformowanymi do układu współrzędnych prostokątnych, przy czym:

$$j^e_{u,mn} = \frac{1}{\sqrt{(\sinh^2 u + \sin^2 v)}} M'^{(1)}_c(m, q_n, u) \cdot ce(m, v); \qquad |u| \leqslant U_0; \quad 0 \leqslant v \leqslant 2\pi \quad (3.15)$$

$$j^e_{v,mn} = \frac{1}{\sqrt{(\sinh^2 u + \sin^2 v)}} M^{(1)}_c(m, q_n, u) \cdot ce'(m, v); \qquad |u| \leqslant U_0; \quad 0 \leqslant v \leqslant 2\pi \quad (3.16)$$

$$j^o_{u,mn} = \frac{1}{\sqrt{(\sinh^2 u + \sin^2 v)}} M'^{(1)}_s(m, q_n, u) \cdot se(m, v); \qquad |u| \leqslant U_0; \quad 0 \leqslant v \leqslant 2\pi \quad (3.17)$$

$$j^o_{v,mn} = \frac{1}{\sqrt{(\sinh^2 u + \sin^2 v)}} M^{(1)}_s(m, q_n, u) \cdot se'(m, v); \qquad |u| \leqslant U_0; \quad 0 \leqslant v \leqslant 2\pi \quad (3.18)$$

$$P^i_{mn} = \iint_{R^2} \sqrt{\left(j^i_{u,mn}(x, y)\right)^2 + \left(j^i_{v,mn}(x, y)\right)^2} dxdy \qquad i \in \{e, o\} \quad (3.19)$$

oraz:
u, v - odpowiednio zmienne radialna i kątowa (układ współrzędnych cylindryczno - eliptycznych pokazano na rysunku 3.2);
q_n - parametr określający miejsca zerowe radialnych funkcji Mathieu;
$M^{(1)}_c$, $M'^{(1)}_c$ - parzysta radialna funkcja Mathieu pierwszego rodzaju oraz jej pierwsza pochodna;
$M^{(1)}_s$, $M'^{(1)}_s$ - nieparzysta radialna funkcja Mathieu pierwszego rodzaju oraz jej pierwsza pochodna;
ce, ce' - kątowa funkcja Mathieu odpowiadająca parzystym funkcjom radialnym oraz jej pierwsza pochodna;
se, se' - kątowa funkcja Mathieu odpowiadająca nieparzystym funkcjom radialnym oraz jej pierwsza pochodna;
U_0 - jest nieujemną, rzeczywistą liczbą określającą brzeg elipsy zgodnie z zależnością:

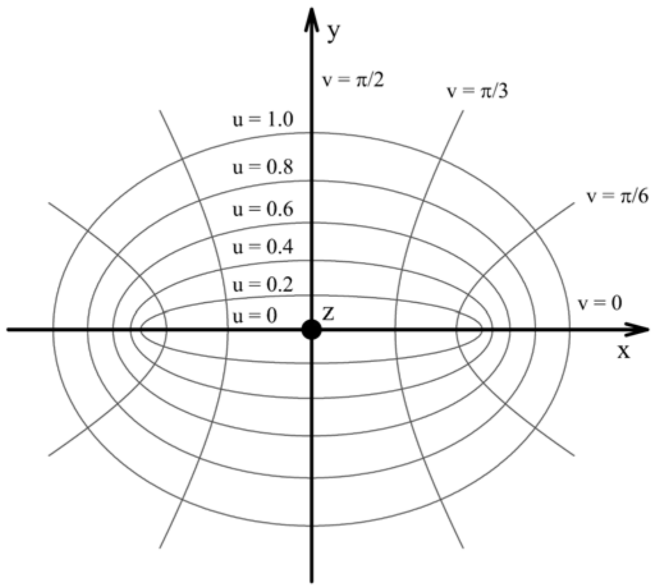
$$U_0 = \operatorname{arctgh}\left(\frac{r_y}{r_x}\right) \quad (3.20)$$

przy założeniu, że $r_x > r_y$; gdzie r_x i r_y to półosie elipsy. Indeksy m i n występujące w opisie rodzajów TM na łatach eliptycznych odpowiadają zmienności rozkładu gęstości prądu odpowiednio w kierunku u i v.

Zdefiniowane wzorami (3.1) (łata prostokątna) i (3.9) (łata eliptyczna) funkcje bazowe wykorzystuje się w analizie rodzajowej, tak jak to pokazano w rozdziale 2.4. W efekcie otrzymuje się współczynniki rozwinięć poszczególnych funkcji bazowych odpowiadające amplitudom kolejnych rodzajów prądowych, co przekłada się na znajomość rozkładu gęstości prądu na łacie.

Omawiane funkcje bazowe są znormalizowane względem pierwiastka z mocy (współczynnik P_{mn} we wzorach na funkcje bazowe). Oznacza to, że kwadraty współczynników rozwinięć określają moc poszczególnych rodzajów.

Do opisu rodzajów prądowych wykorzystano równania rozkładu pola magnetycznego w prowadnicach falowodowych o przekroju prostokątnym i eliptycznym. Należy zwrócić



RYSUNEK 3.2: Układ współrzędnych cylindryczno - eliptycznych

uwagę, że przedstawione funkcje nie spełniają warunków brzegowych - zgodnie z warunkiem Meixnera [92] wartość prądu stycznego płynącego przy krawędzi łaty powinna zmierzać do nieskończoności. Warunku tego nie spełniają równania pól magnetycznych w falowodzie, a przez to - stworzone na ich podstawie - równania rozkładu gęstości prądu. Mimo to, nieskończona suma rodzajów prądowych o odpowiednio dobranych amplitudach ten warunek może już spełniać. Wynika to bezpośrednio z faktu, że rodzaje prądowe tworzą układ zupełny.

Słuszność zastosowania przedstawionych funkcji bazowych została zweryfikowana numerycznie i opisana w dalszej części rozdziału. Satysfakcjonujące wyniki badań numerycznych uzyskuje się przy zastosowaniu pierwszych kilku rodzajów prądowych. Amplitudy kolejnych są pomijalnie małe. Świadczy to o tym, że zaproponowane rodzaje prądowe w wystarczająco dokładny sposób oddają charakter i kształt rozkładu gęstości prądu wzbudzającego się na łacie.

3.2 Struktura jednostronnie otwarta

Badania numeryczne struktury jednostronnie otwartej zostały wykonane w celu weryfikacji metody poprzez porównanie z wynikami uzyskanymi z symulatora ADS Momentum. Należy przy tym uwzględnić fakt, iż pobudzenie wykorzystywane przez oba narzędzia jest w każdym z przypadków inne - w przypadku zaproponowanej metody jest to oświetlenie struktury falą płaską, w przypadku symulatora ADS Momentum jest to pobudzenie poprzez zasilającą linię mikropaskową. Mimo tych różnic, uzyskane wyniki są w dużej mierze zgodne, co pokazano w dalszej części pracy. Szczególnie dotyczy to częstotliwości rezonansowych struktury, które w znacznym stopniu są niezależne od rodzaju pobudzenia.

3.2.1 Łata prostokątna

Rozważmy strukturę jednostronnie otwartą, na której umieszczono pojedynczą łatę o kształcie prostokątnym. Wymiary łaty oraz parametry podłoża przedstawiono w Tabeli 3.1. Strukturę pobudzono falą padającą kilku wybranych rodzajów oświetlających. Wyniki badań przedstawiono w kolejnych podrozdziałach.

TABELA 3.1: Parametry analizowanej struktury

ε_r	h [mm]	L [mm]	W [mm]
3,5	0,76	24	40

3.2.1.1 Analiza łaty prostokątnej przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$

W przypadku łaty prostokątnej oświetlanej falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$ (parametry pobudzenia przedstawiono w Tabeli 3.2) wybór funkcji bazowych ogranicza się do tych, dla których składowa x rozkładu gęstości prądu jest parzysta względem osi x i y, zaś składowa y jest względem nich nieparzysta. Warunek ten wynika z symetrii elementów diadowej funkcji Greena. Konsekwencją takiego wyboru jest z kolei

TABELA 3.2: Parametry pobudzenia

E_{x01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
0,001	0	-	0

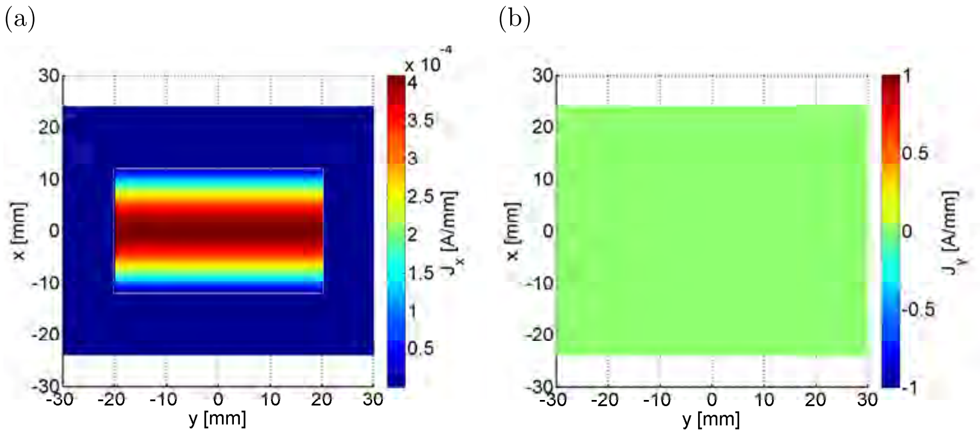
symetria pola rozproszonego, co wydaje się być zgodne z logiką zjawiska rozpraszania fali elektromagnetycznej - skoro pobudzenie oraz badana struktura są symetryczne, to również pole rozproszone powinno posiadać tę cechę.

Do analizy wybrano pięć funkcji bazowych związanych z pięcioma pierwszymi wzbudzającymi się w strukturze rodzajami prądowymi, spełniającymi warunki symetrii: TM_{10}, TM_{12}, TM_{14}, TM_{30}, TM_{32}. Rozkłady gęstości prądu odpowiadające poszczególnym rodzajom prądowym pokazano na rysunkach 3.3 - 3.7.

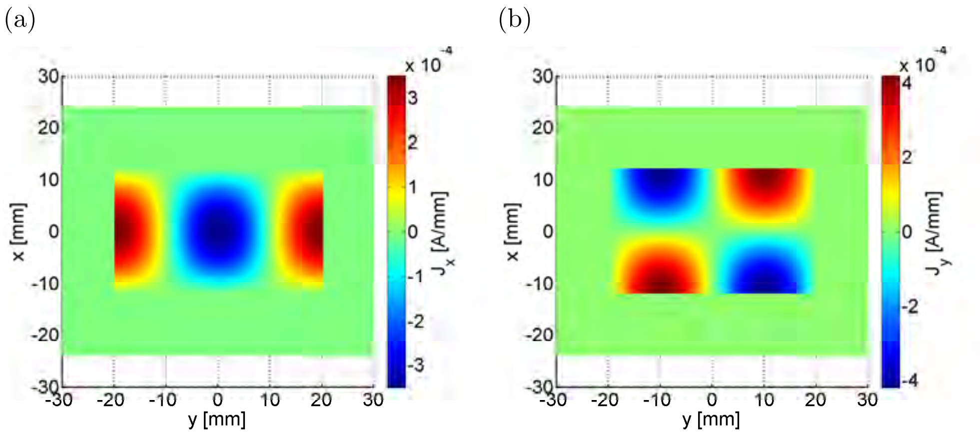
Zmieniając częstotliwość pobudzenia uzyskano rozkład gęstości prądu w jej funkcji. W analizie wykorzystano zależność (2.76) opisującą znormalizowaną moc całkowitą. Na jej podstawie dla omawianego przypadku otrzymano:

$$P_C = |a_{10}|^2 + |a_{12}|^2 + |a_{14}|^2 + |a_{30}|^2 + |a_{32}|^2 \tag{3.21}$$

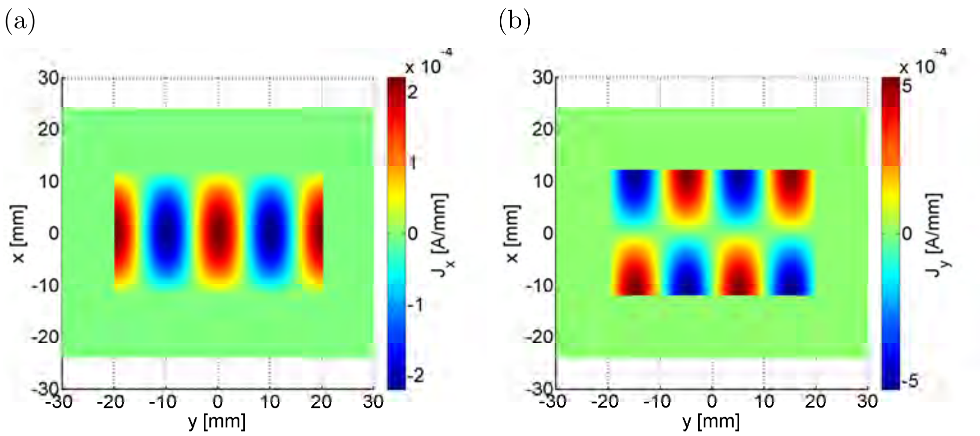
Zależność tę można przedstawić w funkcji częstotliwości, tak jak to pokazano na rysunku 3.8a. W przedstawionej charakterystyce można wyróżnić pięć częstotliwości rezonansowych. Aby powiązać poszczególne rezonanse z konkretnymi rodzajami prądowymi



RYSUNEK 3.3: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{10}: (a) J_x; (b) J_y



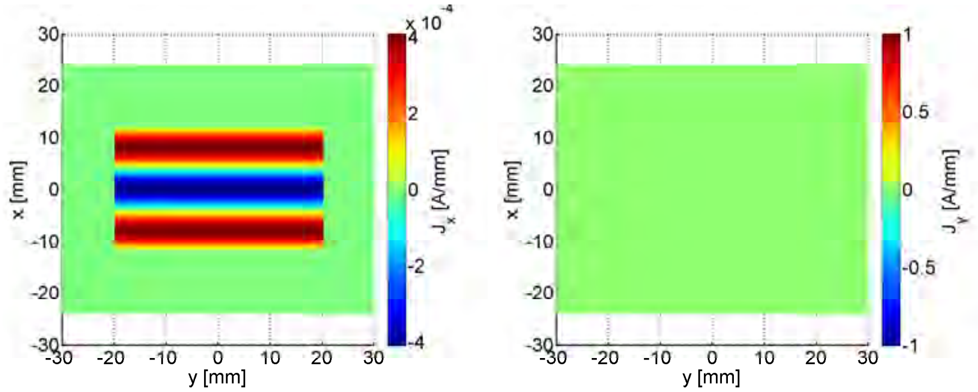
RYSUNEK 3.4: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{12}: (a) J_x; (b) J_y



RYSUNEK 3.5: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{14}: (a) J_x; (b) J_y

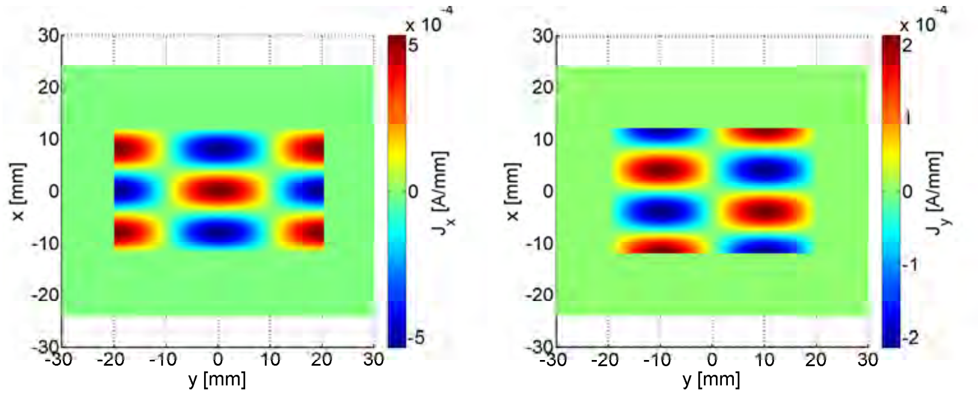
konieczne jest wykorzystanie zależności (2.75), opisującej znormalizowaną moc pojedyn-

(a) (b)



RYSUNEK 3.6: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{30}: (a) J_x; (b) J_y

(a) (b)



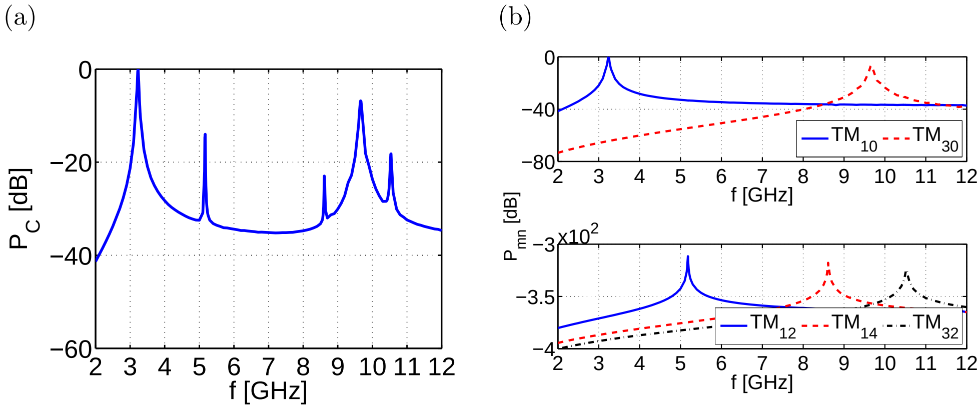
RYSUNEK 3.7: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{32}: (a) J_x; (b) J_y

czego rodzaju prądowego. W analizowanej sytuacji wyrażenie (2.75) przyjmuje postać:

$$P_{mn} = |a_{mn}|^2 \tag{3.22}$$

Aby wyróżnić w charakterystyce $P_C(f)$ częstotliwości rezonansowe związane z poszczególnymi rodzajami prądowymi, należy przyjąć, że rozkład gęstości prądu reprezentowany jest tylko przez jeden rodzaj TM_{10}, TM_{12}, TM_{14}, TM_{30} albo TM_{32}. Innymi słowy zakłada się, że w strukturze może wzbudzić się tylko jeden rodzaj prądowy. Obserwując kwadrat modułu jego amplitudy (wzór (3.22)) można powiązać go z odpowiadającą mu częstotliwością rezonansową. Istotą takiej analizy jest przyporządkowanie jednemu rodzajowi prądowemu tylko jednej częstotliwości rezonansowej, tak jak to pokazano na rysunku 3.8b. Znormalizowana moc jednego, konkretnego rodzaju osiąga w takim wypadku tylko jedno maksimum. Taką analizę nazwiemy analizą rozdzielną. Należy podkreślić, że zabieg ten ma cel czysto identyfikacyjny. Aby uzyskać wynik kompletny, należy zawsze brać pod uwagę wszystkie funkcje bazowe.

Porównując rysunki 3.8a i 3.8b widać, że pierwszy rezonans, występujący na częstotliwości 3,23 GHz związany jest z rodzajem TM_{10}, drugi (5,17 GHz) z rodzajem TM_{12}, trzeci (8,61 GHz) z rodzajem TM_{14}, czwarty (9,66 GHz) z TM_{30}, zaś ostatni (10,54 GHz) z rodzajem TM_{32}.



RYSUNEK 3.8: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita zgodnie z definicją (3.21); (b) znormalizowana moc związana z pojedynczym rodzajem

Należy zwrócić uwagę, że krzywe rezonansowe związane z rodzajami TM_{10} oraz TM_{30} charakteryzują się mniejszą dobrocią, niż krzywe związane z rodzajami TM_{12}, TM_{14}, TM_{32}.

W celu weryfikacji uzyskanych wyników, porównano je z wynikami uzyskanymi przy użyciu pełnofalowego symulatora ADS Momentum. Symulator ten wykorzystuje metodę momentów, dzieląc analizowaną dziedzinę na podobszary, w których zdefiniowane są odpowiednie funkcje bazowe. Podział na podobszary z jednej strony pozwala analizować struktury o dowolnym kształcie, z drugiej strony uniemożliwia analizę rodzajową, tzn. taką, w której rozróżniane są kolejne rodzaje prądowe wzbudzające się w strukturze.

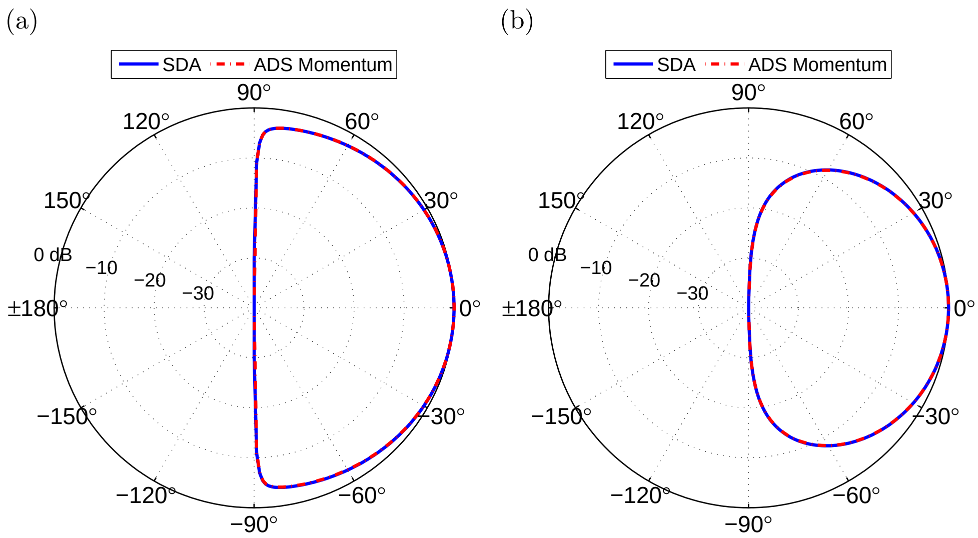
Przy pomocy ADS Momentum przeprowadzono symulację łaty prostokątnej o wymiarach 24 mm x 40 mm umieszczonej na jednostronnie ekranowanym podłożu dielektrycznym o przenikalności $\varepsilon_r = 3{,}5$ i grubości $h = 0{,}76$ mm. Łata została zasilona przy pomocy krótkiej linii mikropaskowej. Należy zwrócić uwagę, że struktura w obydwu przypadkach (SDA, ADS Momentum) jest identyczna (z wyjątkiem istnienia zaniedbywalnie krótkiej linii mikropaskowej przy analizie symulatorem ADS Momentum). Natomiast sposoby wymuszenia prądu na łacie są zupełnie inne. O ile klasyczna wersja metody przestrzeni widmowej prowadzi do rozwiązania problemu własnego, o tyle zaproponowana w niniejszej pracy modyfikacja prowadzi do otrzymania rozkładu gęstości prądu powstałego na łacie w skutek oświetlenia struktury falą płaską. Okazuje się, że mimo różnic w sposobie pobudzenia struktury (SDA, ADS Momentum), uzyskane wyniki są w dużej mierze ze sobą zgodne. Częstotliwości rezonansowe struktury obliczone przy pomocy SDA i ADS Momentum pokazano w tabeli 3.3. Różnice między częstotliwościami rezonansowymi uzyskanymi przy użyciu proponowanej metody oraz symulatora ADS Momentum są nie większe niż 1%.

W dalszym kroku porównano rozkład gęstości prądu na łacie uzyskany przy użyciu niniejszej metody oraz symulatora ADS Momentum. W tym celu, na kilku częstotliwościach rezonansowych obliczono charakterystyki promieniowania. Są one funkcją rozkładu

TABELA 3.3: Porównanie częstotliwości rezonansowych otrzymanych przy użyciu prezentowanej metody oraz symulatora ADS Momentum

	f_1 [GHz]	f_2 [GHz]	f_3 [GHz]	f_4 [GHz]	f_5 [GHz]
SDA	3,23	5,17	8,61	9,66	10,54
ADS Momentum	3,23	5,22	8,69	9,62	10,59
różnica [%]	0	0,96	0,92	0,41	0,47

gęstości prądu na łacie (który to rozkład jest źródłem pola rozproszonego), stanowią zatem odpowiednie narzędzie porównawcze. Na rysunku 3.9 przedstawiono porównanie charakterystyk promieniowania dla pierwszej częstotliwości rezonansowej, tj. 3,23 GHz.



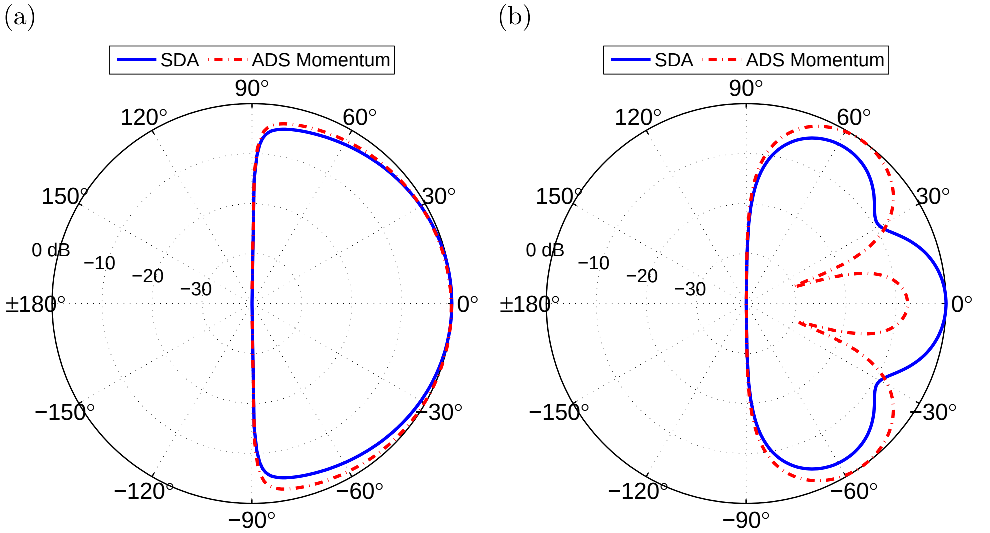
RYSUNEK 3.9: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 3,23 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

Obliczone przy pomocy dwóch narzędzi numerycznych charakterystyki są w zasadzie identyczne, co jest równoznaczne z identycznością rozkładów gęstości prądu na łacie. Dodatkowo z proponowanej w pracy metody można uzyskać informację o składzie widmowym tego rozkładu - znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów na tej częstotliwości przedstawiono w Tabeli 3.4. Decydujący wpływ na rozkład gęstości powierzchniowej prądu ma w tym przypadku rodzaj podstawowy TM_{10}. Amplitudy dalszych rodzajów są co najmniej o 2 rzędy mniejsze. Biorąc pod uwagę podobieństwo charakterystyk promieniowania na częstotliwości 3,23 GHz, można wnioskować, że rozkład gęstości prądu na łacie prostokątnej zasilanej linią mikropaskową jest prawie tożsamy z rozkładem rodzaju prądowego TM_{10}.

Na rysunku 3.10 przedstawiono charakterystyki promieniowania obliczone na częstotliwości 5,17 GHz. Z kolei w Tabeli 3.5 pokazano znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na tej częstotliwości.

TABELA 3.4: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 3,23 GHz

rodzaj prądowy	TM_{10}	TM_{12}	TM_{14}	TM_{30}	TM_{32}
$\lvert a_{mn} \rvert$	1	0,016	0,014	0,026	0,000



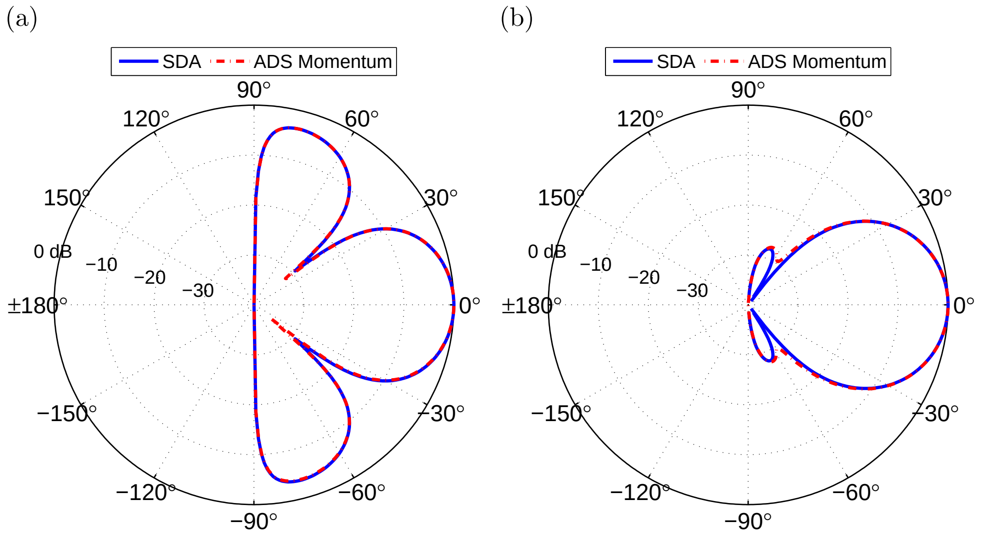
RYSUNEK 3.10: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 5,17 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

TABELA 3.5: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 5,17 GHz

rodzaj prądowy	TM_{10}	TM_{12}	TM_{14}	TM_{30}	TM_{32}
$\lvert a_{mn} \rvert$	0,137	1	0,039	0,006	0,030

Uzyskane przy pomocy dwóch narzędzi numerycznych charakterystyki różnią się między sobą. Jako najbardziej prawdopodobną przyczynę tego faktu można podać różnice w amplitudach wzbudzających się rodzajów w przypadku, gdy struktura pobudzana jest (i) falą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$ albo (ii) przy użyciu linii mikropaskowej. Rezonans występujący na częstotliwości 5,17 GHz jest związany z rodzajem prądowym TM_{12}. Wzbudza się on dużo słabiej w przypadku pobudzania struktury falą płaską. Może o tym świadczyć amplituda rodzaju prądowego TM_{12}, która na częstotliwości 5,17 GHz jest tylko o rząd większa od rodzaju podstawowego TM_{10}.

Na rysunku 3.11 porównano charakterystyki promieniowania obliczone dla częstotliwości 9,66 GHz, będącej częstotliwością rezonansową rodzaju prądowego TM_{30}.



Rysunek 3.11: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 9,66 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

W Tabeli 3.6 przedstawiono znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych. Podobnie jak w przypadku rezonansu pierwszego, amplituda rodzaju rezonansowego jest co najmniej o 2 rzędy większa od pozostałych amplitud. Podobieństwo charakterystyk promieniowania określonych przy użyciu tej metody oraz symulatora ADS Momentum świadczy o podobnym rozkładzie gęstości prądu na łacie, wzbudzonego poprzez oświetlenie struktury falą płaską albo linią mikropaskową.

Tabela 3.6: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 9,66 GHz

rodzaj prądowy	TM_{10}	TM_{12}	TM_{14}	TM_{30}	TM_{32}
$\lvert a_{mn}\rvert$	0,019	0,008	0,005	1	0,057

3.2.1.2 Analiza łaty prostokątnej przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$

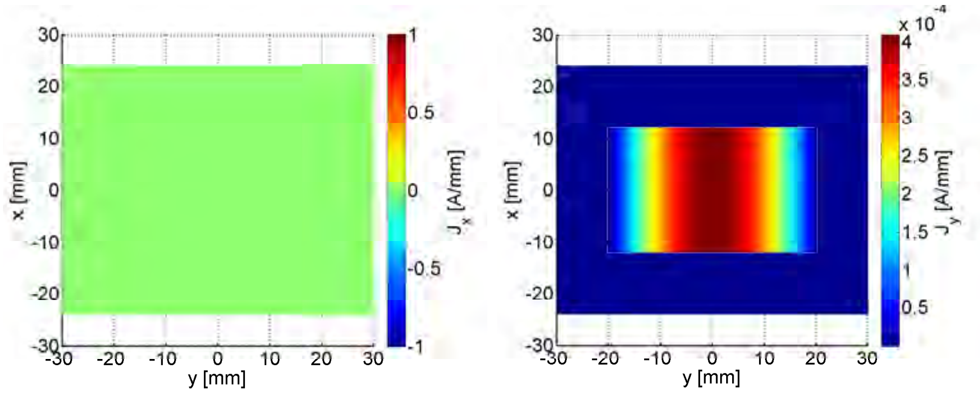
W niniejszym rozdziale omówiony zostanie przypadek pobudzenia struktury falą rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$ (parametry pobudzenia w Tabeli 3.7). Ze względu na właściwości diadowej funkcji Greena oraz symetrię struktury i pobudzenia, rozkład gęstości prądu zapisany zostanie jako suma pięciu funkcji bazowych, związanych z rodzajami prądowymi: TM_{01}, TM_{03} TM_{21}, TM_{23}, TM_{41} (rys. 3.12 - 3.16). Dla takich rodzajów prądowych znormalizowana moc całkowita opisana jest przez zależność:

$$P_C = |a_{01}|^2 + |a_{03}|^2 + |a_{21}|^2 + |a_{23}|^2 + |a_{41}|^2 \tag{3.23}$$

TABELA 3.7: Parametry pobudzenia

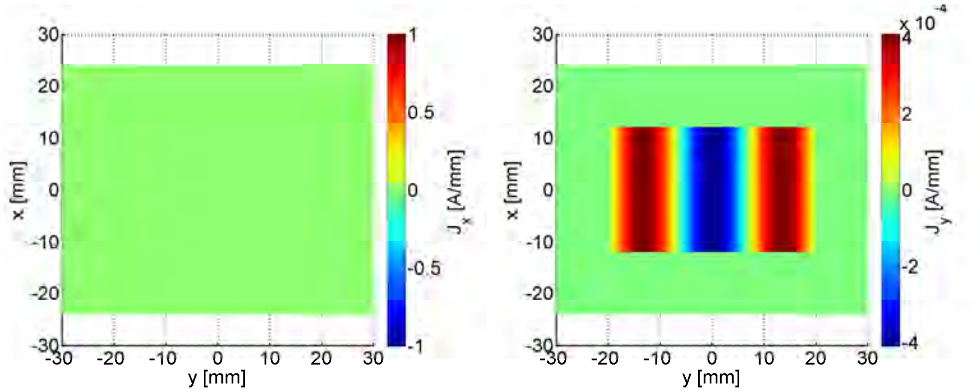
E_{y01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
0,001	90	-	0

(a) (b)



RYSUNEK 3.12: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{01}: (a) J_x; (b) J_y

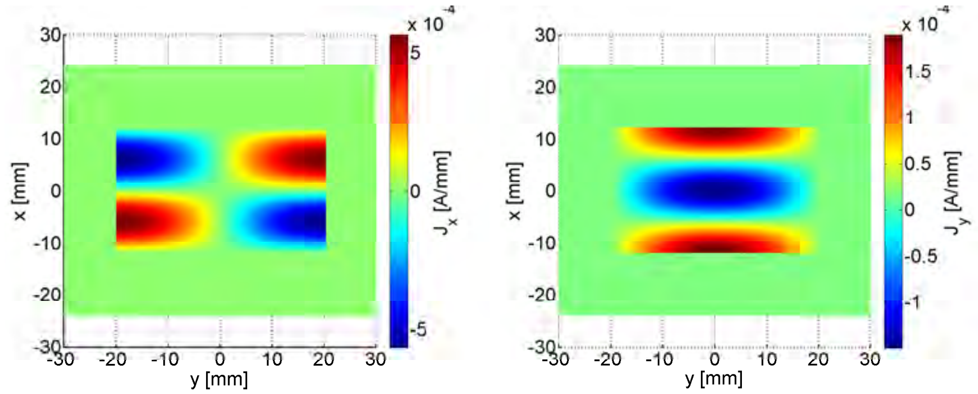
(a) (b)



RYSUNEK 3.13: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{03}: (a) J_x; (b) J_y

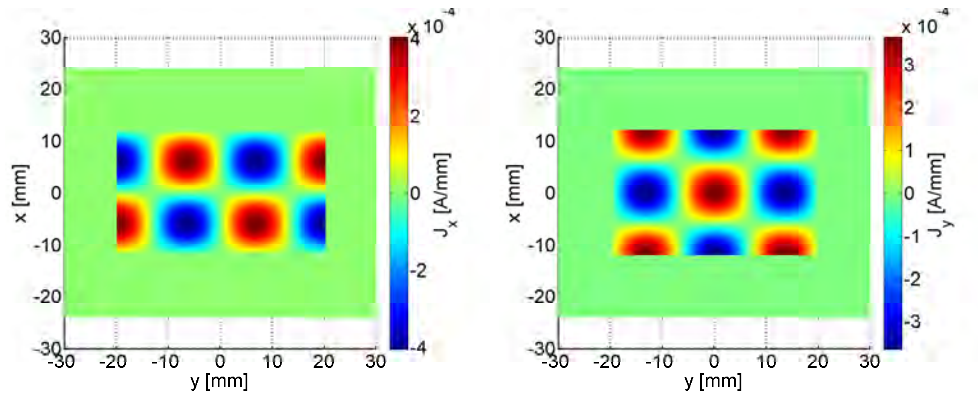
Pobudzenie struktury falą rodzaju $IM^y(0,0)$ sprawia, że wzbudzający się na łacie prąd zawiera w głównej mierze składową y. W związku z tym, wymiarem rezonansowym struktury jest szerokość łaty W. To z kolei oznacza, iż częstotliwość rezonansowa będzie dla tego przypadku niższa ($W > L$). Charakterystykę znormalizowanej mocy całkowitej przedstawiono na rysunku 3.17. Pierwszy rezonans występuje na częstotliwości 1,98 GHz i jest związany z rodzajem prądowym TM_{01}. Druga częstotliwość rezonansowa (5,91 GHz) związana jest z rodzajem prądowym TM_{03}. Warto zauważyć, że pierwsze dwa rezonanse odpowiadają rodzajom o różnej zmienności rozkładu gęstości prądu wzdłuż osi y, a więc w kierunku równoległym do pobudzenia. Dopiero kolejne dwa rezonanse

(a) (b)



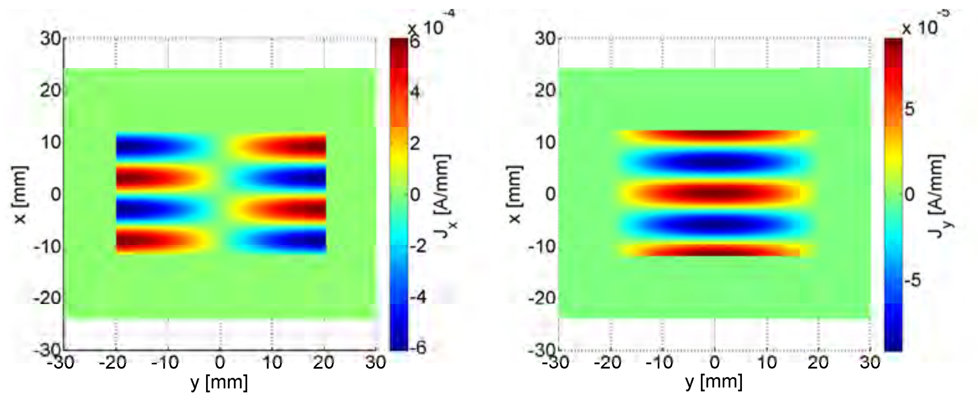
Rysunek 3.14: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{21}: (a) J_x; (b) J_y

(a) (b)



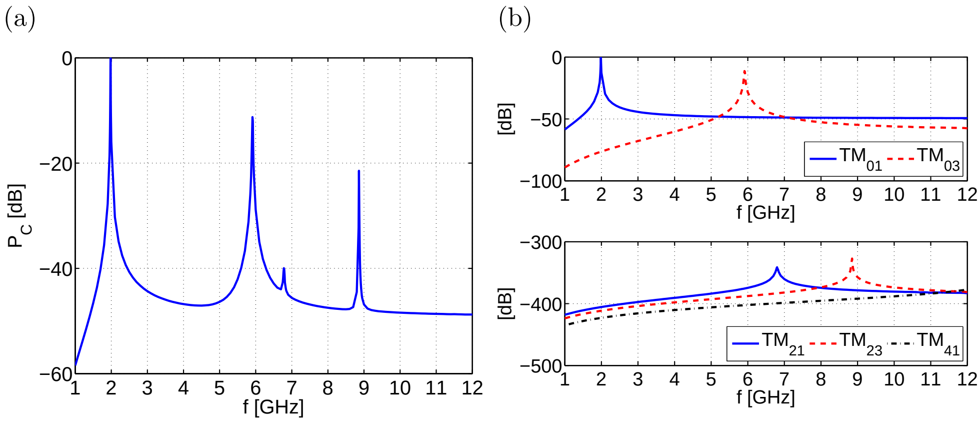
Rysunek 3.15: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{23}: (a) J_x; (b) J_y

(a) (b)



Rysunek 3.16: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{41}: (a) J_x; (b) J_y

(6,78 GHz i 8,86 GHz) związane są z rodzajami, których rozkład gęstości prądu zmie-



Rysunek 3.17: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita zgodnie z definicją (3.23); (b) znormalizowana moc związana z pojedynczym rodzajem

nia się w kierunku x, a więc prostopadłym do kierunku orientacji pola elektrycznego fali padającej.

Charakterystyki rezonansowe odpowiadające rodzajom prądowym TM_{01} i TM_{03} posiadają mniejszą dobroć niż charakterystyki związane z trzema pozostałymi rodzajami. Identyczna sytuacja miała miejsce w przypadku pobudzenia tej samej struktury falą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$. Należy również zwrócić uwagę, że ostatni rodzaj TM_{41} posiada rezonans powyżej 12 GHz. Jest to związane z oczywistym faktem, że wymiar nierezonansowy struktury pobudzanej falą rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$ jest mniejszy niż wymiar nierezonansowy struktury pobudzonej falą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$.

W Tabeli 3.8 przedstawiono porównanie częstotliwości rezonansowych obliczonych przy użyciu niniejszej metody oraz symulatora ADS Momentum. Różnice między wy-

Tabela 3.8: Porównanie częstotliwości rezonansowych otrzymanych przy wykorzystaniu prezentowanej metody oraz symulatora ADS Momentum.

	f_1 [GHz]	f_2 [GHz]	f_3 [GHz]	f_4 [GHz]
SDA	1,98	5,91	6,78	8,86
ADS Momentum	2,00	5,96	6,83	8,92
różnica [%]	1,00	0,84	0,73	0,67

nikami uzyskanymi przy użyciu obydwu narzędzi są nie większe niż 1%.

Charakterystyki promieniowania obliczone dla struktury pobudzonej rodzajem oświetlającym $IM^y(0,0)$ są zbliżone do przedstawionych w rozdziale 3.2.1.1. Z tego względu nie będą tu omawiane.

3.2.1.3 Analiza łaty prostokątnej przy wykorzystaniu rodzajów oświetlających $IM^{\perp}(45,45)$, $IM^{\parallel}(45,45)$

Przedstawimy teraz wyniki numeryczne uzyskane przy pobudzeniu analizowanej struktury falą rodzaju oświetlającego $IM^{\parallel}(45,45)$ lub $IM^{\perp}(45,45)$. Pierwszy z nich dotyczy przypadku w którym fala płaska spolaryzowana jest równolegle, drugi - prostopadle.

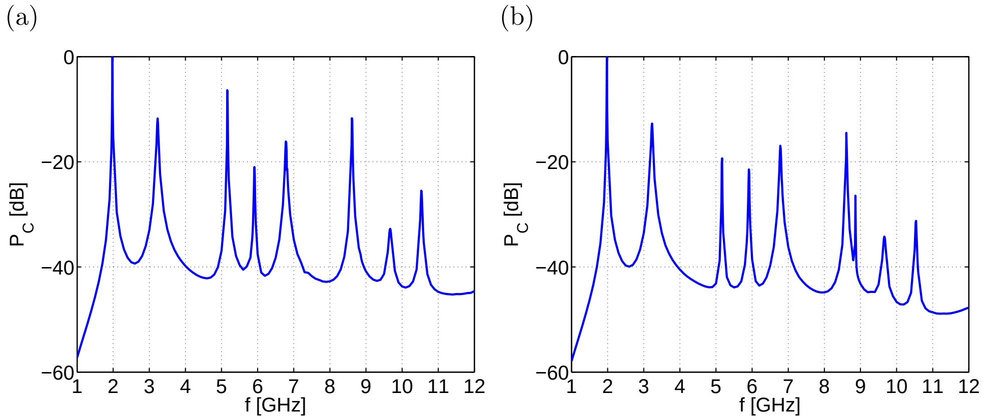
TABELA 3.9: Parametry pobudzenia

E_{x01} [V/mm]	φ_E [^{o}] (polar. $\parallel$)	φ_E [^{o}] (polar. $\perp$)	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
0,001	45	135	45	45

Istnienie w fali pobudzającej obydwu składowych stycznych sprawia, iż możliwe jest wzbudzenie się rodzajów prądowych wykorzystywanych do tej pory w analizie łaty pobudzanej falą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$, jak i $IM^y(0,0)$. Z tego względu rozkład gęstości prądu na łacie zapisany zostanie przy pomocy dziesięciu funkcji bazowych, wykorzystywanych w poprzednio analizowanych przykładach, zaś znormalizowana moc całkowita wyrażona będzie następującą zależnością:

$$P_C = |a_{10}|^2 + |a_{12}|^2 + |a_{14}|^2 + |a_{30}|^2 + |a_{32}|^2 + |a_{01}|^2 + |a_{03}|^2 + |a_{21}|^2 + |a_{23}|^2 + |a_{41}|^2 \quad (3.24)$$

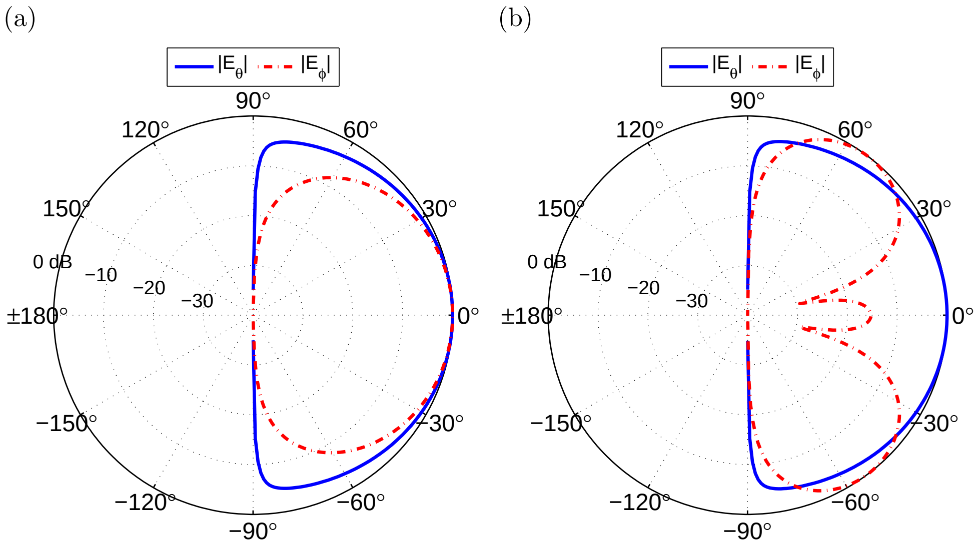
Pobudzając strukturę falą o parametrach jak w Tabeli 3.9, obserwowano znormalizowaną moc całkowitą w funkcji częstotliwości. Charakterystykę tę, dla dwóch rodzajów polaryzacji - prostopadłej i równoległej - przedstawiono na rysunku 3.18. W struktu-



RYSUNEK 3.18: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego IM(45,45) (P_C wg definicji (3.24)): (a) polaryzacja równoległa; (b) polaryzacja prostopadła

rze wzbudziły się wszystkie rodzaje prądowe przedstawione w dwóch dotychczasowych przykładach. Różnice w charakterystykach dla dwóch rodzajów polaryzacji są nieznaczne. Jedyną widoczną różnicą jest istnienie wyraźnego ekstremum na częstotliwości 8,86 GHz przy pobudzeniu struktury falą spolaryzowaną prostopadle i jego brak dla pobudzenia struktury falą spolaryzowaną równolegle.

W kolejnym kroku obliczono przykładowe charakterystyki promieniowania na wybranej częstotliwości 5,17 GHz - rysunek 3.19. Należy zwrócić uwagę, że przy omawianym



Rysunek 3.19: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 5,17 GHz: (a) płaszczyzna xz; (b) płaszczyzna yz

oświetleniu składowe x i y prądu wzbudzonego na łacie posiadają zbliżone do siebie amplitudy. Co za tym idzie, w charakterystyce promieniowania pojawią się zarówno składowe pola E_θ, jak i E_φ. Ze względu na ukośne zorientowanie pola E oświetlającego łatę, definiowanie płaszczyzny cięcia E i H nie ma tu uzasadnienia.

W celu sprawdzenia poprawności metody dokonano dodatkowych obliczeń częstotliwości rezonansowych dla kilku wybranych struktur zawierających pojedynczą łatę prostokątną. Wymiary łat oraz parametry podłoża wraz z obliczonymi dla nich częstotliwościami przedstawiono w Tabeli 3.10. Można zauważyć wysoką zgodność wyników uzyskanych

Tabela 3.10: Porównanie częstotliwości rezonansowych otrzymanych przy wykorzystaniu prezentowanej metody oraz symulatora ADS Momentum (na podstawie [58])

W [mm]	L [mm]	h [mm]	ε_r	SDA	ADS Momentum
40	25	0,79	2,22	3,89	3,88
30	20	1,32	10,2	2,28	2,27
40	25	1,59	2,22	3,78	3,77
30	19	2,64	10,2	2,30	2,29
29,5	19,5	3,07	2,33	4,42	4,50

przy użyciu zaprezentowanej metody oraz symulatora ADS Momentum. W większości przypadków różnice są nie większe niż 0,5%, jedynie w przypadku grubszego podłoża ($h/\lambda >$ 0,04) różnice są znaczne (1,8% dla ostatniego przypadku).

3.2.2 Łata eliptyczna

Rozważmy strukturę jednostronnie otwartą, na której umieszczono warstwę metalizacji w kształcie elipsy (rysunek 3.1b). W celu rozróżnienia analizowanych promienników zastosujemy notację r_x x r_y. W ten sposób sformułowanie „elipsa 12x11” oznaczać będzie łatę eliptyczną o półosiach $r_x = 12$ mm, $r_y = 11$ mm.

W rozdziale przedstawimy wyniki badań numerycznych dwóch promienników: (i) elipsy 12x11 pobudzanej falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$ oraz (ii) elipsy 20x12 pobudzanej falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$. Celem badań jest weryfikacja wykorzystanych w metodzie rodzajów prądowych zdefiniowanych dla łat eliptycznych.

3.2.2.1 Analiza łaty eliptycznej 12x11 przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$

Parametry analizowanej struktury oraz pobudzenia przedstawiono w Tabeli 3.11. Rozkład gęstości prądu na łacie opisany został w postaci sumy trzech funkcji bazowych

TABELA 3.11: Parametry analizowanej struktury oraz pobudzenia

ε_r	h [mm]	r_x [mm]	r_y [mm]	E_{x01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
3,5	0,76	12	11	0,001	0	-	0

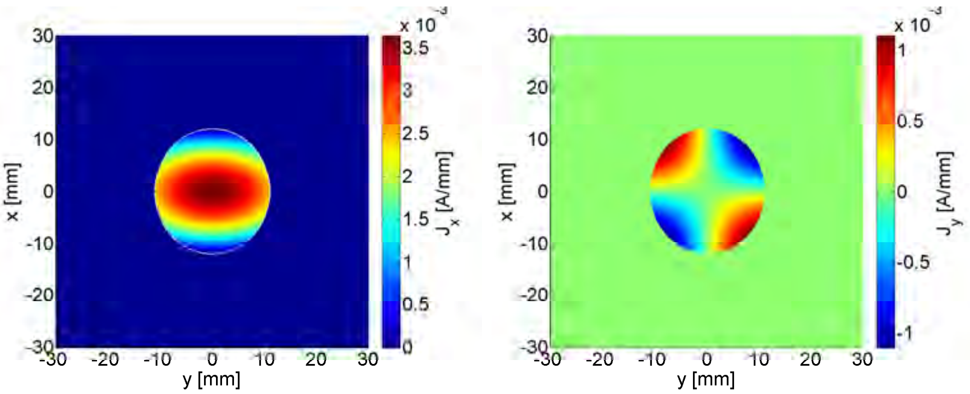
powiązanych z parzystymi rodzajami prądowymi TM_{11}^e, TM_{21}^e, TM_{13}^e. Rozkłady gęstości prądu związane z tymi rodzajami przedstawiono na rys. 3.20 - 3.22. Znormalizowana moc całkowita określona jest następująco:

$$P_C = |a_{11}^e|^2 + |a_{21}^e|^2 + |a_{13}^e|^2 \qquad (3.25)$$

Liczba funkcji bazowych dobrana została na podstawie wstępnych badań numerycznych, z których wynika, że w paśmie $2-12$ GHz istnieją tylko trzy rezonanse, zaś amplitudy kolejnych funkcji bazowych powiązanych z dalszymi rodzajami są pomijalnie małe. Na rysunku 3.23 umieszczono charakterystyki znormalizowanej mocy całkowitej oraz znormalizowanej mocy pojedynczych rodzajów prądowych w funkcji częstotliwości. Przy obliczaniu znormalizowanej mocy pojedynczego rodzaju zastosowano analizę rozdzielną.

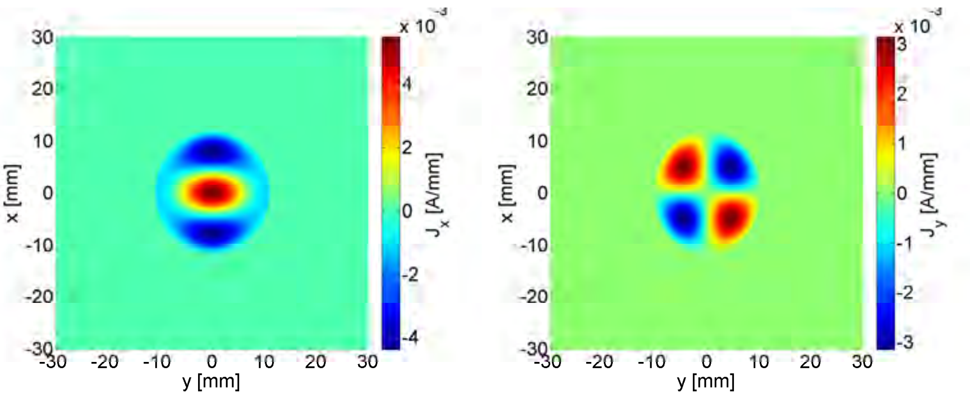
Obliczone częstotliwości rezonansowe wynoszą 3,83 GHz, 9,20 GHz oraz 11,13 GHz i odpowiadają rodzajom prądowym TM_{11}^e, TM_{13}^e oraz TM_{21}^e. Najsilniejsze sprzężenie fali padającej rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$ występuje z rodzajem prądowym TM_{11}^e (0 dB na częstotliwości 3,83 GHz), nieco słabsze z rodzajem TM_{21}^e (-9,6 dB na częstotliwości 11,13 GHz), a najsłabsze z rodzajem TM_{13}^e (-16,2 dB na częstotliwości 9,20 GHz). Wynika to bezpośrednio z rozkładu gęstości prądu odpowiadającej każdemu rodzajowi (patrz rysunki 3.20 - 3.22)

(a) (b)



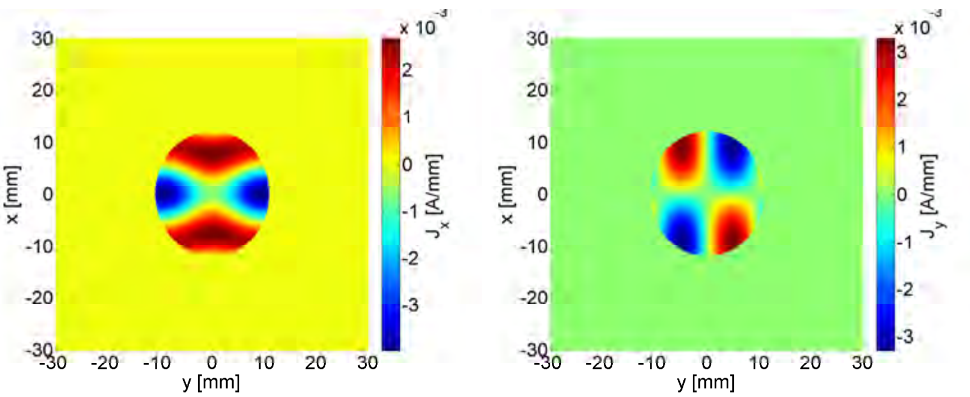
RYSUNEK 3.20: Reprezentacja graficzna rodzaju TM^e_{11}: (a) J_x; (b) J_y

(a) (b)



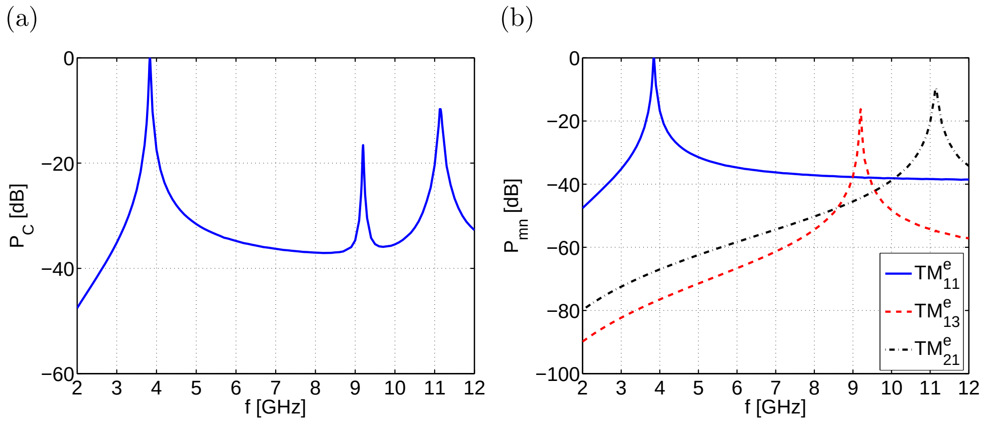
RYSUNEK 3.21: Reprezentacja graficzna rodzaju TM^e_{21}: (a) J_x; (b) J_y

(a) (b)



RYSUNEK 3.22: Reprezentacja graficzna rodzaju TM^e_{13}: (a) J_x; (b) J_y

Warto zwrócić uwagę, że charakterystyki rezonansowe powiązane z rodzajami prądo-



RYSUNEK 3.23: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita. P_C wg definicji (3.25); (b) znormalizowana moc związana z danym rodzajem

wymi TM^e_{11}, TM^e_{21} posiadają mniejszą dobroć od charakterystyki związanej z rodzajem TM^e_{13}. Podobne zjawisko było obserwowane w przypadku analizy łaty prostokątnej.

W celu weryfikacji uzyskanych wyników, analizowaną strukturę zamodelowano w pełnofalowym symulatorze ADS Momentum, dołączając do niej krótki odcinek linii mikropaskowej i tą drogą pobudzając układ. Uzyskane przy użyciu symulatora oraz niniejszej metody częstotliwości rezonansowe porównano, pokazując je w Tabeli 3.12. Przedstawione

TABELA 3.12: Częstotliwości rezonansowe dla struktury jednostronnie otwartej zawierającej łatę eliptyczną 12x11

	f_1 [GHz]	f_2 [GHz]	f_3 [GHz]
SDA	3,83	9,20	11,13
ADS Momentum	3,85	9,24	11,09
różnica [%]	0,52	0,43	0,36

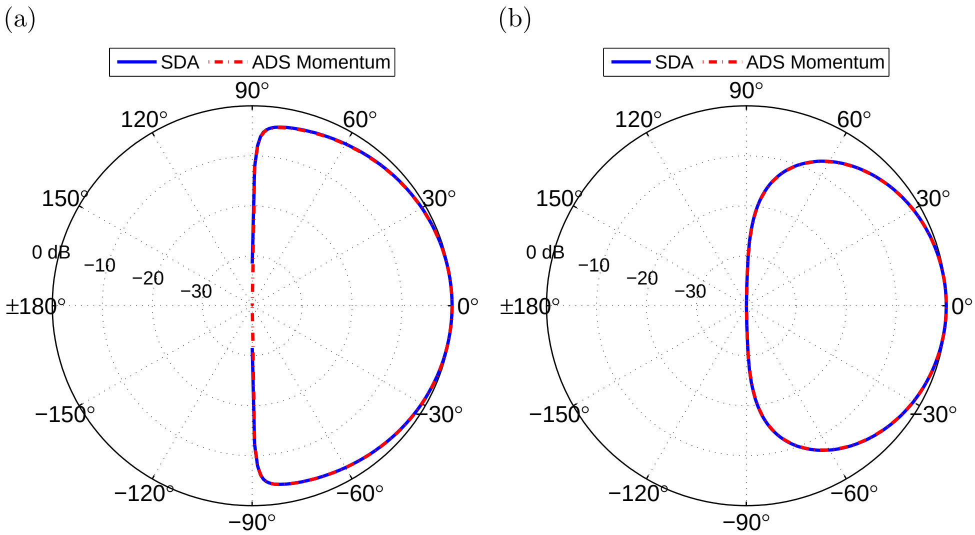
wyniki wskazują na zbieżność zaproponowanej metody w odniesieniu do częstotliwości rezonansowej (różnice są nie większe niż 1%).

W dalszym kroku porównano rozkłady gęstości prądu na łacie oświetlanej falą płaską oraz zasilanej linią mikropaskową (ADS Momentum). W tym celu na trzech częstotliwościach rezonansowych obliczono, a następnie wykreślono charakterystyki promieniowania.

Na rysunku 3.24 przedstawiono charakterystyki promieniowania obliczone na częstotliwości 3,83 GHz, zaś w Tabeli 3.13 - znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych definiujących rozkład gęstości prądu na łacie. Główny wpływ na charakterystykę promieniowania ma rodzaj oświetlający TM^e_{11}, zarówno przy pobudzeniu struktury falą płaską, jak i przy użyciu linii mikropaskowej. Świadczy o tym podobieństwo przedstawionych charakterystyk promieniowania. Amplitudy dwóch pozostałych rodzajów prądowych są mniejsze co najmniej o 2 rzędy.

TABELA 3.13: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 3,83 GHz uzyskane przy użyciu niniejszej metody

rodzaj prądowy	TM_{11}^{e}	TM_{13}^{e}	TM_{21}^{e}
$\|a_{mn}\|$	1	0,006	0,027



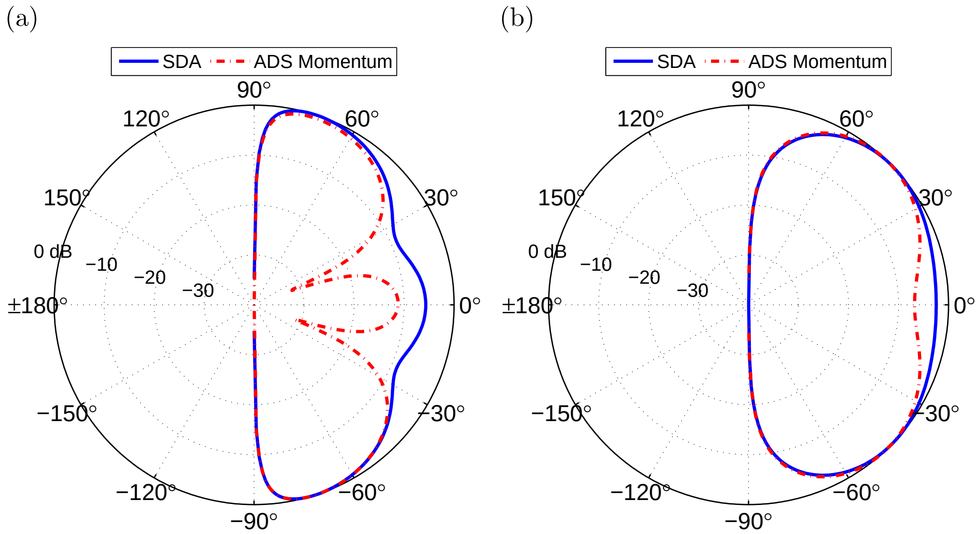
RYSUNEK 3.24: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 3,83 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

Inna sytuacja ma miejsce na częstotliwości $9,20$ GHz, która to częstotliwość jest związana z rezonansem rodzaju prądowego TM_{13}^{e}. Amplituda tego rodzaju jest tylko około 10 razy większa od amplitudy rodzaju podstawowego TM_{11}^{e} (Tabela 3.14). Oznacza to, że ro-

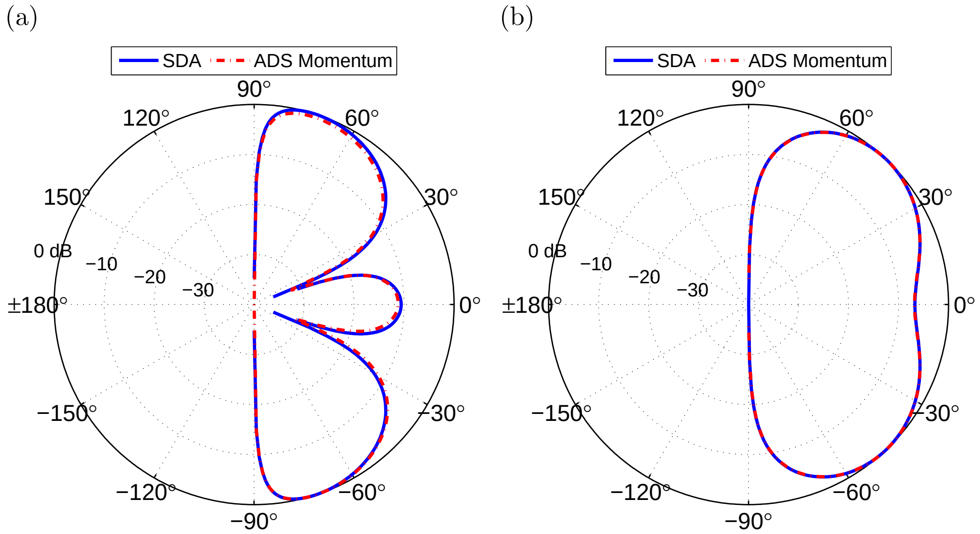
TABELA 3.14: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 9,20 GHz uzyskane przy użyciu niniejszej metody

rodzaj prądowy	TM_{11}^{e}	TM_{13}^{e}	TM_{21}^{e}
$\|a_{mn}\|$	0,083	1	0,037

dzaj ten stosunkowo słabo wzbudza się przy oświetlaniu struktury falą płaską. Wynika to z małego sprzężenia pomiędzy falą płaską o tej orientacji pola elektrycznego a tym rodzajem. Znacznie większe sprzężenie z rodzajem prądowym TM_{13}^{e} występuje przy pobudzeniu struktury linią mikropaskową. Można to zaobserwować porównując ze sobą rysunki 3.25 i 3.26. Pierwszy z nich przedstawia przypadek, w którym rozkład gęstości prądu na łacie jest zapisany przy pomocy trzech rodzajów prądowych, których amplitudy przedstawiono



Rysunek 3.25: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 9,20 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H



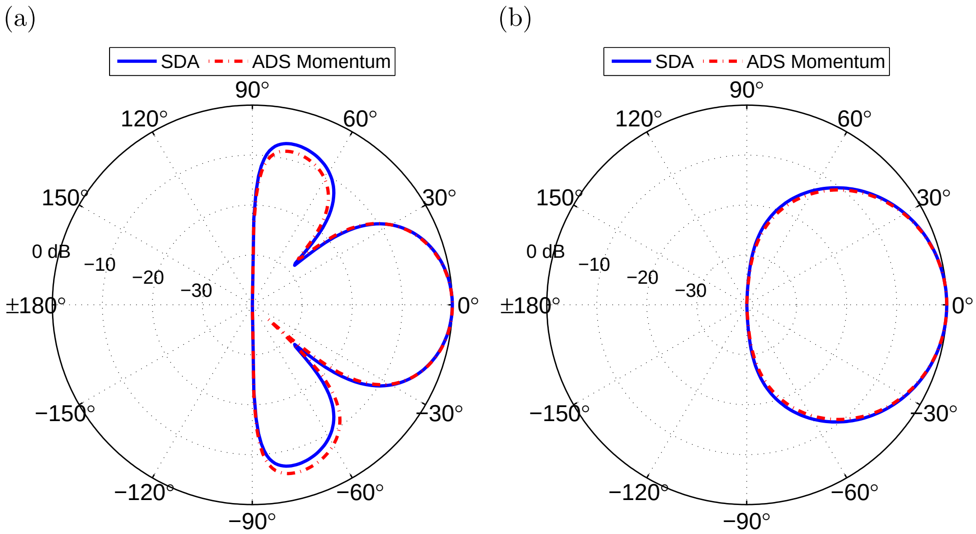
Rysunek 3.26: Charakterystyka promieniowania uzyskana dla przypadku promieniowania rodzaju TM_{13}^e na częstotliwości 9,20 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

w Tabeli 3.14. Drugi rysunek przedstawia sytuację, gdy do zapisania gęstości prądu na łacie wykorzystany jest tylko jeden rodzaj prądowy - TM_{13}^e. Zbieżność wykresów w drugim przypadku pokazuje, że rozkład gęstości prądu na łacie eliptycznej pobudzanej z linii mikropaskowej jest bardzo zbliżony do rozkładu rodzaju prądowego TM_{13}^e (amplitudy pozostałych dwóch rodzajów są pomijalnie małe).

Przy rozpatrywaniu charakterystyk promieniowania na trzeciej częstotliwości rezonansowej (11,13 GHz), warto przypomnieć, że wiąże się ona głównie z rodzajem prądowym TM_{21}^e, a więc rodzajem charakteryzującym się na tej częstotliwości stosunkowo wysokim sprzężeniem z falą pobudzającą. Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów przedstawiono w Tabeli 3.15. Charakterystyki promieniowania (rysunek 3.27) obliczo-

TABELA 3.15: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 11,13 GHz uzyskane przy użyciu niniejszej metody

rodzaj prądowy	TM^e_{11}	TM^e_{13}	TM^e_{21}
$\lvert a_{mn}\rvert$	0,040	0,024	1



RYSUNEK 3.27: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 11,13 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

ne przy wykorzystaniu niniejszej metody oraz symulatora ADS Momentum wykazują się znacznym podobieństwem. Potwierdza to wspomniany wcześniej fakt, iż rozkłady gęstości prądu uzyskane przy pomocy porównywanych narzędzi numerycznych są (na częstotliwościach rezonansowych rodzajów TM^e_{11} i TM^e_{21}) do siebie zbliżone.

Warto zwrócić uwagę, że w charakterystykach płaszczyzny E uzyskanych przy pomocy ADS Momentum występuje pewna niesymetria. Wynika ona z faktu zasilania anteny linią mikropaskową, przez co struktura staje się niesymetryczna. Właściwość ta jest dobrze widoczna na najwyższej analizowanej częstotliwości - 11,13 GHz.

3.2.2.2 Analiza łaty eliptycznej 20x12 przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$

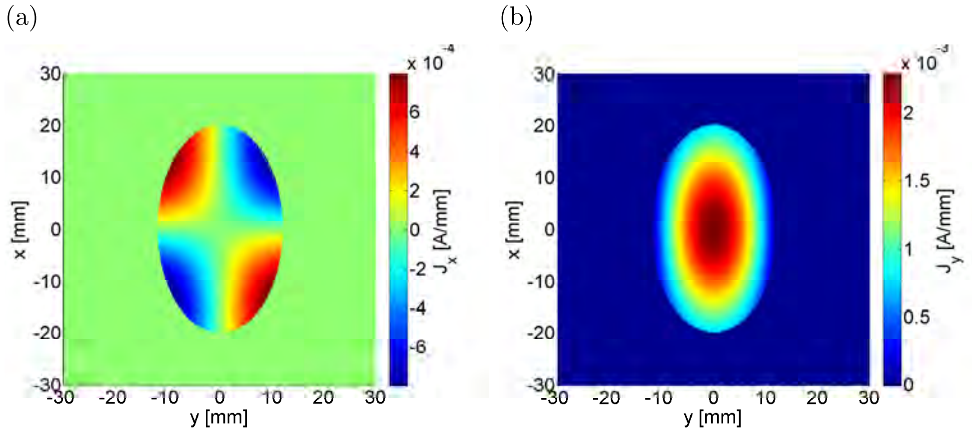
Rozważmy teraz przypadek łaty eliptycznej 20x12 umieszczonej na ekranowanym od spodu podłożu dielektrycznym (struktura jednostronnie otwarta). Parametry struktury oraz pobudzenia przedstawiono w Tabeli 3.16.

TABELA 3.16: Parametry analizowanej struktury oraz pobudzenia

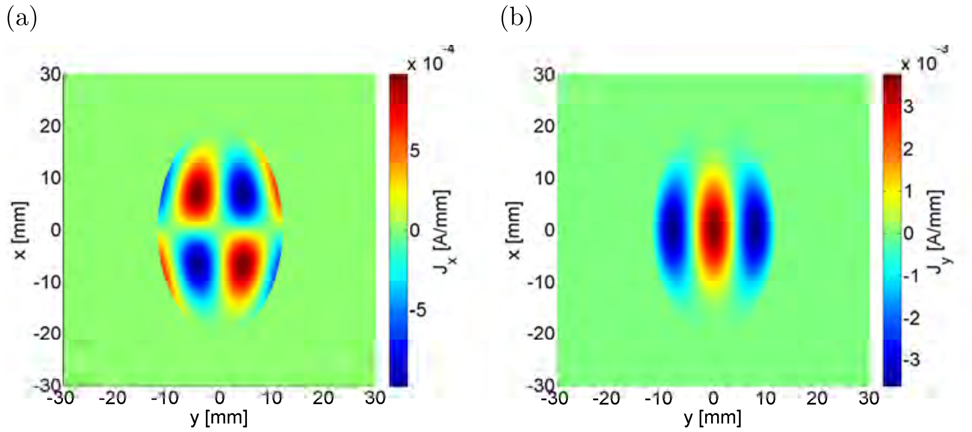
ε_r	h [mm]	r_x [mm]	r_y [mm]	E_{y01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
3,5	0,76	20	12	0,001	90	-	0

Fala oświetlająca strukturę zawiera jedynie składową y pola elektrycznego. Z tego względu, aby spełnić warunki symetrii pola rozproszonego, rozkład gęstości prądu na łacie zapisany został w postaci sumy trzech funkcji bazowych związanych bezpośrednio z nieparzystymi rodzajami prądowymi TM_{11}^o, TM_{13}^o, TM_{21}^o (rys. 3.28 - 3.30). W związku z tym znormalizowana moc całkowita opisana została następującą zależnością:

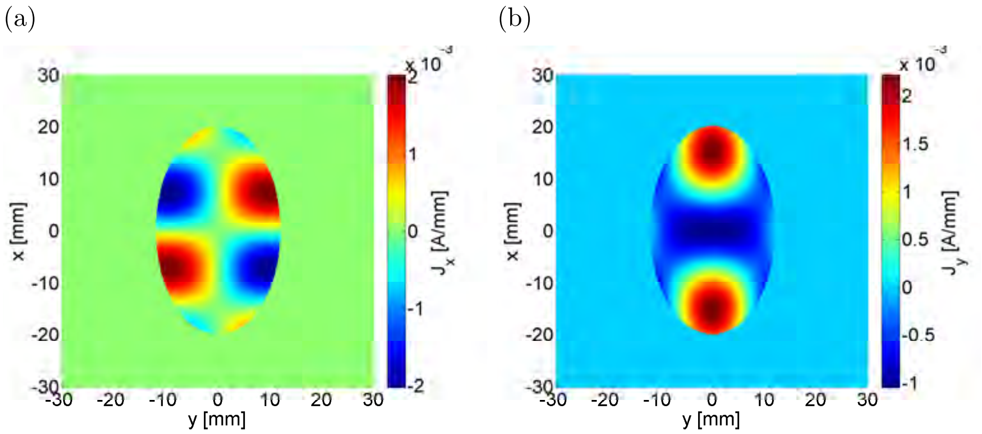
$$P_C = |a_{11}^o|^2 + |a_{21}^o|^2 + |a_{13}^o|^2 \tag{3.26}$$



RYSUNEK 3.28: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{11}^o: (a) J_x; (b) J_y

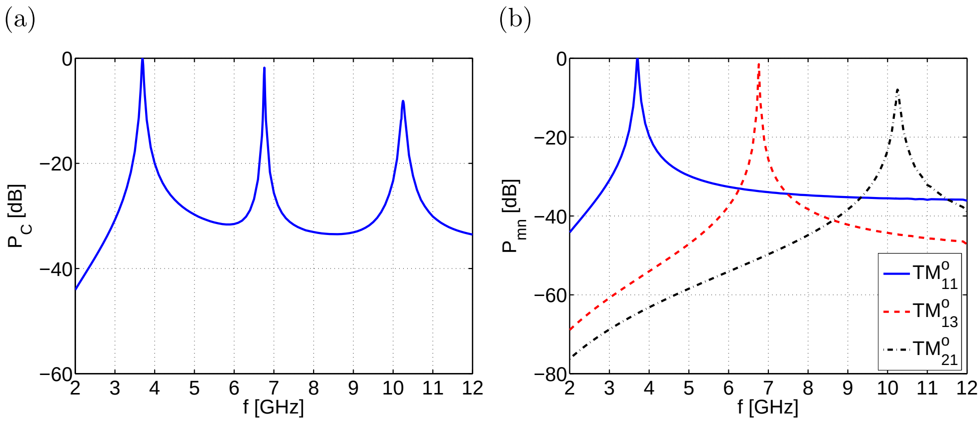


RYSUNEK 3.29: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{21}^o: (a) J_x; (b) J_y



RYSUNEK 3.30: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{13}^{o}: (a) J_x; (b) J_y

Oświetlenie analizowanej struktury falą płaską w zakresie częstotliwości od 2 GHz do 12 GHz skutkuje wzbudzeniem się w tym paśmie trzech rodzajów prądowych, odpowiednio na częstotliwościach 3,69 GHz, 6,76 GHz i 10,25 GHz (rysunek 3.31).



RYSUNEK 3.31: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą rodzaju oświetlającego $IM^{y}(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita. P_C wg definicji (3.26); (b) znormalizowana moc związana z danym rodzajem

Należy zwrócić uwagę, że wymiar rezonansowy badanego promiennika jest identyczny jak analizowanej poprzednio elipsy 12x11. Mimo to, częstotliwości rezonansowe obniżyły się - pierwsza i trzecia odpowiednio z 3,83 GHz do 3,69 GHz i z 11,13 GHz do 10,25 GHz, druga - z 9,20 GHz do 6,76 GHz. Znaczne obniżenie się drugiej częstotliwości rezonansowej wynika z faktu, że jest ona związana z rodzajem TM_{13}^{o}, przy czym indeks 3 określa zmienność kątową. To oznacza, że częstotliwość wzbudzenia się tego rodzaju w dużym stopniu zależy od obwodu łaty. W wypadku elipsy 20x12 obwód jest znacznie większy niż w elipsie 12x11 - stąd tak istotne obniżenie się drugiej częstotliwości rezonansowej.

W Tabeli 3.17 przedstawiono częstotliwości rezonansowe obliczone przy pomocy niniejszej metody oraz symulatora ADS Momentum. Obserwuje się wysoką zgodność wyników, różnice nie przekraczają 0,30 %.

TABELA 3.17: Częstotliwości rezonansowe dla struktury jednostronnie otwartej zawierającej łatę eliptyczną 20x12

	f_1 [GHz]	f_2 [GHz]	f_3 [GHz]
SDA	3,69	6,76	10,25
ADS Momentum	3,69	6,74	10,23
różnica [%]	0	0,30	0,002

W Tabelach 3.18, 3.19, 3.20 przedstawiono znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych obliczone na częstotliwościach rezonansowych. Z kolei na rysunkach

TABELA 3.18: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów na częstotliwości 3,69 GHz uzyskane przy użyciu zaproponowanej metody

rodzaj prądowy	TM^o_{11}	TM^o_{13}	TM^o_{21}
$\lvert a_{mn} \rvert$	1	0,012	0,026

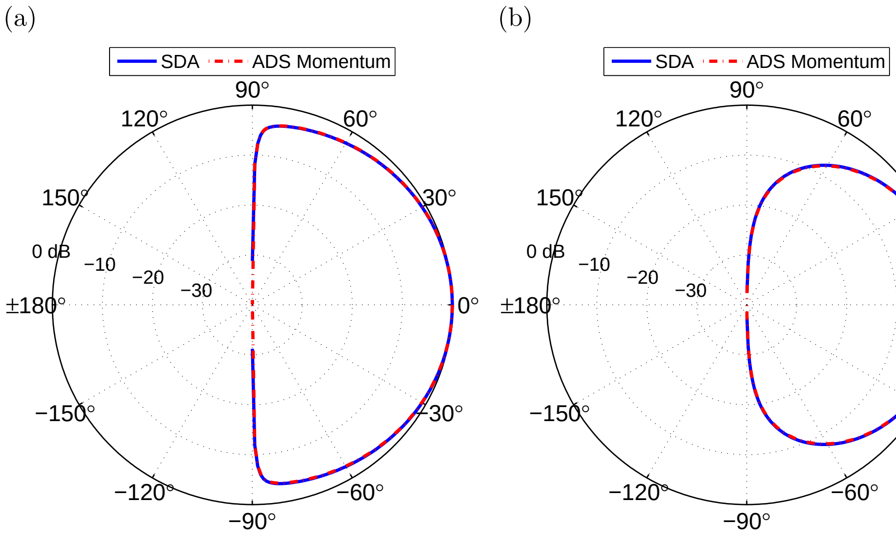
TABELA 3.19: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów na częstotliwości 6,76 GHz uzyskane przy użyciu zaproponowanej metody

rodzaj prądowy	TM^o_{11}	TM^o_{13}	TM^o_{21}
$\lvert a_{mn} \rvert$	0,050	1	0,005

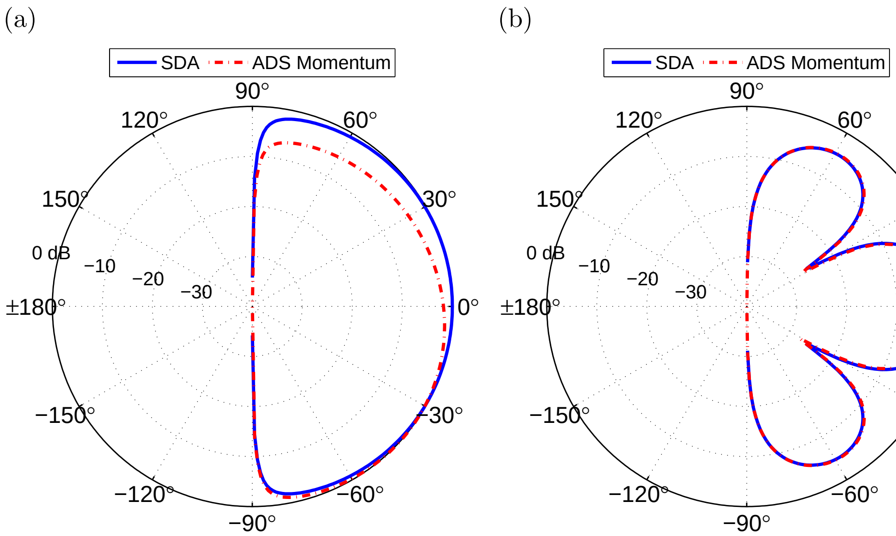
TABELA 3.20: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów na częstotliwości 10,25 GHz uzyskane przy użyciu zaproponowanej metody

rodzaj prądowy	TM^o_{11}	TM^o_{13}	TM^o_{21}
$\lvert a_{mn} \rvert$	0,022	0,022	1

3.32, 3.33, 3.34 porównano charakterystyki promieniowania obliczone na tych częstotliwościach. Komentarza wymaga rysunek 3.33, na którym występuje zgodność charakterystyk promieniowania (w szczególności w płaszczyźnie H). Częstotliwość, dla której wykreślono te charakterystyki, powiązana jest z rodzajem TM^o_{13}. Na częstotliwości związanej z analogicznym rodzajem poprzednio analizowanej struktury, tak dobra zbieżność

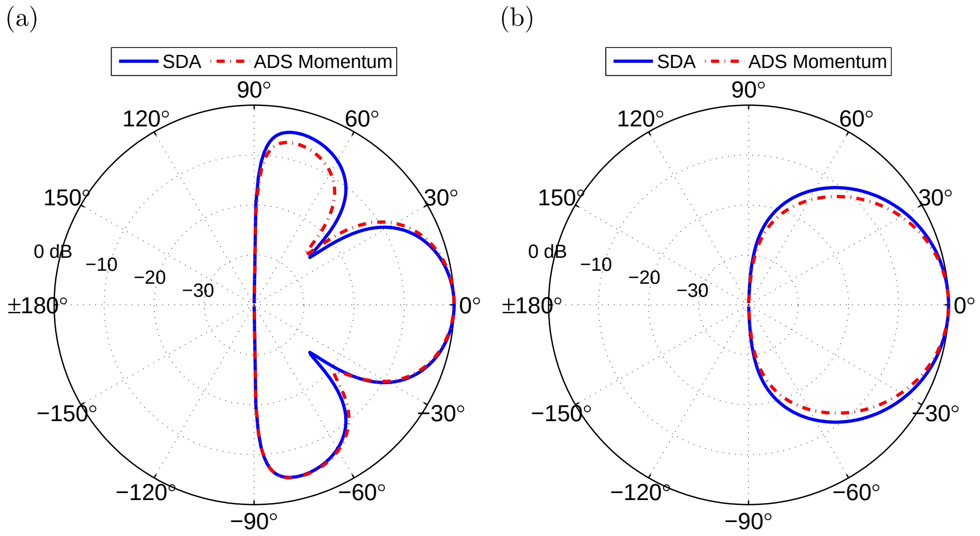


RYSUNEK 3.32: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 3,69 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H



RYSUNEK 3.33: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 6,76 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

nie występowała. Jako wyjaśnienie braku zgodności podano inne proporcje między amplitudami poszczególnych rodzajów przy oświetlaniu struktury falą płaską oraz przy pobudzaniu jej z linii mikropaskowej. W przypadku obecnym, proporcje te zdają się być zachowane, o czym świadczy zbieżność charakterystyk promieniowania. Wynika to prawdopodobnie z faktu, że przedmiotowy rezonans (6,76 GHz) występuje w stosunkowo dużej odległości od rezonansu pierwszego (3,69 GHz) oraz trzeciego (10,25 GHz). W poprzednim przypadku rezonans drugi (9,20 GHz) występował stosunkowo blisko rezonansu trzeciego (11,13 GHz), co mogło zaburzyć relacje między amplitudami.



RYSUNEK 3.34: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 10,25 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

3.2.3 Podsumowanie

Celem przedstawionych w rozdziale 3.2 badań była weryfikacja zaproponowanej metody oraz wskazanie zalet analizy rodzajowej. Uzyskane wyniki dotyczyły struktur jednostronnie otwartych. Na podstawie wartości amplitud funkcji bazowych reprezentujących rozkład gęstości prądu wzbudzającego się na łacie wskutek oświetlania jej falą elektromagnetyczną, określono częstotliwości rezonansowe oraz powiązano je z poszczególnymi rodzajami prądowymi. Uzyskane częstotliwości porównano z wynikami otrzymanymi przy użyciu symulatora ADS Momentum, w którym układ pobudzony został poprzez linię mikropaskową. Różnice w wynikach uzyskanych przy pomocy obydwu narzędzi były nie większe niż 1%. Wyjątek stanowiła struktura o stosunkowo grubym podłożu ($h/\lambda > 0{,}04$) - w tym przypadku różnica wyniosła 1,8%.

Porównanie charakterystyk promieniowania w większości przypadków pokazało ich wysoką zgodność. W kilku sytuacjach zauważono i wyjaśniono rozbieżności wynikające z różnych sposobów pobudzenia struktury.

Zgodność znacznej części wyników może świadczyć o dużym uniezależnieniu struktury od sposobu pobudzenia. Pokazano tym samym przydatność narzędzia do określania parametrów elektrycznych łat umieszczonych na ekranowanym podłożu dielektrycznym.

3.3 Struktura obustronnie otwarta

W rozdziale 3.2 omówione zostały wyniki obliczeń dla struktur jednostronnie otwartych, w których na powierzchni płyty dielektrycznej umieszczono nieskończenie cienkie warstwy przewodzące w kształcie prostokąta lub elipsy. Na elementach tych, po oświetleniu ich falą płaską, indukował się prąd. Częstotliwości, dla których amplituda rozkładu gęstości prądu przyjmowała wartości maksymalne, zdefiniowano jako częstotliwości rezonansowe. Istnienie ekranu na spodzie dielektryka powodowało, że między łatą a ekranem gromadziła się istotna część energii, co w rezultacie objawiało się wysoką dobrocią krzywych rezonansowych.

Struktury, które będą omawiane w tej części pracy nie zawierają ekranu - z tego względu nazywane będą strukturami obustronnie otwartymi. Opisany w rozdziale 2 matematyczny model takich struktur umożliwia ich pobudzenie z obydwu stron - od góry lub od spodu. Ze względu na niewielkie różnice w wynikach numerycznych uzyskanych przy użyciu obu ww. rodzajów pobudzeń, w niniejszym rozdziale przedstawione zostaną rezultaty prac, w których badana struktura oświetlana jest falą płaską od góry (tj. od strony umieszczenia łaty). W ramach badań omówione zostaną struktury zawierające łaty eliptyczne - pojedyncze lub w układzie dipola.

3.3.1 Analiza łaty eliptycznej 12x11 przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$

Jako pierwszą strukturę wybrano łatę eliptyczną 12x11 (patrz Tabela 3.21).

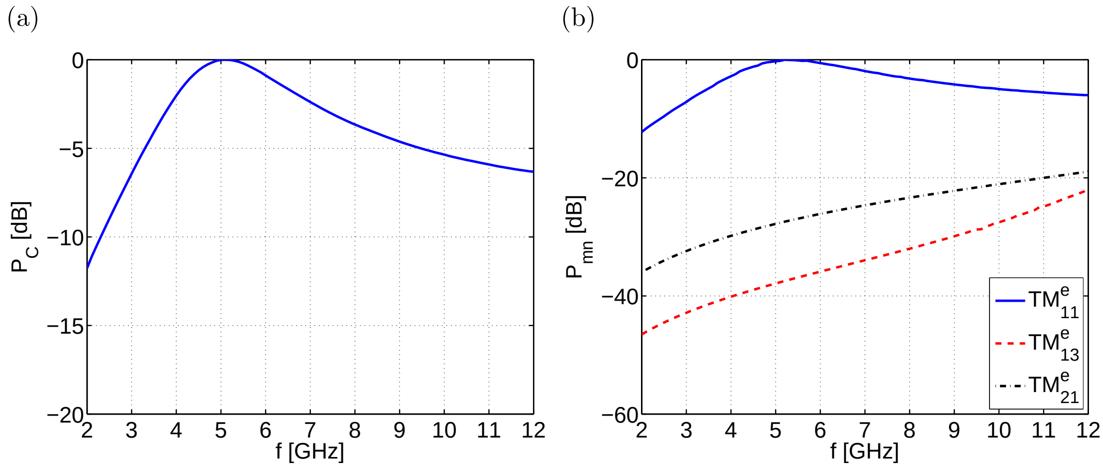
Tabela 3.21: Parametry analizowanej struktury oraz zastosowanego pobudzenia

ε_r	h [mm]	r_x [mm]	r_y [mm]	E_{x01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
3,5	0,76	12	11	0,001	0	-	0

Rozkład gęstości powierzchniowej prądu na łacie zapisano, podobnie jak w przypadku struktury jednostronnie otwartej, w postaci sumy trzech funkcji bazowych o nieznanych współczynnikach. Zastosowane funkcje bazowe korelują bezpośrednio z trzema parzystymi rodzajami prądowymi TM^e_{11}, TM^e_{13}, TM^e_{21}. Oświetlając strukturę falą płaską, której parametry zdefiniowano w Tabeli 3.21, w oparciu o przedstawiony w rozdziale 2 model matematyczny, uzyskano charakterystykę znormalizowanej mocy całkowitej, którą przedstawiono na rysunku 3.35a. Na częstotliwości 5,1 GHz widoczne jest łagodne maksimum, którego obecność wskazuje na częstotliwość rezonansową.

W celu określenia zależności między maksimum charakterystyki $P_c(f)$ a konkretnym rodzajem prądowym, na rysunku 3.35b przedstawiono wykres znormalizowanej mocy poszczególnych rodzajów, przy założeniu, że rozkład gęstości prądu zapisany jest przy pomocy tylko jednej funkcji bazowej (albo TM^e_{11}, albo TM^e_{13}, albo TM^e_{21}) (analiza rozdzielna).

Porównując rysunki 3.35a i 3.35b można powiązać istniejący na częstotliwości 5,1 GHz rezonans z częstotliwością rezonansową rodzaju pierwszego (TM^e_{11}). Na podstawie przedstawionych na rysunku 3.35 charakterystyk, warto krótko omówić różnice z krzywymi uzyskanymi dla łaty eliptycznej o identycznych rozmiarach, lecz umieszczonej na podłożu ekranowanym od spodu. Po pierwsze, w paśmie od 2 GHz do 12 GHz w strukturze obustronnie otwartej obserwuje się tylko jeden rezonans na znacznie wyższej (5,1 GHz) niż w strukturze jednostronnie otwartej (3,8 GHz) częstotliwości. Obie te częstotliwości związane są z rodzajem podstawowym dla tej struktury (i przy pobudzeniu falą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$), tj. TM^e_{11}. W strukturze jednostronnie otwartej widoczne



Rysunek 3.35: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita. P_C wg definicji (3.25); (b) znormalizowana moc związana z danym rodzajem

są jeszcze dwa rezonanse związane z kolejnymi rodzajami prądowymi, tj. TM_{13}^e i TM_{21}^e. Druga różnica dotyczy dobroci każdego z układów. Już pobieżna analiza charakterystyk znormalizowanej mocy całkowitej pozwala stwierdzić, że struktura jednostronnie otwarta cechuje się większą dobrocią niż obustronnie otwarta.

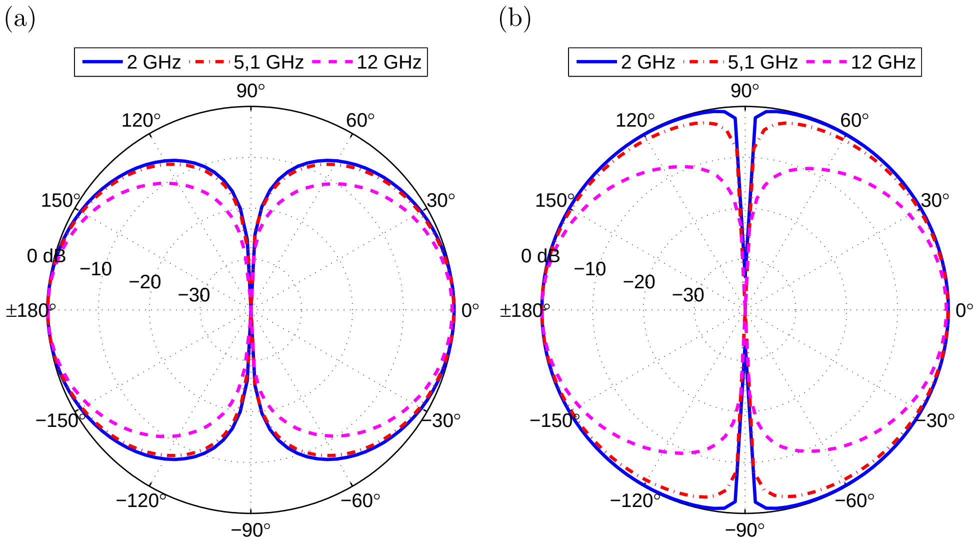
W Tabeli 3.22 przedstawiono znormalizowane amplitudy kolejnych rodzajów prądowych obliczone na częstotliwości 5,1 GHz.

Tabela 3.22: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów na częstotliwości 5,1 GHz

rodzaj prądowy	TM_{11}^e	TM_{13}^e	TM_{21}^e
$\lvert a_{mn}\rvert$	1	0,087	0,135

Należy zwrócić uwagę, że amplituda trzeciego rodzaju prądowego jest stosunkowo duża w porównaniu z amplitudą rodzaju pierwszego - jest ona tylko 7-krotnie mniejsza od rodzaju podstawowego, podczas gdy w strukturze jednostronnie otwartej amplituda rodzaju trzeciego była o 2 rzędy mniejsza. Fakt ten wytłumaczyć można w następujący sposób: struktura obustronnie otwarta charakteryzuje się niską dobrocią. Z tego względu, zmienność amplitud poszczególnych rodzajów prądowych w funkcji częstotliwości jest niewielka. To z kolei oznacza stosunkowo wysoką wartość amplitudy w całym analizowanym paśmie częstotliwości. Różnice w poziomach poszczególnych amplitud dla struktury jedno- i obustronnie otwartej widać na rysunkach 3.23b i 3.35b.

Na rysunku 3.36 przedstawiono charakterystyki promieniowania wykreślone dla trzech częstotliwości. Widać, że wraz ze wzrostem częstotliwości struktura staje się coraz bardziej kierunkowa. Związane jest to ze zmniejszającą się ze wzrostem częstotliwości długością fali.



Rysunek 3.36: Charakterystyka promieniowania: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

3.3.2 Analiza łaty eliptycznej 20x12 przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$

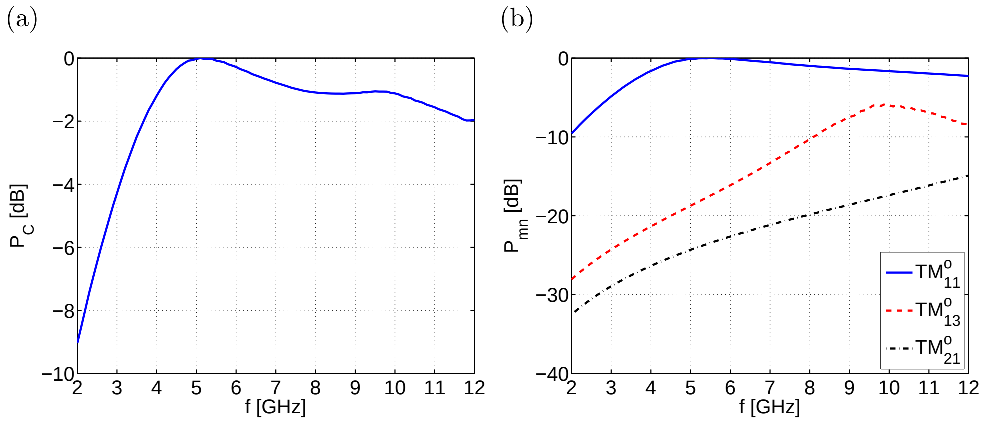
Analizie poddana została łata eliptyczna 20x12. Parametry struktury oraz pobudzenia pokazano w Tabeli 3.23. Do zapisu rozkładu gęstości prądu wykorzystane zostały trzy funkcje bazowe związane z nieparzystymi rodzajami prądowymi TM_{11}^o, TM_{13}^o, TM_{21}^o.

Tabela 3.23: Parametry analizowanej struktury oraz jej pobudzenia

ε_r	h [mm]	r_x [mm]	r_y [mm]	E_{y01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
3,5	0,76	20	12	0,001	90	-	0

Mimo że łata różni się od poprzedniej wymiarami, zmiana parametru fali oświetlającej φ_E sprawia, że wymiar rezonansowy jest taki sam. W efekcie najniższa częstotliwość rezonansowa jest identyczna jak w przypadku poprzednio analizowanej łaty. W strukturach jednostronnie otwartych częstotliwość rezonansowa łaty o mniejszej eliptyczności obniżała się (mimo identycznego wymiaru rezonansowego), jednak w przypadku struktur obustronnie otwartych, ze względu na spłaszczenie charakterystyki znormalizowanej mocy całkowitej (niska dobroć układu), różnice są niezauważalne.

Istotną różnicą dotyczącą analizowanej łaty jest obecność na częstotliwości 9,6 GHz drugiego rezonansu. O ile pierwszy rezonans związany jest z rodzajem podstawowym TM_{11}^o, o tyle drugi - z rodzajem TM_{13}^o, który odróżnia się od pierwszego większą zmiennością kątową (patrz rysunek 3.30). Ze względu na zwiększenie się obwodu elipsy (w porównaniu z poprzednio analizowaną), częstotliwość rezonansowa rodzaju TM_{13}^o obniżyła się.



RYSUNEK 3.37: Wykres znormalizowanej mocy przy oświetleniu struktury falą padającą rodzaju oświetlającego $IM^y(0,0)$: (a) znormalizowana moc całkowita. P_C wg definicji (3.26); (b) znormalizowana moc związana z danym rodzajem

W Tabelach 3.24 i 3.25 podano znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwościach rezonansowych. Znormalizowane amplitudy obliczone na częstotliwości 5,1 GHz przyjmują identyczne wartości jak dla poprzednio analizowanej łaty. Warto jednak zwrócić uwagę na amplitudy obliczone dla częstotliwości 9,6 GHz:

TABELA 3.24: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 5,1 GHz

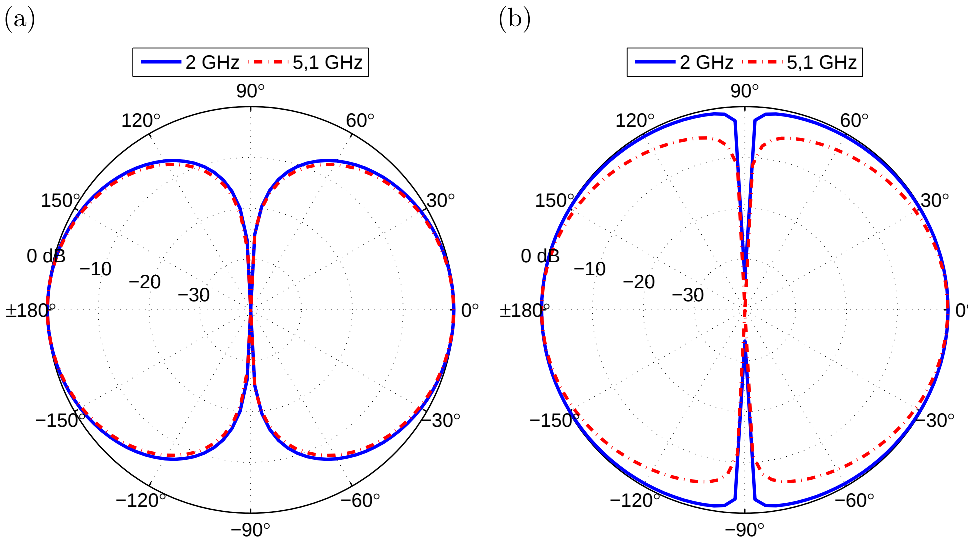
rodzaj prądowy	TM^e_{11}	TM^e_{13}	TM^o_{21}
$\|a_{mn}\|$	1	0,087	0,135

TABELA 3.25: Znormalizowane amplitudy poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 9,6 GHz

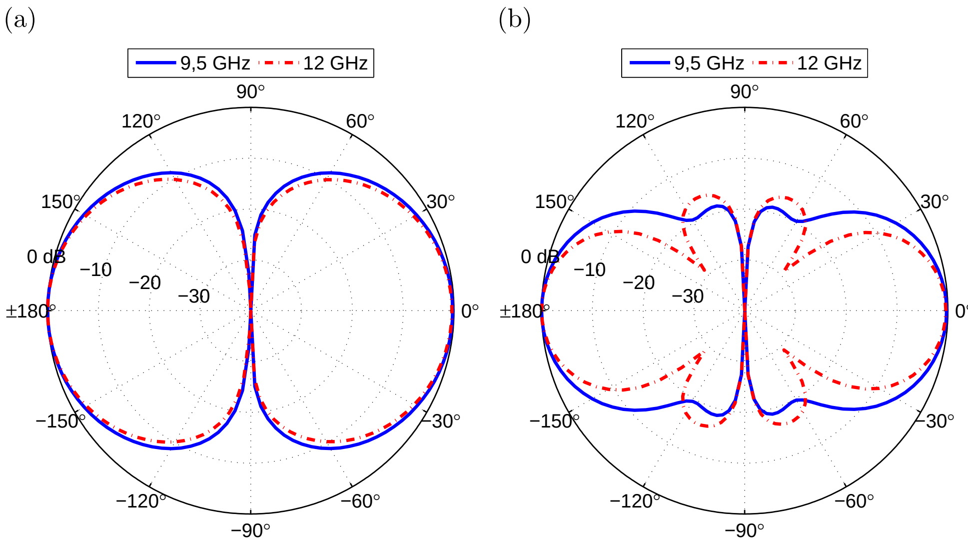
rodzaj prądowy	TM^o_{11}	TM^o_{13}	TM^o_{21}
$\|a_{mn}\|$	1	0,484	0,053

największą wartość cały czas osiąga amplituda rodzaju pierwszego, natomiast amplituda rodzaju drugiego jest około 2 razy mniejsza. Mimo to, dzięki analizie rozdzielnej (rysunek 3.37b), rezonans ten można skorelować z rodzajem prądowym TM^o_{13}. Potwierdza to tym samym użyteczność stosowania analizy rozdzielnej.

Na rysunkach 3.38 oraz 3.39 pokazano charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie E i H dla kilku częstotliwości. Warto zwrócić uwagę na pofalowania występujące

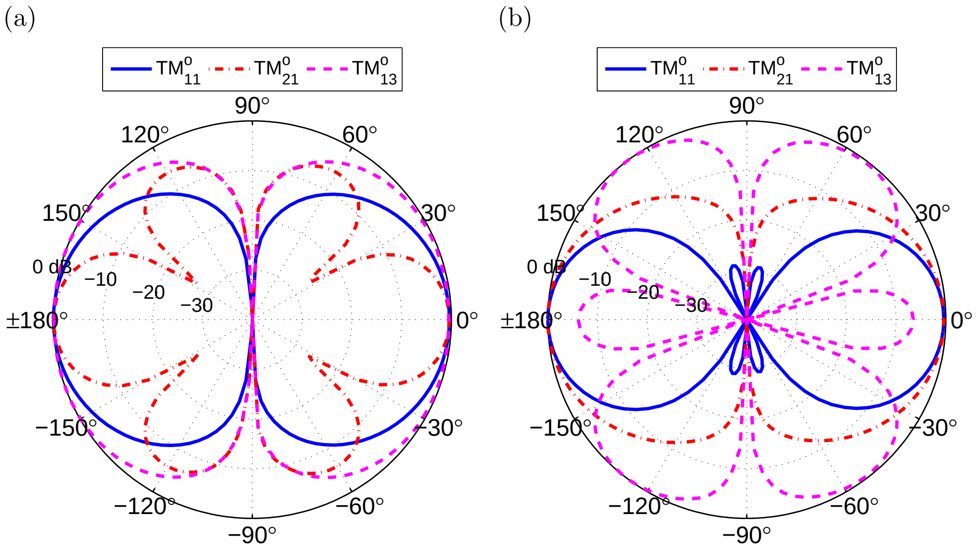


RYSUNEK 3.38: Charakterystyka promieniowania: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H



RYSUNEK 3.39: Charakterystyka promieniowania: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

w charakterystyce promieniowania obliczonej w płaszczyźnie H na częstotliwości 12 GHz. Ich źródłem może być zwiększający się ze wzrostem częstotliwości rozmiar struktury (liczony względem długości fali) lub wzbudzające się wyższe rodzaje (tj. TM_{13}^o, TM_{21}^o). Aby właściwie rozpoznać przyczynę zaistniałych pofalowań, należy wykreślić charakterystyki promieniowania pochodzące od poszczególnych rodzajów prądowych (patrz rysunek 3.40). Dzięki temu można sformułować następujący wniosek: źródłem pofalowań jest rozmiar struktury (przez co w charakterystyce promieniowania rodzaju prądowego TM_{11}^o występuje minimum na kierunku 60^o), a także rodzaj prądowy TM_{13}^o. Charakterystyka promie-



RYSUNEK 3.40: Charakterystyka promieniowania poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 12 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

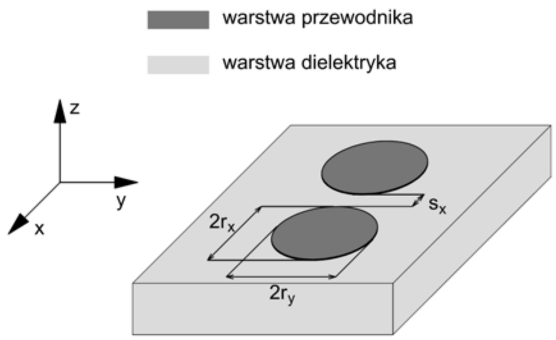
niowania anteny jest sumą charakterystyk pochodzących głównie od tych dwóch rodzajów. Rodzaj prądowy TM^o_{21} nie ma praktycznie wpływu na charakterystykę promieniowania, o czym świadczyć może brak pofalowań w charakterystyce wykreślonej w płaszczyźnie E, na częstotliwości 12 GHz (proszę porównać rys. 3.39a z rys. 3.40a). Przedstawione informacje warto uzupełnić o wiedzę na temat amplitud poszczególnych rodzajów prądowych na częstotliwości 12 GHz. Różnica między amplitudami rodzaju TM^o_{11} i TM^o_{13} to 6,14 dB, zaś między TM^o_{13} i TM^o_{21} to 6,50 dB.

3.3.3 Analiza dipola eliptycznego przy wykorzystaniu rodzaju oświetlającego $IM^x(0,0)$

W niniejszym rozdziale przedstawione zostaną wyniki obliczeń dla układu dipolowego składającego się z dwóch identycznych łat eliptycznych, oddalonych od siebie o odległość s_x (rysunek 3.41), umieszczonych na podłożu dielektrycznym (struktura obustronnie otwarta). Przykład analogicznej konfiguracji, w której dwie łaty eliptyczne umieszczono na podłożu ekranowanym od spodu, przedstawiono w pracy [93].

W celu rozróżnienia poszczególnych struktur dipolowych stosowane będzie oznaczenie r_x x r_y x s_x. Przykładowo dipol składający się z dwóch łat eliptycznych o półosiach $r_x = 12$ mm, $r_y = 11$ mm i oddalonych od siebie o odległość $s_x = 1$ mm oznaczony będzie jako dipol eliptyczny 12x11x1.

Analizowana struktura zostanie oświetlona falą płaską, w której pole elektryczne zorientowane jest wzdłuż osi x (patrz Tabela 3.26). Z tego względu w rozwinięciu rozkładu gęstości prądu zastosowane zostaną funkcje bazowe związane z parzystymi rodzajami prądowymi TM^e_{11}, TM^e_{13} oraz TM^e_{21}, tak jak w przypadku pojedynczej łaty. Dodatkowo, ze względu na występujące między elementami sprzężenie, konieczne jest wprowadzenie dodatkowych funkcji bazowych związanych z rodzajami TM^e_{12} i TM^e_{14}, których graficzną

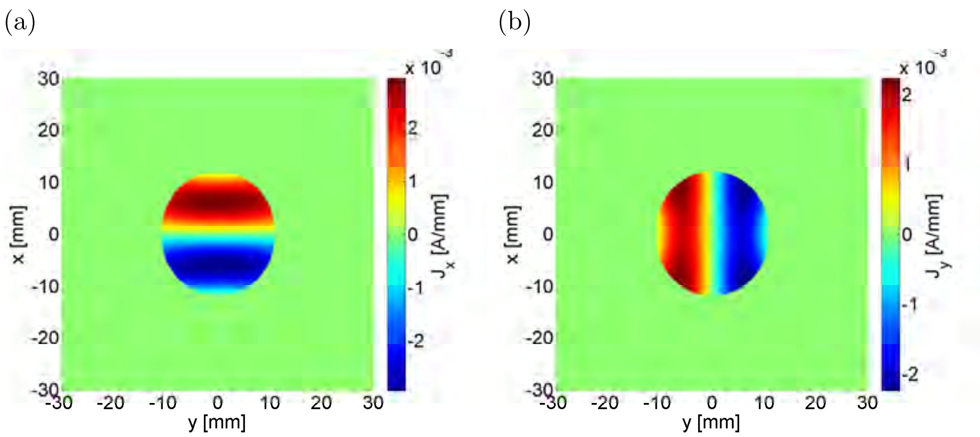


RYSUNEK 3.41: Struktura obustronnie otwarta zawierająca łaty eliptyczne w układzie dipola

TABELA 3.26: Parametry analizowanej struktury oraz jej pobudzenia

ε_r	h [mm]	E_{x01} [V/mm]	φ_E [^{o}]	φ_k [^{o}]	θ_k [^{o}]
3,5	0,76	0,001	0	-	0

reprezentację przedstawiono na rysunku 3.42, 3.43 Dla tak dobranych funkcji bazowych

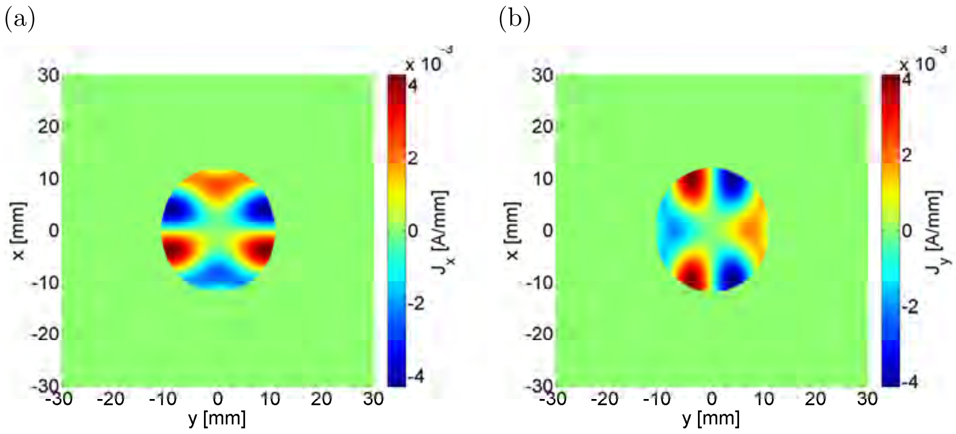


RYSUNEK 3.42: Reprezentacja graficzna rodzaju TM^e_{12}: (a) J_x; (b) J_y

znormalizowana moc całkowita określona będzie zależnością:

$$P_C = |a^e_{11}|^2 + |a^e_{13}|^2 + |a^e_{21}|^2 + |a^e_{12}|^2 + |a^e_{14}|^2 \tag{3.27}$$

Dipole eliptyczne, ze względu na szerokie pasmo pracy, wykorzystywane są jako promienniki w antenach systemów szerokopasmowych, m.in. w technice UWB. Z tego względu w niniejszej pracy wprowadzono parametr ΔP, który w oparciu o znormalizowaną moc całkowitą, określa zdolność poszczególnych dipoli do pracy w paśmie 3,1 - 10,6 GHz. Przy założeniu, że maksimum znormalizowanej mocy (0 dB) występuje w paśmie



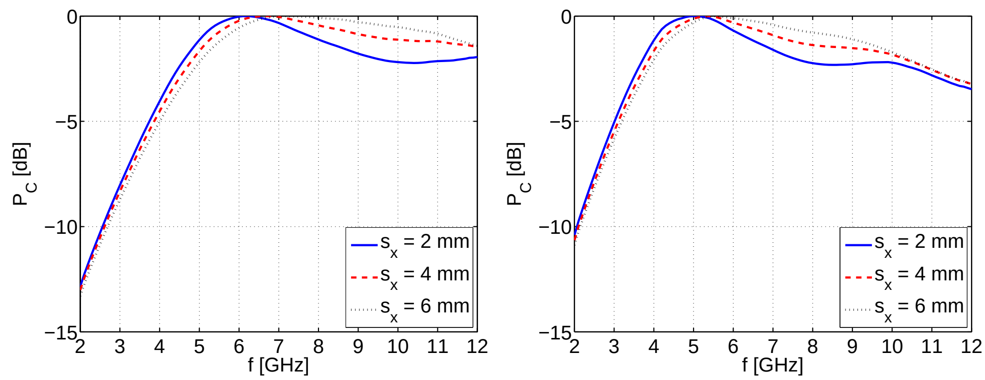
RYSUNEK 3.43: Reprezentacja graficzna rodzaju TM_{14}^{e}: (a) J_x; (b) J_y

$B = [3{,}1 \text{ GHz}; 10{,}6 \text{ GHz}]$, parametr ΔP określa się następującą zależnością:

$$\Delta P = \min_{f \in B} P_C(f) \tag{3.28}$$

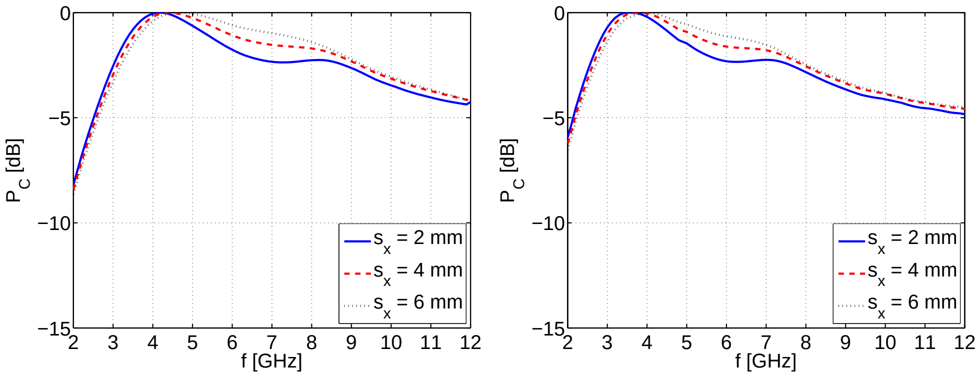
Im mniejsze zmiany znormalizowanej mocy całkowitej w paśmie B, tym większa zdolność dipola do pracy w tymże paśmie.

Analizie poddano pięć promienników eliptycznych w układzie dipola, różniących się rozmiarami, ale charakteryzujących się tą samą eliptycznością. Charakterystyki znormalizowanej mocy całkowitej dla każdej ze struktur przedstawiono na rysunkach 3.44 - 3.46. Na każdym przedstawiono krzywe dla trzech różnych wartości s_x. Należy zauważyć, że zmiana parametru s_x ma niewielki wpływ na charakterystykę $P_C(f)$. Z kolei wzrost rozmiarów promiennika przesuwa tę charakterystykę w kierunku niższych częstotliwości. W charakterystykach promienników 10x9,2; 12x11; 14x12,9; 16x14,7 zaczyna uwidaczniać się drugi rezonans.

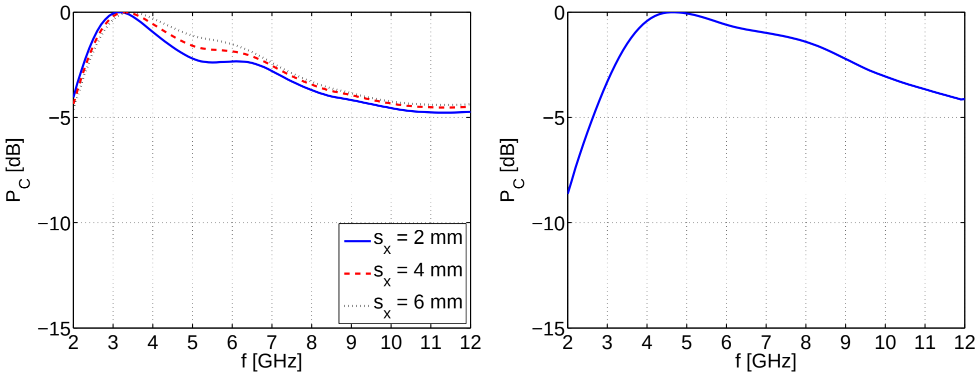


RYSUNEK 3.44: Znormalizowana moc całkowita (a) dipol eliptyczny 8x7,4 (b) dipol eliptyczny 10x9,2

W Tabeli 3.27 przedstawiono wartości parametru ΔP dla analizowanych promienników. Najmniejszą wartością parametru $\Delta P = -3,44$ dB charakteryzuje się dipol eliptycz-



Rysunek 3.45: Znormalizowana moc całkowita (a) dipol eliptyczny 12x11 (b) dipol eliptyczny 14x12,9



Rysunek 3.46: Znormalizowana moc całkowita (a) dipol eliptyczny 16x14,7 (b) dipol eliptyczny 12x11x6

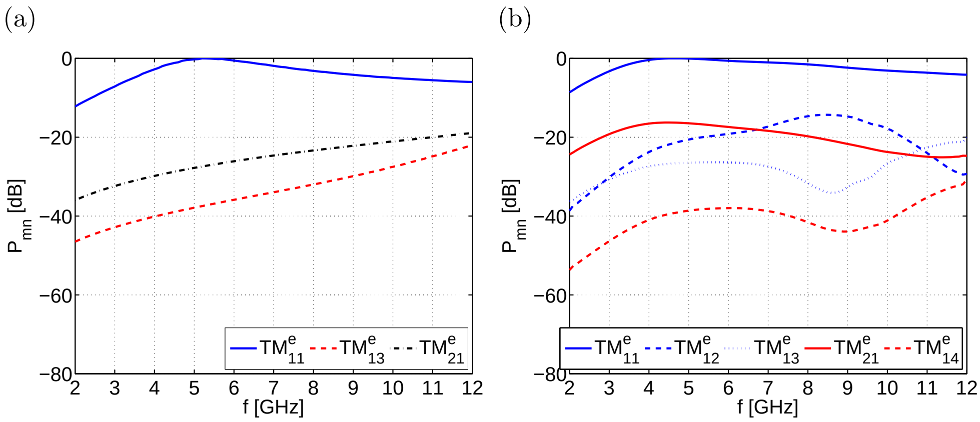
Tabela 3.27: Wartości parametru ΔP dla analizowanych dipoli eliptycznych

r_x [mm]	r_y [mm]	$s_x = 2$ mm	$s_x = 4$ mm	$s_x = 6$ mm
8,0	7,4	-7,61 dB	-7,92 dB	-8,31 dB
10,0	9,2	-4,59 dB	-5,04 dB	-5,40 dB
12,0	11,0	-3,84 dB	-3,52 dB	**-3,44** dB
14,0	12,9	-4,40 dB	-4,17 dB	-4,13 dB
16,0	14,7	-4,71 dB	-4,48 dB	-4,36 dB

ny 12x11x6. Dipol ten wykorzystano jako promiennik w antenie na pasmo UWB, której projekt opisano w następnym rozdziale.

Przeanalizujemy teraz charakterystykę znormalizowanej mocy całkowitej dipola eliptycznego 12x11x6 (rysunek 3.46b). W tym celu obliczona zostanie znormalizowana moc poszczególnych rodzajów prądowych dla dwóch przypadków: (i) przy założeniu, że rozkład gęstości prądu zapisany jest za pomocą jednego rodzaju prądowego (analiza rozdzielna)

(ii) przy założeniu, że rozkład gęstości powierzchniowej prądu zapisany jest za pomocą wszystkich (pięciu) rodzajów prądowych (analiza łączna). Na rysunku 3.47a przedstawiono wyniki obliczone dla przypadku pierwszego, na rysunku 3.47b dla przypadku drugiego. W pierwszym przypadku w dipolu wzbudzić się mogą tylko rodzaje TM^e_{11}, TM^e_{13},



Rysunek 3.47: Znormalizowana moc poszczególnych rodzajów dla dipola eliptycznego 12x11x6: (a) analiza rozdzielna; (b) analiza łączna

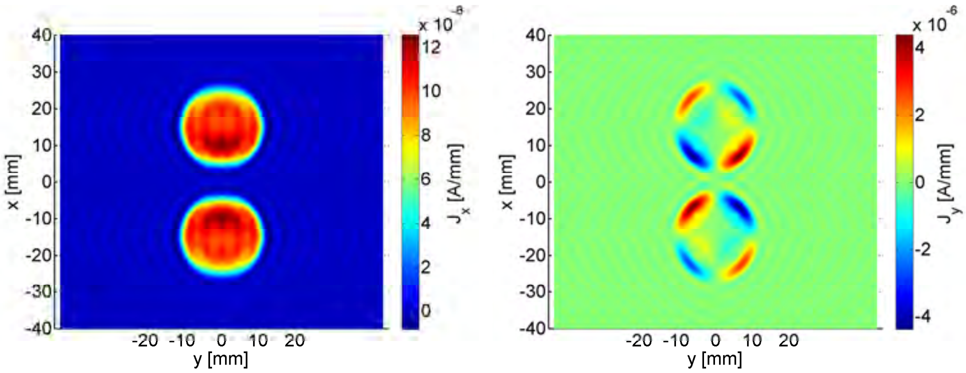
TM^e_{21}. Amplitudy pozostałych dwóch rodzajów (TM^e_{12} i TM^e_{14}) są równe zero, co oznacza, że rodzaje te nie mogą istnieć samodzielnie. Dopiero w obecności pozostałych rodzajów wzbudzają się, reprezentując efekt sprzężenia między radiatorami, co obserwować można na rysunku 3.47b. Fakt ten pokazuje, że analiza rozdzielna znajduje zastosowanie w przypadku pojedynczych radiatorów. Natomiast w przypadku dipoli konieczne jest jej uzupełnienie poprzez zastosowanie analizy łącznej.

W obliczeniach analizy rozdzielnej obserwuje się rezonans na częstotliwości 5,2 GHz. Jest on związany z rodzajem TM^e_{11}. W wynikach analizy łącznej można zauważyć przesunięcie się tego rezonansu do częstotliwości 4,7 GHz. Jest ono związane z dużo lepszym modelowaniem rozkładu gęstości prądu w dipolu, gdy do jego zapisania wykorzysta się pozostałe rodzaje (zwłaszcza rodzaj TM^e_{12}). Przesunięcie to będzie tym większe, im większe będzie sprzężenie między radiatorami. Na wykresie 3.47b można zaobserwować także drugi rezonans (8,5 GHz) związany z rodzajem (TM^e_{12}). Obydwa rezonanse zaznaczają się na charakterystyce znormalizowanej mocy całkowitej (rysunek 3.46b), pierwszy - wyraźnie, jako częstotliwość rezonansowa dipola (4,7 GHz), drugi - poprzez zafalowanie charakterystyki w pobliżu częstotliwości 8,5 GHz.

Na rysunkach 3.48 i 3.49 przedstawiono rozkład gęstości prądu na częstotliwościach 4,7 GHz i 8,5 GHz. Widać na nich wpływ rodzajów TM^e_{12} i TM^e_{14} modelujących wzajemne sprzężenie między radiatorami - rozkład jest niesymetryczny względem osi y.

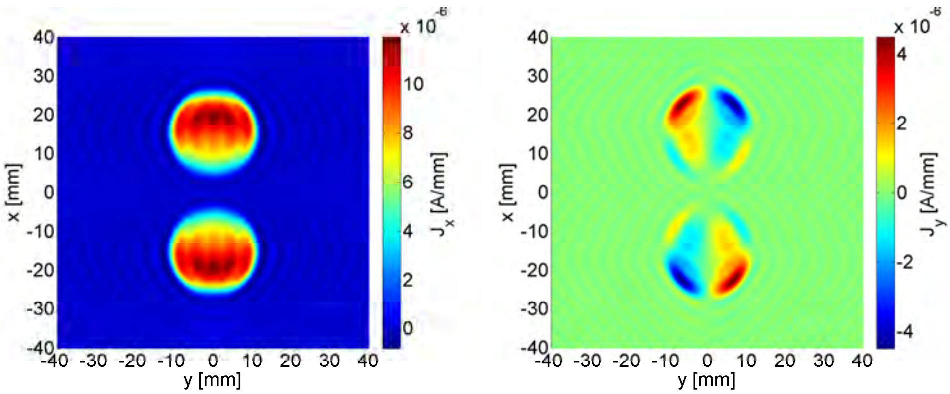
Na rysunkach 3.50, 3.51 przedstawiono charakterystyki promieniowania dipola eliptycznego 12x11x6. Warto zwrócić uwagę, że na częstotliwościach 8,5 GHz i 12 GHz w płaszczyźnie E pojawiają się listki boczne - nie występowały one dla pojedynczych łat. Stosunkowo niskie wartości wyższych rodzajów prądowych mogą świadczyć o tym, że pofalowanie to wynika z mnożnika antenowego.

(a) (b)

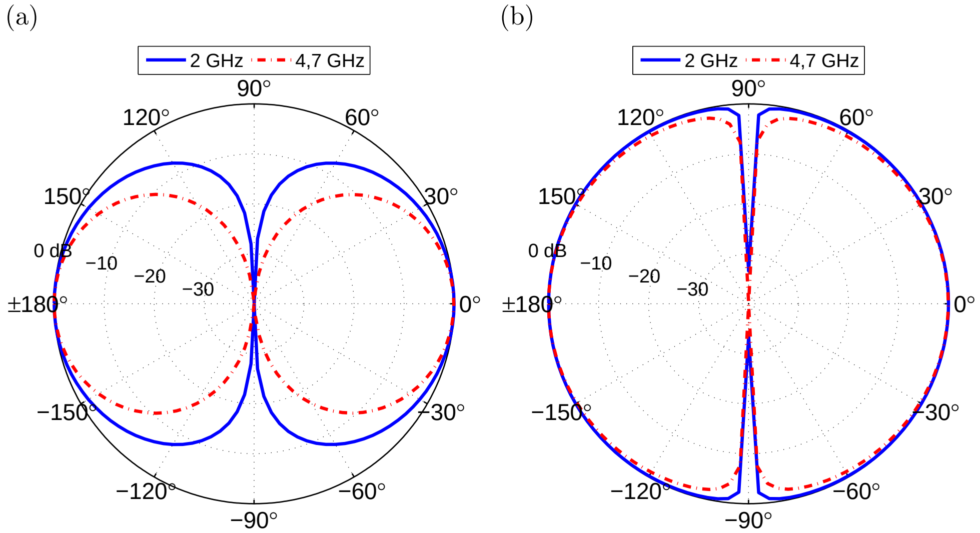


RYSUNEK 3.48: Rozkład gęstości prądu na dipolu eliptycznym 12x11x6 na częstotliwości 4,7 GHz: (a) J_x (b) J_y

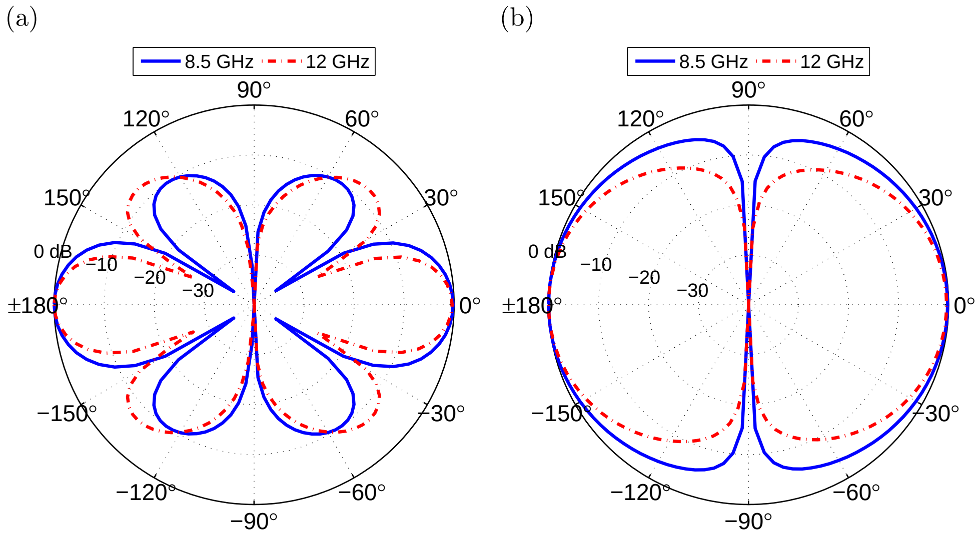
(a) (b)



RYSUNEK 3.49: Rozkład gęstości prądu na dipolu eliptycznym 12x11x6 na częstotliwości 8,5 GHz: (a) J_x (b) J_y



Rysunek 3.50: Charakterystyka promieniowania dipola eliptycznego 12x11x6: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H



Rysunek 3.51: Charakterystyka promieniowania dipola eliptycznego 12x11x6: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

3.4 Podsumowanie

W rozdziale 3 przedstawiono wyniki badań numerycznych dotyczące struktur jedno- i obustronnie otwartych oświetlanych pojedynczą falą płaską. Analizie poddano struktury zawierające łaty o kształcie prostokątnym lub eliptycznym. Rozkład gęstości prądu zaindukowanego na elementach przewodzących zapisano w postaci funkcji bazowych zwanych rodzajami prądowymi. Powiązano je z zaobserwowanymi w badanych strukturach częstotliwościami rezonansowymi, określono ich dobroć oraz przeanalizowano ich wpływ na charakterystyki promieniowania. Badania oparto na koncepcji tzw. rodzajów oświetlających, która dla dowolnej fali płaskiej (padającej na strukturę pod dowolnym kątem) umożliwia określenie amplitudy rodzajów prądowych oraz pola rozproszonego. Weryfikacji wyników uzyskanych przy użyciu zaproponowanej metody dokonano poprzez porównanie z wynikami otrzymanymi z symulatora ADS Momentum - badania przeprowadzono dla struktur jednostronnie otwartych zawierających łaty o kształcie prostokątnym albo eliptycznym, oświetlanych falami padającymi kilku wybranych rodzajów oświetlających IM. Zaobserwowano wysoką zgodność zarówno częstotliwości rezonansowych, jak i większości charakterystyk promieniowania obliczonych przy użyciu obu narzędzi. Zauważone różnice, wynikające z innych typów pobudzenia struktury, zostały opisane i szczegółowo wyjaśnione.

W dalszej części rozdziału 3 badano struktury obustronnie otwarte, zawierające łaty eliptyczne (pojedyncze albo w układzie dipola). W przypadku pojedynczych łat eliptycznych, uzyskane wyniki porównano z analogicznymi wynikami otrzymanymi dla struktury jednostronnie otwartej. Z kolei układ dipola badano pod względem potencjalnego zastosowania w technice UWB. W tym celu zdefiniowano parametr ΔP, określający zmienność znormalizowanej mocy całkowitej P_C w paśmie 3,1 - 10,6 GHz. Mniejsza wartość ΔP oznacza potencjalnie większą zdolność struktury do wzbudzenia się przy zastosowaniu innego niż fala płaska pobudzenia (np. poprzez paski koplanarne). Na tej podstawie, spośród badanych dipoli wyselekcjonowano jeden, o najmniejszej wartości ΔP. W następnym rozdziale zostanie on szczegółowo przeanalizowany jako dipol eliptyczny zasilany różnicowo paskami koplanarnymi.

4

Ujednolicona metoda projektowania

W poprzednim rozdziale przedstawiono wyniki badań numerycznych dotyczących analizy rodzajowej struktur planarnych składających się z podłoża dielektrycznego, na którego powierzchni umieszczono nieskończenie cienkie przewodzące warstwy w kształcie prostokąta lub elipsy. Wśród analizowanych struktur znajdowały się dipole eliptyczne, charakteryzujące się szerokim pasmem pracy. Jako parametr określający zdolność promienników do pracy szerokopasmowej (w paśmie UWB) zdefiniowano zmienność znormalizowanej mocy całkowitej w tymże paśmie, oznaczoną jako ΔP. Najmniejszą wartością tego parametru (a więc najszerszym pasmem pracy) charakteryzował się dipol eliptyczny oznaczony symbolem 12x11x6. Ten też promiennik wybrano do dalszej analizy, którą przeprowadzono w oparciu o zaproponowaną przez autora i przedstawioną w niniejszym rozdziale ujednoliconą metodę projektowania anten dipolowych [86]. Wyróżnia się w niej trzy etapy: (i) projekt promiennika (ii) projekt symetryzatora (iii) końcowe strojenie. Dzięki takiemu podejściu czas obliczeń numerycznych wykorzystywanych przy projektowaniu anteny ulega znacznemu skróceniu. Dodatkowo w etapie pierwszym definiowany jest parametr określający dopasowanie impedancyjne promiennika. W konsekwencji już w tym kroku można zoptymalizować kształt i wymiary promiennika, uniezależniając tę procedurę od układu zasilającego (symetryzatora) [86].

Zaproponowaną metodę omówiono wykorzystując analizowane w rozdziale 3 promienniki eliptyczne (w układzie dipola) zasilane poprzez paski koplanarne. Zastosowanie tego typu pobudzenia pozwala na dołączenie do radiatora symetryzatora, stanowiącego razem z promiennikami gotową do pracy antenę. Należy nadmienić, że proponowany algorytm może być zastosowany do projektowania anten o dowolnych kształtach ramion.

Obliczenia numeryczne prowadzono przy wykorzystaniu pełnofalowego symulatora ADS Momentum.

4.1 Algorytm projektowania

Planarne anteny dipolowe zasilane z linii niesymetrycznej składają się z radiatora oraz symetryzatora. Pierwszy z nich najczęściej zasilany jest linią symetryczną (np. koplanarnymi paskami w przypadku struktur planarnych), drugi - jest transformatorem linii niesymetrycznej (mikropasek) w linię symetryczną (paski koplanarne). Jego zadaniem jest również dopasowanie impedancji wejściowej promiennika do standardowej wartości 50 Ω.

W zaproponowanej metodzie można wyróżnić trzy główne etapy projektowania:

- projekt radiatora,
- projekt symetryzatora obciążonego impedancją wejściową radiatora, zaprojektowanego w etapie I,
- końcowe strojenie.

W literaturze fachowej podejmującej zagadnienie projektowania planarnych anten dipolowych, badania numeryczne dotyczą zwykle całej anteny [79–84] oraz jej parametrów elektrycznych, takich jak WFS, charakterystyka promieniowania czy charakterystyka dyspersyjna. W przypadku zaproponowanej metody, w etapie pierwszym badane jest dopasowanie impedancyjne promiennika - tj. współczynnik fali stojącej (WFS) zdefiniowany na wejściu radiatora przy odpowiednio dobranej impedancji odniesienia. Zagadnienie to zostanie szczegółowo opisane w dalszej części pracy. W etapie drugim badany jest WFS na wejściu symetryzatora obciążonego na wyjściu impedancją wejściową zaprojektowanego w etapie pierwszym promiennika. Zakłada się przy tym, że pomiędzy radiatorem a symetryzatorem nie istnieje oddziaływanie elektromagnetyczne lub jest ono pomijalnie małe. Z tego założenia wynika trzeci etap, polegający na końcowym strojeniu całego układu (zaprojektowany symetryzator łącznie z radiatorem), w którym badany jest współczynnik WFS na wejściu anteny.

Efektem zastosowania zaproponowanej metody jest skrócenie czasu obliczeń numerycznych wspomagających proces projektowania anten. Skrócenie to wynika z dwóch faktów:

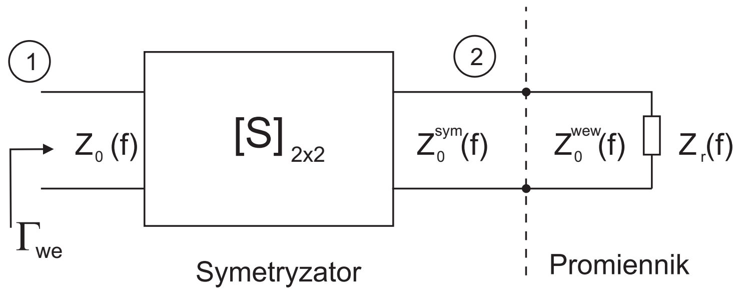
- osobne analizowanie radiatora i symetryzatora wymusza zaniedbanie wzajemnego sprzężenia między nimi, przez co suma czasu poświęconego na symulację osobno radiatora i osobno symetryzatora jest mniejsza niż całkowity czas symulacji całej anteny (w przypadku przedstawionych w niniejszej pracy struktur redukcję czasu oszacowano na poziomie około 20%),
- rozdzielenie procesu projektowania zmniejsza liczbę równocześnie optymalizowanych zmiennych (skrócenie czasu obliczeń zależy od całkowitej liczby optymalizowanych zmiennych).

4.1.1 Współczynnik RQF

Zaproponowana metoda wymaga, aby każdy promiennik był scharakteryzowany poprzez wprowadzony przez autora parametr RQF (ang. *Radiator Quality Factor*). Dostarcza on informacji na temat maksymalnej (w danym paśmie) wartości współczynnika fali stojącej (WFS) na wejściu radiatora, przy odpowiednio dobranej impedancji odniesienia. Dokładna definicja wymaga przeprowadzenia obszerniejszych rozważań.

Niech antena o paśmie pracy B=$[f_d, f_g]$ składa się z promiennika o impedancji wejściowej $Z_r(f)$ oraz symetryzatora opisanego macierzą rozproszenia $\mathbf{S}_{2x2}$. Schemat takiej anteny pokazano na rysunku 4.1. Przyjęto na nim następujące oznaczenia:

- $Z_0^{\text{wew}}(f)$ - impedancja charakterystyczna koplanarnych pasków zasilających radiator,
- $Z_0^{\text{sym}}(f)$ - impedancja charakterystyczna wyjściowej linii symetryzatora,

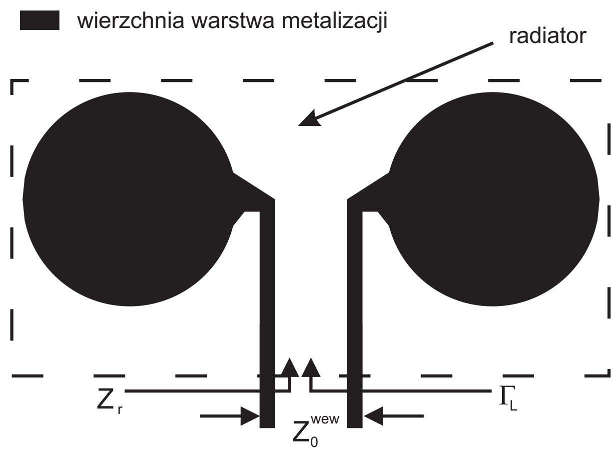


Rysunek 4.1: Schemat anetny dipolowej (na podstawie [86])

- $Z_0(f)$ - impedancja charakterystyczna linii wejściowej symetryzatora (najczęściej 50 Ω).

Impedancje $Z_0^{\mathrm{sym}}(f)$ i $Z_0^{\mathrm{wew}}(f)$ zostały rozróżnione, choć w rzeczywistości stanowią tę samą linię. Niemniej podział ten pozwala na wyodrębnienie z całego układu dwóch części: symetryzatora i promiennika.

Promiennik można przedstawić w sposób pokazany na rysunku 4.2, ze zdefiniowanym współczynnikiem odbicia Γ_L oraz impedancją wejściową radiatora Z_r. Zakłada się, że do promiennika dołączona jest nieskończenie długa, bezstratna linia o impedancji charakterystycznej Z_0^{wew} (Z_0^{wew} przyjmuje wartości rzeczywiste). Przy takim założeniu współ-



Rysunek 4.2: Schemat promiennika (na podstawie [86])

czynnik $\Gamma_L(f)$ wyrażony jest następującym wzorem:

$$\Gamma_L(f) = \frac{Z_r(f) - Z_0^{\mathrm{wew}}(f)}{Z_r(f) + Z_0^{\mathrm{wew}}(f)} \tag{4.1}$$

Impedancja linii zasilającej zmienia się w funkcji częstotliwości. Zmiany te jednak nie są duże - w paśmie UWB impedancja ta zmienia się o kilka procent. Można zatem przyjąć stałą wartość impedancji w całym paśmie:

$$Z_0^{\mathrm{ref}} = Z_0^{\mathrm{int}}(f = f_0) \qquad f_0 = \frac{f_d + f_g}{2} \tag{4.2}$$

W takim przypadku współczynnik odbicia $\bar{\Gamma}_L(f)$ zdefiniowany względem impedancji charakterystycznej pasków koplanarnych, obliczonej na częstotliwości środkowej, ma następującą postać:

$$\bar{\Gamma}_L(f) = \frac{Z_r(f) - Z_0^{\text{ref}}}{Z_r(f) + Z_0^{\text{ref}}} \tag{4.3}$$

Określimy teraz maksymalną wartość, jaką w paśmie B=$[f_d, f_g]$ przyjmuje moduł współczynnika $\bar{\Gamma}_L(f)$:

$$\Gamma_{\max} = \max_{f \in B} |\bar{\Gamma}_L(f)| \tag{4.4}$$

Zwróćmy uwagę, że przy zadanym $Z_r(f)$ wartość $\Gamma_{\max}$ zależy tylko od Z_0^{ref}. Jeżeli założymy, że istnieje taka wartość Z_0^{ref}, przy której współczynnik $\Gamma_{\max}$ osiąga minimum, to wartość tę oznaczymy jako Z_0^{opt}, zaś odpowiadający tej wartości współczynnik $\bar{\Gamma}_L$ oznaczymy przez Γ_{opt}:

$$\Gamma_{\text{opt}}(f) = \frac{Z_r(f) - Z_0^{\text{opt}}}{Z_r(f) + Z_0^{\text{opt}}} \tag{4.5}$$

Zdefiniujmy teraz współczynnik RQF następującą zależnością:

$$\text{RQF} = \max_{f \in B} \left(\frac{1 + |\Gamma_{\text{opt}}(f)|}{1 - |\Gamma_{\text{opt}}(f)|} \right) \tag{4.6}$$

Jak widać, współczynnik RQF ma sens WFS dla przypadku optymalnie dobranej wartości impedancji charakterystycznej linii.

Należy podkreślić, że współczynnik RQF nie uwzględnia dyspersji linii dołączonej do radiatora. Dopiero zastosowanie wzoru (4.1) daje prawdziwą informację na temat współczynnika odbicia na wejściu radiatora. Mimo to, spełnienie warunku:

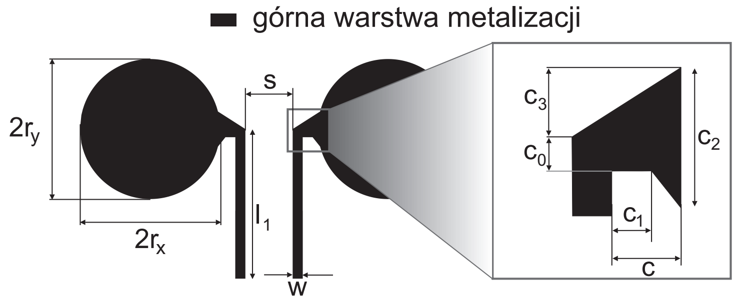
$$Z_0^{\text{sym}}(f = f_0) = Z_0^{\text{wew}}(f = f_0) \approx Z_0^{\text{opt}} \tag{4.7}$$

gwarantuje wysoką zgodność obydwu przypadków (model dyspersyjny i niedyspersyjny linii).

4.1.2 Projekt radiatora - etap I

Przedstawimy teraz procedurę wykorzystującą wprowadzony współczynnik RQF, służącą projektowaniu promienników dipolowych pracujących w paśmie UWB, zasilanych przy pomocy pasków koplanarnych. W tym celu wykorzystane zostaną analizowane w rozdziale 3 dipole eliptyczne. W każdym z nich wyróżnić można trzy części, widoczne na schemacie (rys. 4.3):

- radiator właściwy, którego rozmiary określone są poprzez półosie r_x i r_y,
- element sprzęgający, pomiędzy radiatorem właściwym a paskami koplanarnymi - określony przez parametr c,
- paski koplanarne, określone poprzez wymiary l_1, w i s.



Rysunek 4.3: Schemat promiennika (na podstawie [86])

Tabela 4.1: Niezmienne wartości parametrów radiatora z rys. 4.3

l_1 [mm]	w [mm]	c_0 [mm]	c_1 [mm]	c_2[mm]	c_3 [mm]
28	1,72	1,4	2/3c	5,4	3,0

W procesie projektowania zmieniane będą dwa parametry s i c, tak aby uzyskać jak najmniejszą wartość RQF. Pozostałe wielkości opisujące promiennik są niezmienne i identyczne dla każdego z radiatorów (z wyjątkiem parametru c_1 zależnego od c). Ich wartości przedstawiono w Tabeli 4.1. Promienniki realizowane są na podłożu dielektrycznym o przenikalności elektrycznej $\varepsilon_r = 3{,}5$ i grubości $h = 0{,}76$ mm. Stąd szerokość pasków $w = 1{,}72$ mm - taka bowiem wartość zapewnia linii mikropaskowej (z którą połączony będzie jeden z koplanarnych pasków) impedancję charakterystyczną na częstotliwości środkowej pasma UWB równą 50 Ω. Niezmienne wartości parametrów radiatora oraz podłoża można oznaczyć jako wektor **inv**, zaś parametry radiatora poddane optymalizacji jako wektor **var** [86]:

$$\mathbf{inv} = [\varepsilon_r \ h \ l_1 \ w \ c_0 \ c_1 \ c_2 \ c_3] \qquad \mathbf{var} = [s \ c] \tag{4.8}$$

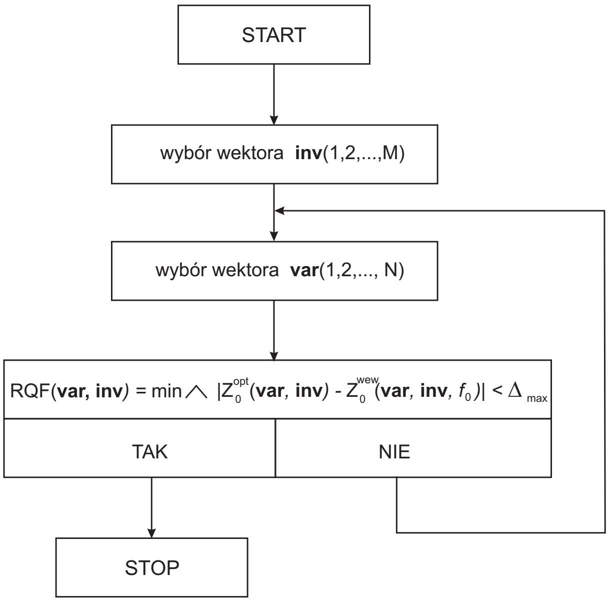
Z tego wynika już jasno, że

$$RQF = f(\mathbf{inv}, \ \mathbf{var}) \tag{4.9}$$

Poszukiwanie najmniejszej wartości RQF przeprowadzone zostanie w oparciu o procedurę iteracyjną (zaproponowaną w [86]), którą schematycznie przedstawiono na rysunku 4.4.

Projekt radiatora rozpoczyna się od wyboru parametrów podłoża oraz określenia niezmiennych wielkości opisujących kształt promiennika (wektor **inv**). Następnie rozpoczyna się pętla iteracyjna - określane są wartości zmiennych parametrów zawartych w wektorze **var**. W kolejnym kroku obliczana jest wartość współczynnika RQF, będącego funkcją wektorów **var** i **inv** oraz wartości impedancji optymalnej Z_{opt} i wewnętrznej Z_{wew} (ta ostatnia na częstotliwości środkowej f_0). Pętla iteracyjna przerywana jest w momencie osiągnięcia minimalnej wartości współczynnika RQF, przy spełnieniu warunku odpowiednio małej różnicy między impedancją Z_{opt} i Z_{wew}.

Na podstawie przedstawionej procedury zaprojektowano pierwszy promiennik - dipol eliptyczny 8x7,4 - poszukując takich wartości parametru s i c, dla których wartość współczynnika RQF jest minimalna. Po przeprowadzeniu kilku iteracji odnaleziono następujące



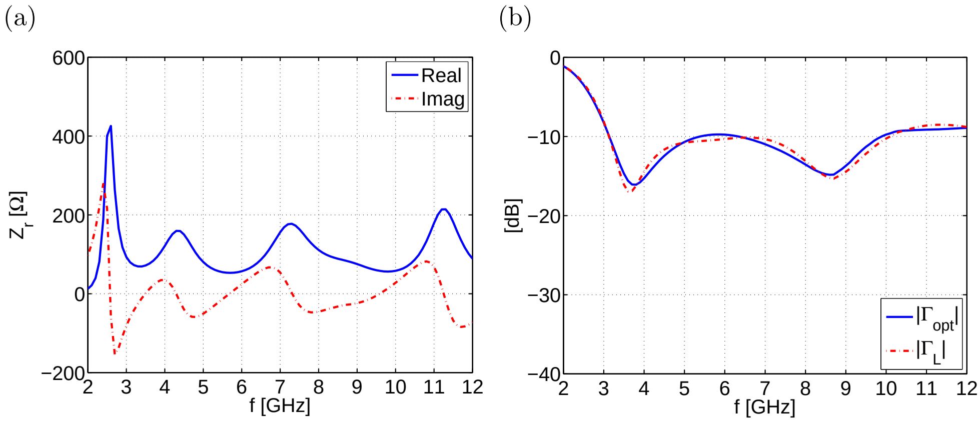
RYSUNEK 4.4: Procedura iteracyjna projektowania promiennika

wartości: $s_{\text{opt}} = 0{,}2$ mm; $c_{\text{opt}} = 1,2$ mm. Zapewniają one najmniejszą (dla radiatora o tych wymiarach) wartość RQF = 2,06. Impedancja optymalna dla tego przypadku równa jest 105,7 Ω. Z kolei impedancja charakterystyczna pasków koplanarnych o szerokości w równej 1,72 mm i odstępie $s = s_{\text{opt}}$ równym 0,9 mm zmienia się w paśmie UWB od 98 Ω do 102 Ω. Należy przypomnieć, że wartość RQF określona jest dla niedyspersyjnej linii o impedancji charakterystycznej Z_0^{opt}. Różnice między wartościami $|\Gamma_{\text{opt}}|$ i $|\Gamma_L|$ można zaobserwować na rysunku 4.5. Wykres ten pokazuje jak zmienia się współczynnik odbicia dla dwóch przypadków linii: o stałej i o zmiennej w zadanym paśmie wartości impedancji charakterystycznej. Różnice w obydwu przypadkach są niewielkie: współczynnik RQF równy jest 2,06, zaś maksymalna wartość WFS w paśmie UWB dla linii dyspersyjnej wynosi 2,10. Przykład ten pokazuje, że nawet gdy Z_0^{opt} nie zawiera się w przedziale zmienności dyspersyjnej linii rzeczywistej, to różnice między $|\Gamma_{\text{opt}}|$ i $|\Gamma_L|$ mogą być pomijalnie małe.

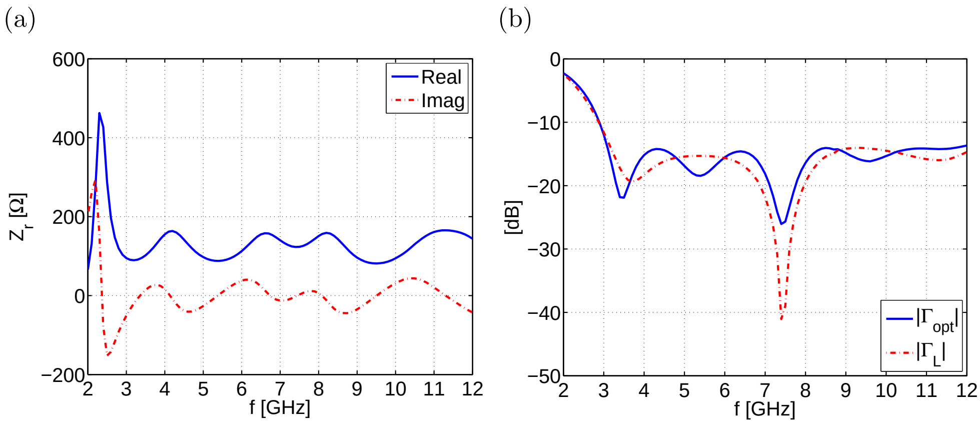
Kolejne obliczenia przeprowadzono dla czterech pozostałych dipoli eliptycznych. Po znalezieniu optymalnych wartości s i c, gwarantujących najmniejszą wartość RQF dla każdego z przypadków, obliczono charakterystyki impedancji wejściowej Z_r oraz modułów współczynników odbicia $|\Gamma_{\text{opt}}|$ i $|\Gamma_L|$. Przedstawiono je na rysunkach 4.6 - 4.9.

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że najmniejszą wartością RQF = 1,30 charakteryzuje się dipol eliptyczny 12x11, nieco większą, bo równą 1,34 dipole 14x12,9 i 16x14,7. Największą wartość RQF równą 1,49 i 2,06 posiadają odpowiednio dipole 10x9,2 i 8x7,4. Należy zwrócić uwagę, że wartości RQF są proporcjonalne do obliczonych i przedstawionych w rozdziale 3 wartości parametru ΔP (Tabela 4.2). Świadczy to o możliwości zastosowania w projektowaniu dipoli eliptycznych parametru ΔP.

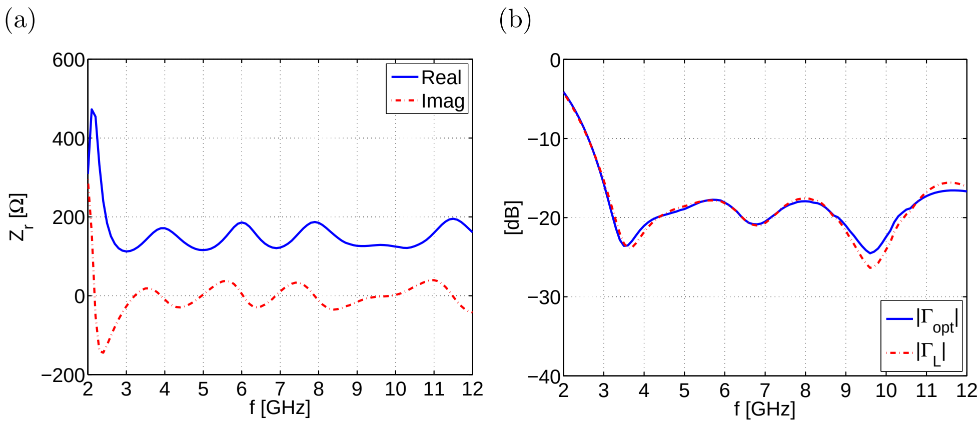
W Tabeli 4.2 przedstawiono wartości RQF dla optymalnie dobranych wartości s i c, wyliczone wartości impedancji optymalnej oraz zakres zmian impedancji rzeczywistej w paśmie UWB. Dla porównania umieszczono również wartości parametru ΔP.



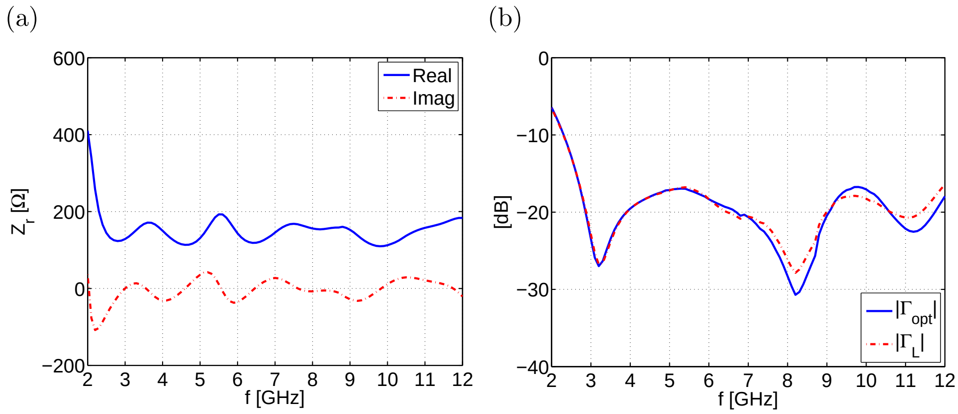
RYSUNEK 4.5: Impedancja wejściowa oraz współczynnik odbicia obliczone przy pomocy ADS Momentum dla dipola eliptycznego 8x7,4



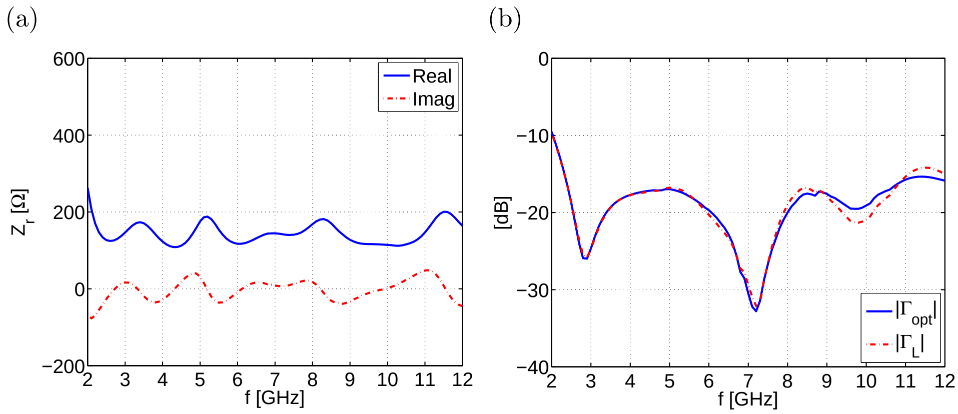
RYSUNEK 4.6: Impedancja wejściowa oraz współczynnik odbicia obliczone przy pomocy ADS Momentum dla dipola eliptycznego 10x9,2



RYSUNEK 4.7: Impedancja wejściowa oraz współczynnik odbicia obliczone pry pomocy ADS Momentum dla dipola eliptycznego 12x11



RYSUNEK 4.8: Impedancja wejściowa oraz współczynnik odbicia obliczone przy pomocy ADS Momentum dla dipola eliptycznego 14x12,9

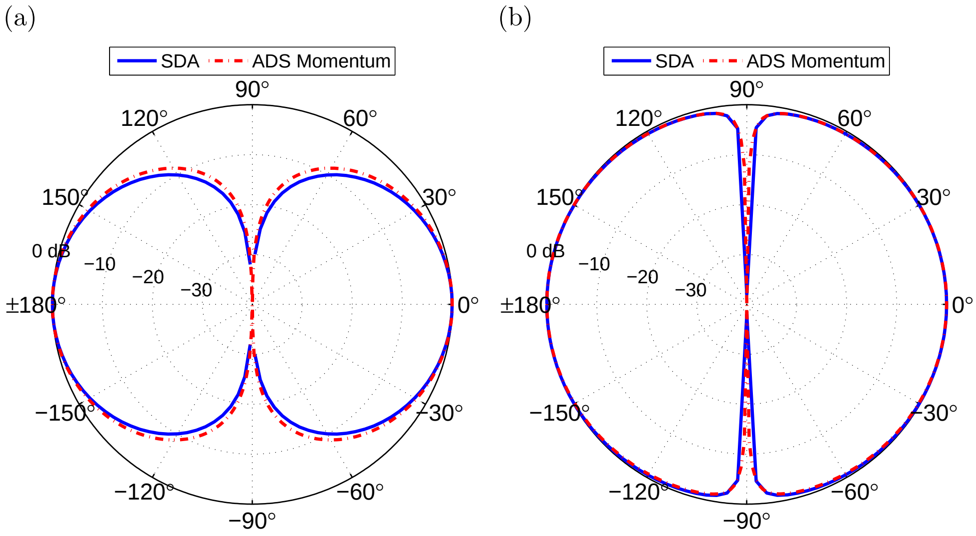


RYSUNEK 4.9: Impedancja wejściowa oraz współczynnik odbicia obliczone przy pomocy ADS Momentum dla dipola eliptycznego 16x14,7

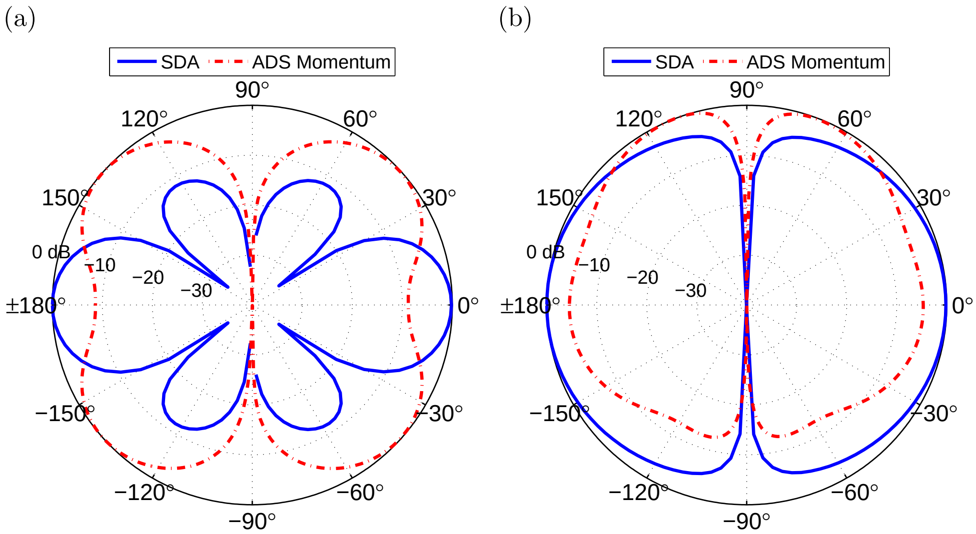
TABELA 4.2: Parametry elektryczne zaprojektowanych dipoli (parametr ΔP na podstawie Tabeli 3.27)

r_x [mm]	r_y [mm]	s_{opt} [mm]	c_{opt} [mm]	RQF	Z_{opt} [Ω]	zmiany Z_0^{wew} [Ω] w paśmie 3,1 - 10,6 GHz	ΔP [dB]
8	7,4	0,2	1,2	2,06	105,7	102,0 - 98,8	-8,31
10	9,2	0,5	0,8	1,49	111,5	125,9 - 120,6	-5,40
12	11	0,9	1,0	1,30	144,9	148,5 - 140,8	-3,44
14	12,9	0,9	1,0	1,34	147,0	148,5 - 140,8	-4,13
16	14,7	0,8	1,0	1,34	142,6	143,4 - 136,3	-4,36

Warto zwrócić uwagę, że w przypadku dipola eliptycznego 10x9,2 impedancja optymalna dość znacznie odbiega od impedancji linii. Efektem tego jest większa rozbieżność krzywych $|\Gamma_L|$ i $|\Gamma_{\mathrm{opt}}|$ oraz zwiększenie maksymalnej wartości WFS w paśmie UWB z 1,49 do 1,56.

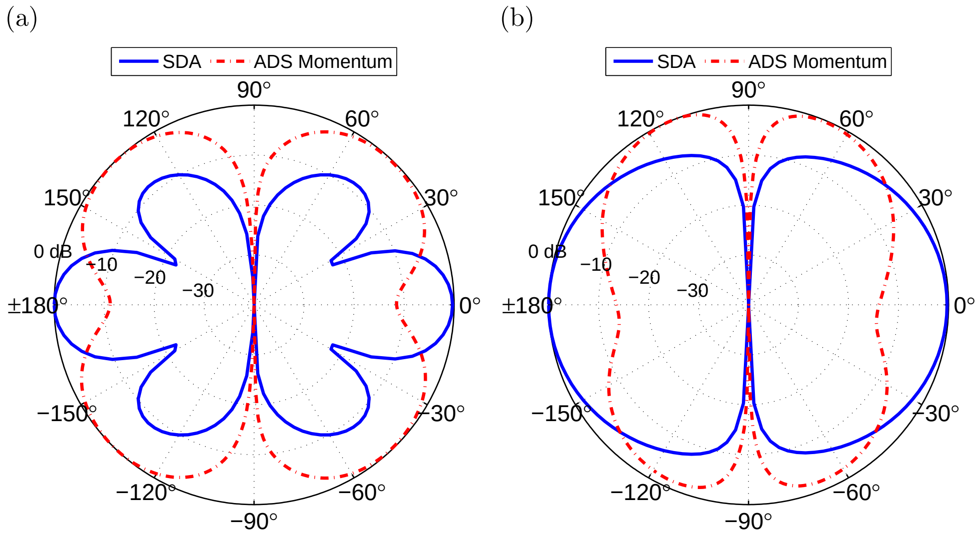


Rysunek 4.10: Porównanie charakterystyk promieniowania dipola eliptycznego 12x11 na częstotliwości 3,25 GHz: (a) płaszczyzna E; (b) płaszczyzna H



Rysunek 4.11: Porównanie charakterystyk promieniowania dipola eliptycznego 12x11 na częstotliwości 8 GHz: (a) płaszczyzna E; (b) płaszczyzna H

Na rysunkach 4.10 - 4.12 porównano charakterystyki promieniowania zaprojektowanego radiatora 12x11 (z paskami koplanarnymi) obliczone przy pomocy pełnofalowego

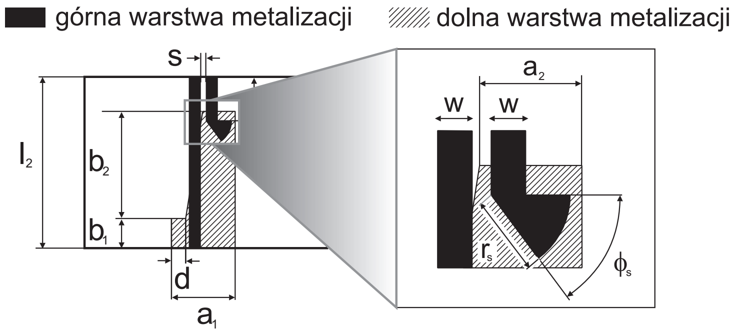


Rysunek 4.12: Porównanie charakterystyk promieniowania dipola eliptycznego 12x11 na częstotliwości 10,5 GHz: (a) płaszczyzna E; (b) płaszczyzna H

symulatora ADS Momentum oraz radiatora (bez pasków zasilających) obliczone przy pomocy metody przedstawionej w rozdziale 2. Na najniższej częstotliwości pasma UWB charakterystyki w obu przypadkach są niemal identyczne. Na wyższych częstotliwościach różnice są już znaczne. Widać tu wpływ układu zasilającego, tj. pasków koplanarnych (charakterystyka w płaszczyźnie H obliczona w ADS Momentum jest niesymetryczna) oraz układu sprzęgającego paski z radiatorem. Wynika to z faktu, że metoda zaprezentowana w rozdziale 2 nie uwzględnia istnienia pasków koplanarnych, a przez to promieniowania z układu zasilającego. Z tego powodu rozkład gęstości prądu na wyższych częstotliwościach obliczony przy oświetleniu struktury falą płaską znacznie odbiega od przypadku zasilania promienników przy pomocy pasków koplanarnych.

4.1.3 Projekt symetryzatora i kompletnej anteny - etap II i III

Spośród analizowanych w rozdziale 4.1.2 promienników najmniejszą wartością RQF charakteryzuje się dipol eliptyczny 12x11. Zbliżoną wartość RQF posiadają też dwa kolejne promienniki - 14x12,9 i 16x14,7 mm. Biorąc pod uwagę ich większe rozmiary, do drugiego etapu, polegającego na zaprojektowaniu symetryzatora obciążonego impedancją wejściową radiatora, wybrany zostaje dipol eliptyczny 12x11. Schemat symetryzatora przedstawiono na rysunku 4.13. Zadaniem symetryzatora jest dopasowanie impedancji promiennika do standardu 50Ω oraz transformacja linii niesymetrycznej w linię symetryczną. Przejście to jest zrealizowane za pomocą (i) skończonej, odpowiednio wyprofilowanej warstwy masy oraz (ii) sęka radialnego zapewniającego sprzężenie pomiędzy warstwą masy a jednym z pasków koplanarnych. Optymalizowany układ składa się z przedstawionego na rysunku 4.13 symetryzatora, na którego wyjściu dołączono impedancję wejściową dipola eliptycznego 12x11 Z_r. Optymalizacji zostały poddane następujące parametry: l_2, d, a_1, a_2, b_1, b_2, r_s, ϕ_s.

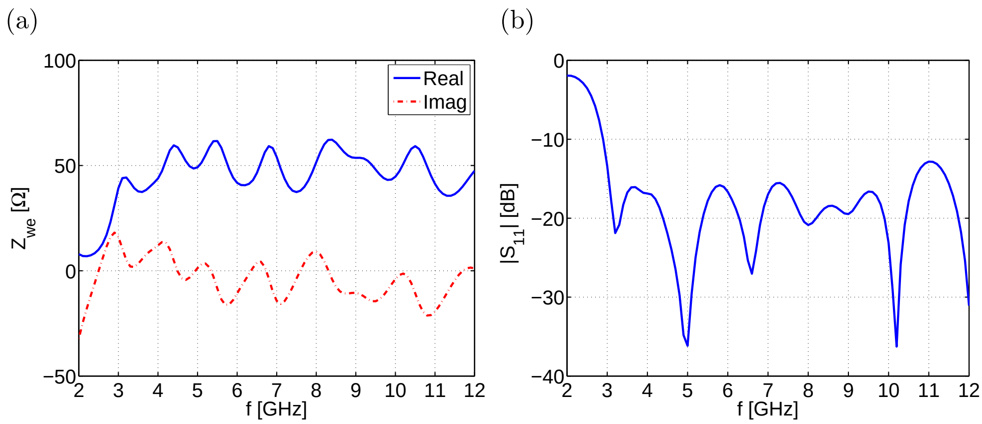


RYSUNEK 4.13: Schemat zastosowanego w projekcie symetryzatora (na podstawie [86])

TABELA 4.3: Ostateczne parametry zaprojektowanej anteny o ramionach eliptycznych na podłożu $\varepsilon_r = 3,5$ i $h = 0,76$ mm (na podstawie [86])

r_1/r_2 [mm/mm]	12/11	s [mm]	0,90	a_2 [mm]	4,77
c [mm]	1,00	w [mm]	1,72	b_1 [mm]	2,00
c_0 [mm]	1,40	l_1 [mm]	29,00	b_2 [mm]	18,09
c_1 [mm]	0,66	l_2 [mm]	10,00	d [mm]	2,14
c_2 [mm]	5,40	l_3 [mm]	2,00	r_s [mm]	3,68
c_3 [mm]	3,00	a_1 [mm]	10,00	ϕ_s [^{o}]	62,39

Po uzyskaniu optymalnych, ze względu na dopasowanie, parametrów, końcowemu dostrojeniu podlegał cały układ (promiennik z symetryzatorem). Na tym etapie niezbędnym okazało się dokonanie tylko jednej zmiany - wydłużenia o 1 mm linii zasilającej w celu polepszenia dopasowania. Brak większych zmian świadczy o tym, że zaproponowana metoda jest skuteczna, a postawione założenie o zaniedbywalnym poziomie sprzężenia między



RYSUNEK 4.14: Wyniki numeryczne: (a) impedancja wejściowa anteny; (b) współczynnik odbicia na wejściu anteny

promiennikiem i układem zasilania (w wypadku tego promiennika i tego symetryzatora) jest słuszne. Ostateczne wymiary kompletnej anteny pokazano w Tabeli 4.3. Impedancję wejściową oraz moduł współczynnika odbicia zaprojektowanej anteny przedstawiono na rysunku 4.14 Maksymalna wartość WFS w paśmie UWB wynosi 1,40. Jest to zatem o 0,1 więcej od wartości RQF obliczonej na etapie projektowania ramion dipola.

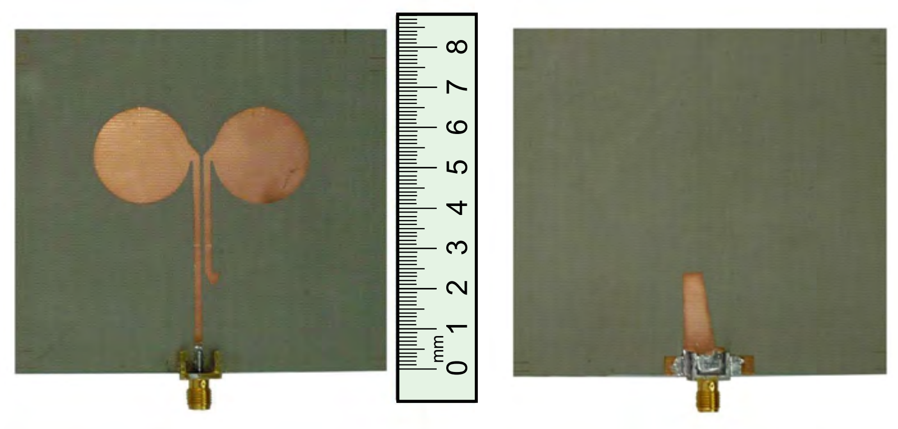
Przedstawiona w niniejszym rozdziale metoda była wykorzystywana w projektowaniu planarnych anten dipolowych opisanych w [86, 94, 95]. W następnym rozdziale przedstawiono wyniki numeryczne i eksperymentalne czterech anten zaprojektowanych w oparciu o zaproponowaną metodę.

5
Wyniki eksperymentalne

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki pomiarów parametrów elektrycznych anten dipolowych o ramionach eliptycznych, zaprojektowanych w oparciu o zaprezentowaną w rozdziale 4 ujednoliconą metodę projektowania. Są to następujące anteny (ze względu na podobieństwo pierwszych trzech anten, w pracy pokazano zdjęcie tylko pierwszej z nich):

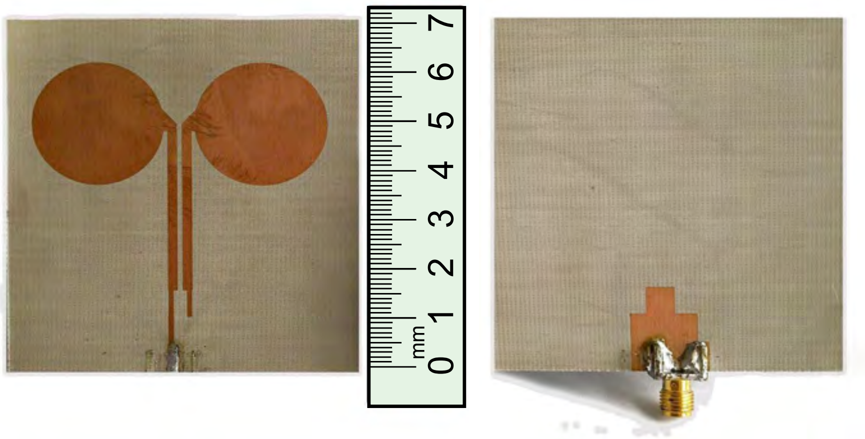
- planarna antena dipolowa o ramionach eliptycznych 12x11 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym (zdjęcie na rysunku 5.1),
- planarna antena dipolowa o ramionach kołowych 12x12 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym,
- planarna antena dipolowa o ramionach kołowych 11x11 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym, zrealizowana na podłożu dwuwarstwowym,
- planarna antena dipolowa o ramionach kołowych 12x12 zasilana symetryzatorem z sękiem prostokątnym (zdjęcie na rysunku 5.2).

(a) (b)



Rysunek 5.1: Zdjęcie anteny dipolowej o ramionach eliptycznych 12x11 zasilanej symetryzatorem z sękiem radialnym: (a) widok od góry; (b) widok od spodu

(a) (b)



RYSUNEK 5.2: Zdjęcie planarnej anteny dipolowej o ramionach eliptycznych 12x12 zasilanej symetryzatorem z sękiem prostokątnym: (a) widok od góry; (b) widok od spodu

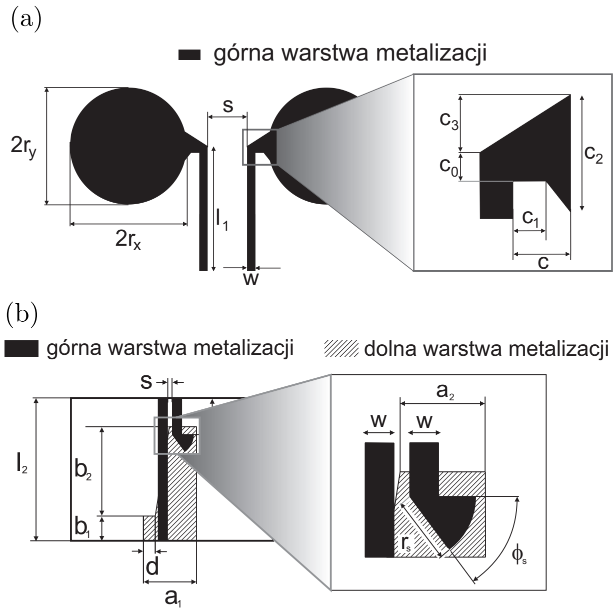
5.1 Antena dipolowa o ramionach eliptycznych 12x11 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym

Projekt tej anteny został szczegółowo przedstawiony w rozdziale 4. Jako promiennik wykorzystano dipol eliptyczny 12x11, dla którego współczynnik RQF był równy 1,30, zaś impedancja optymalna $Z_{\mathrm{opt}} = 145\ \Omega$. Schemat radiatora oraz symetryzatora przedstawiono na rysunku 5.3. W Tabeli 5.1 przedstawiono wymiary zaprojektowanej anteny.

TABELA 5.1: Parametry zaprojektowanej anteny (parametry podłoża: $\varepsilon_r = 3{,}5$; $h = 0{,}76$ mm) (na podstawie [86])

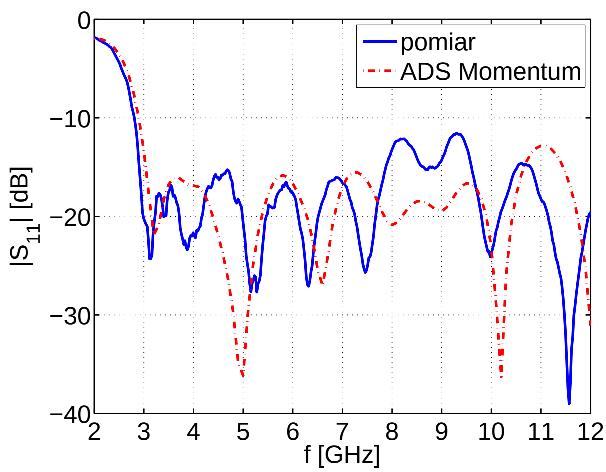
r_1/r_2 [mm/mm]	12/11	s [mm]	0,90	a_2 [mm]	4,77
c [mm]	1,00	w [mm]	1,72	b_1 [mm]	2,00
c_0 [mm]	1,40	l_1 [mm]	29,00	b_2 [mm]	18,09
c_1 [mm]	0,66	l_2 [mm]	10,00	d [mm]	2,14
c_2 [mm]	5,40	l_3 [mm]	2,00	r_s [mm]	3,68
c_3 [mm]	3,00	a_1 [mm]	10,00	ϕ_s [^{o}]	62,39

Na rysunku 5.4 przedstawione zostały charakterystyki modułu współczynnika odbicia - wyniki numeryczne i uzyskane z pomiarów. Przypomnieć należy, że wyniki numeryczne dla samego radiatora gwarantowały w paśmie UWB moduł współczynnika odbicia nie większy niż -16,9 dB. Po zaprojektowaniu symetryzatora, moduł współczynnika odbicia na wejściu anteny wg badań numerycznych nie przekraczał wartości -15,5 dB. Po zrealizowaniu anteny i pomierzeniu współczynnika odbicia, jego moduł w paśmie UWB nie przekra-



RYSUNEK 5.3: Schemat anteny o ramionach eliptycznych: (a) radiator; (b) symetryzator (na podstawie [86])

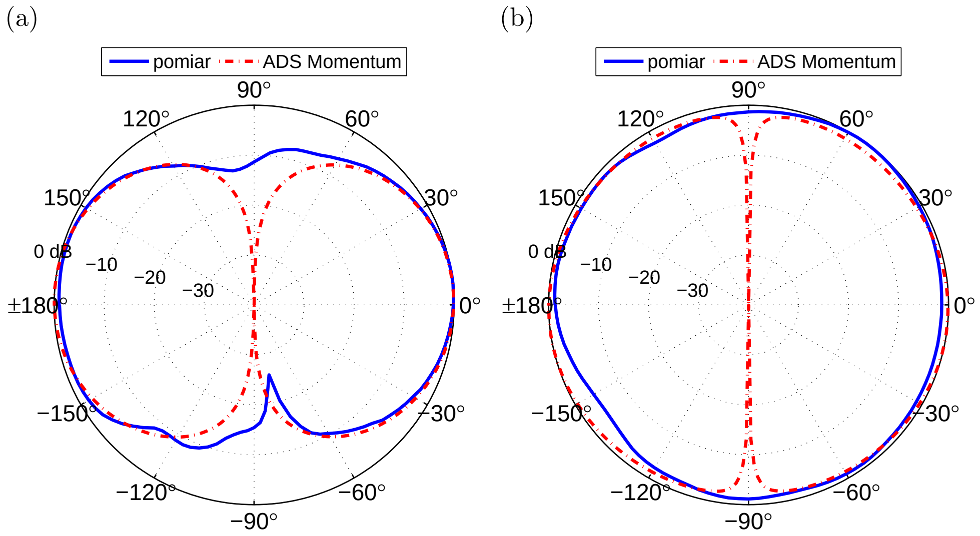
cza wartości -11,5 dB. Mimo znacznego pogorszenia się parametrów odbiciowych anteny zrealizowanej w stosunku do zaprojektowanej, warunek stawiany tego typu antenom w odniesieniu do modułu współczynnika odbicia jest spełniony - nie przekracza wartości -10 dB w całym paśmie UWB. Zwrócić należy uwagę na podobny charakter przedstawionych



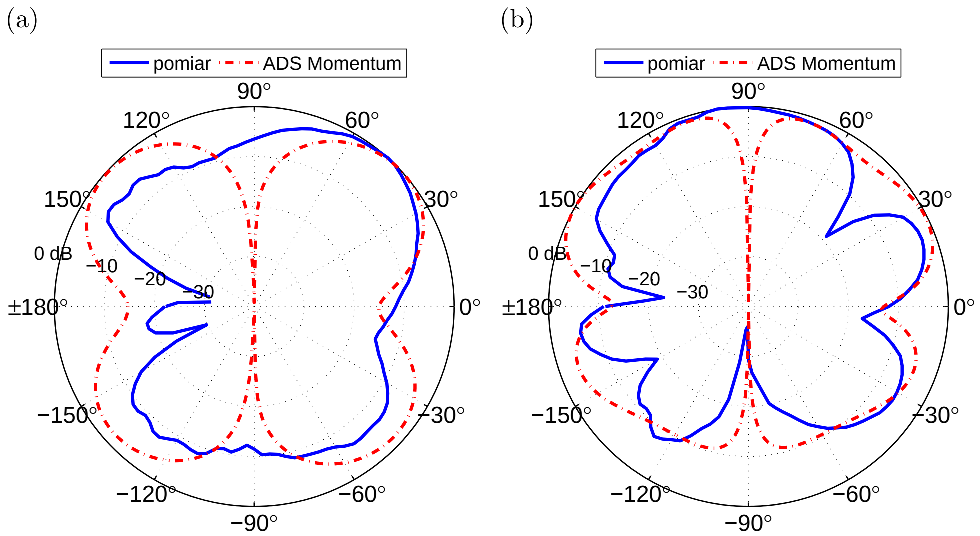
RYSUNEK 5.4: Moduł współczynnika odbicia dla anteny dipolowej o ramionach eliptycznych 12x11 zasilanej symetryzatorem z sękiem radialnym (na podstawie [86])

krzywych wyrażający się w położeniu maksimów i minimów na osi częstotliwości.

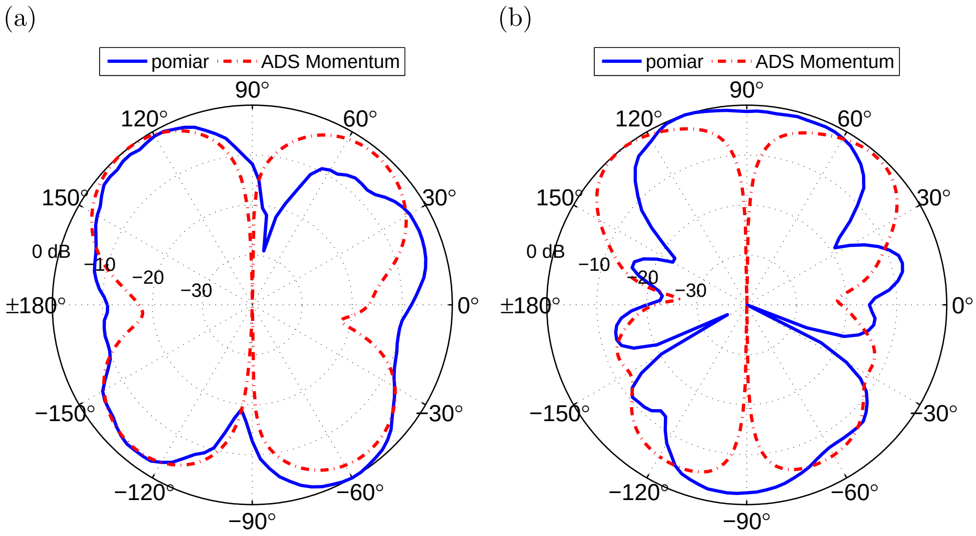
Na rysunkach 5.5 - 5.7 przedstawiono (pomierzone oraz będące wynikiem obliczeń numerycznych) charakterystyki promieniowania zrealizowanej anteny w dwóch płaszczyznach E i H. Można zaobserwować pewną zgodność kształtu zaprezentowanych charakterystyk. Natomiast występujące rozbieżności wytłumaczyć można skończonymi wymiarami podłoża dielektrycznego zastosowanego przy realizacji anteny oraz istnieniem w modelu fizycznym złącza i kabla zasilającego, których nie uwzględniają obliczenia numeryczne. Wpływ tych dwóch ostatnich zwiększa się wraz ze wzrostem częstotliwości.



Rysunek 5.5: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 3,25 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ wpłaszczyźnie H



Rysunek 5.6: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 8 GHz: (a)$|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ wpłaszczyźnie H



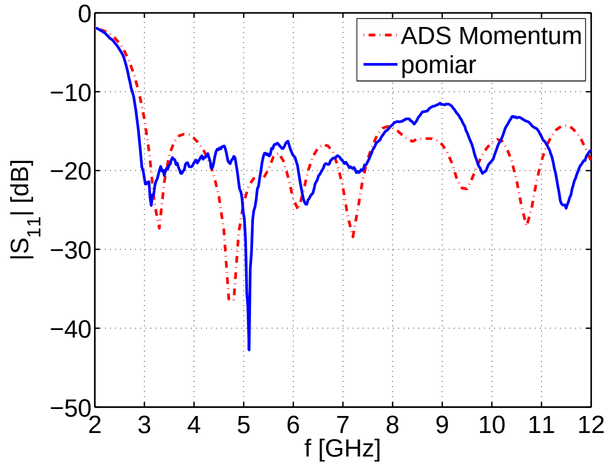
RYSUNEK 5.7: Charakterystyka promieniowania na częstotliwości 10,5 GHz: (a)$|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ wpłaszczyźnie H

5.2 Antena dipolowa o ramionach kołowych 12x12 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym

Przedstawimy teraz projekt anteny, w której jako radiatora użyto promiennika kołowego 12x12 charakteryzującego się współczynnikiem RQF = 1,32 oraz impedancją $Z_{\mathrm{opt}} = 144\ \Omega$. Schemat anteny przedstawiono na rysunku 5.3, zaś wymiary struktury w Tabeli 5.2. Różnice wymiarów anten o ramionach eliptycznych i kołowych są niewielkie. Należy się zatem spodziewać podobnych wyników. Antenę zrealizowano i pomierzono jej parametry elektryczne. Wyniki badań eksperymentalnych oraz numerycznych dotyczących modułu współczynnika odbicia przedstawiono na rysunku 5.8. Moduł współczynnika odbicia zaprojektowanej anteny w paśmie UWB według badań numerycznych w symulatorze ADS Momentum nie powinien przekraczać wartości -14,4 dB. Jest to o ponad 1 dB więcej niż w przypadku anteny o ramionach eliptycznych. Jednak porównując badania

TABELA 5.2: Parametry zaprojektowanej anteny o ramionach kołowych (parametry podłoża: $\varepsilon_r = 3,5$, $h\ =\ 0,76$ mm) (na podstawie [86]). Oznaczenia zgodnie z rys. 5.3

r_1/r_2 [mm/mm]	12/12	s [mm]	0,95	a_2 [mm]	4,72
c [mm]	1,00	w [mm]	1,72	b_1 [mm]	2,00
c_0 [mm]	1,40	l_1 [mm]	30,00	b_2 [mm]	18,24
c_1 [mm]	0,66	l_2 [mm]	10,00	d [mm]	2,23
c_2 [mm]	5,40	l_3 [mm]	2,00	r_s [mm]	3,94
c_3 [mm]	3,00	a_1 [mm]	10,00	ϕ_s [^{o}]	53,38



RYSUNEK 5.8: Moduł współczynnika odbicia dla anteny dipolowej o ramionach kołowych 12x12 zasilanej symetryzatorem z sękiem radialnym (na podstawie [86])

eksperymentalne obu anten można zauważyć tylko niewielkie różnice w poziomie modułu współczynnika odbicia.

Różnice między wynikami numerycznymi a pomiarami widoczne na rys. 5.8 wynikają najprawdopodobniej z obecności w rzeczywistych układach złącza SMA, którego obecność nie była brana pod uwagę w modelu numerycznym. Należy podkreślić jednak fakt, że w każdym z przypadków moduł współczynnika odbicia w paśmie UWB nie przekracza -10 dB. Dodać warto, że współczynnik RQF dla radiatora kołowego wynosi 1,32, a więc jest nieco większy od wartości RQF dla dipola eliptycznego 12x11 (1,30).

Charakterystyki promieniowania dla anteny o ramionach kołowych są bardzo zbliżone do charakterystyk anteny o ramionach eliptycznych (rysunki 5.5 - 5.7). Z tego względu nie zamieszczono ich w niniejszej pracy.

5.3 Antena dipolowa o ramionach kołowych 11x11 zasilana symetryzatorem z sękiem radialnym, zrealizowana na podłożu dwuwarstwowym

Kolejną anteną, którą zaprojektowano w oparciu o zaproponowaną w rozdziale 4 metodę jest antena zrealizowana na podłożu dwuwarstwowym. Warstwa metalizacji promiennika umieszczona jest pomiędzy dwiema warstwami dielektryka, tak jak to pokazano na rysunku 5.9. Głównym celem wykorzystania tej konfiguracji jest sprawdzenie, jak zmieniają się parametry elektryczne tak zaprojektowanej anteny w stosunku do anteny z pojedynczą warstwą dielektryka. Jako podłoże, w którym umieszczono warstwę metalizacji wybrano dielektryk o przenikalności $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 3{,}5$ i grubości $h_1 = h_2 = 0{,}5$ mm. Zastosowanie konfiguracji dwuwarstwowej poskutkowało zmniejszeniem impedancji optymalnej Z_{opt} do 119 Ω (dla dipola eliptycznego było to 145 Ω, a kołowego 144 Ω). Teoretycznie wartość 119 Ω łatwiej dopasować do standardu 50 Ω. Należy jednak wziąć pod uwagę, że

RYSUNEK 5.9: Przekrój anteny w konfiguracji dwuwarstwowej

zaprojektowany w tej konfiguracji promiennik posiada współczynnik RQF równy 1,44. Jest to zatem znacznie większa wartość niż dla promienników opisanych w poprzednich przykładach.

Zaproponowana konfiguracja teoretycznie miała zapewnić zmniejszenie wymiarów anteny ze względu na skrócenie długości fali w dielektryku. Faktycznie zaprojektowany dipol kołowy ma promień równy 11 mm. Jest to jednak nieznaczna różnica w porównaniu z elipsą 12x11.

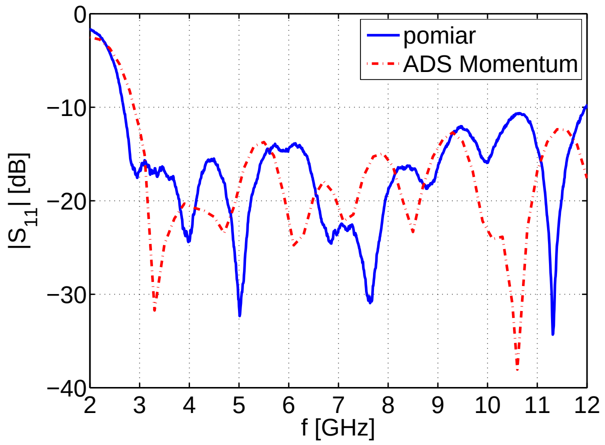
Schemat radiatora i symetryzatora jest identyczny jak w poprzednich dwóch przykładach i został przedstawiony na rysunku 5.3. Wymiary zaprojektowanej anteny przedstawiono w Tabeli 5.3:

TABELA 5.3: Parametry zaprojektowanej anteny o ramionach kołowych (parametry podłoża: $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 3,5$, $h_1 = h_2 = 0,5$ mm) (na podstawie [95]). Oznaczenia zgodne z rys. 5.3

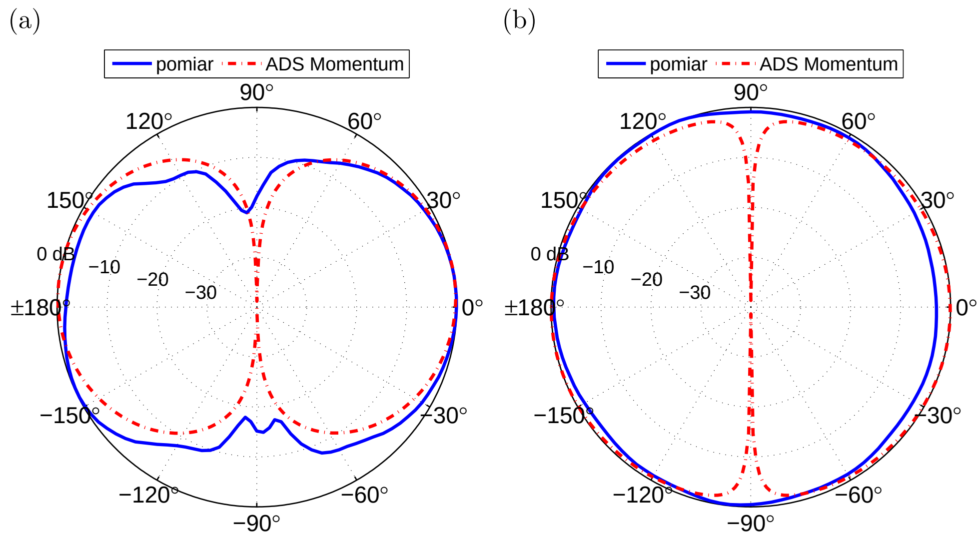
r_1/r_2 [mm/mm]	11/11	s [mm]	0,50	a_2 [mm]	4,70
c [mm]	0,94	w [mm]	1,00	b_1 [mm]	2,00
c_0 [mm]	1,40	l_1 [mm]	18,00	b_2 [mm]	4,55
c_1 [mm]	0,62	l_2 [mm]	25,60	d [mm]	3,10
c_2 [mm]	5,40	l_3 [mm]	5,60	r_s [mm]	1,87
c_3 [mm]	2,80	a_1 [mm]	10,00	ϕ_s [^{o}]	57,00

Po zrealizowaniu anteny pomierzono jej parametry elektryczne. Moduł współczynnika odbicia porównano z wynikami numerycznymi (rysunek 5.10). Na rysunkach 5.11 - 5.13 przedstawiono charakterystyki promieniowania zrealizowanej anteny.

Badania numeryczne pokazują, że poziom modułu współczynnika odbicia w paśmie UWB jest stosunkowo wysoki - sięga wartości -12,7 dB. Rezultat ten jest zgodny z przewidywaniami opartymi na wartości współczynnika RQF, która dla tego radiatora wynosi 1,44. Również wyniki pomiarów dotyczących modułu współczynnika odbicia nie są najlepsze. Na końcu pasma UWB jego wartość zbliża się do -10 dB, będącej wartością graniczną techniki UWB. Różnice między pomierzonymi i uzyskanymi z obliczeń numerycznych charakterystykami promieniowania wynikają (podobnie jak dla struktury jednowarstwowej)

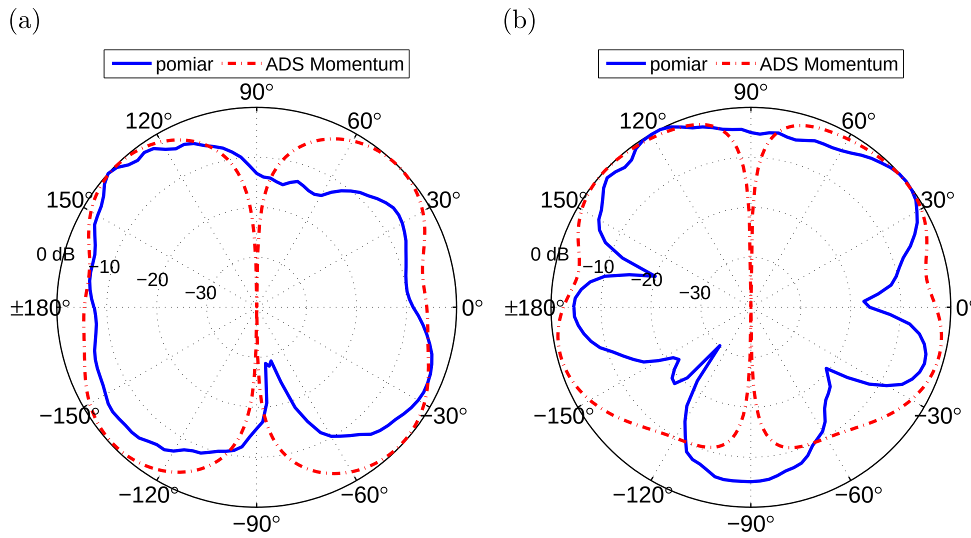


Rysunek 5.10: Moduł współczynnika odbicia dla anteny dipolowej o ramionach kołowych 11x11 zasilanej symetryzatorem z sękiem radialnym, konfiguracja dwuwarstwowa (na podstawie [95]

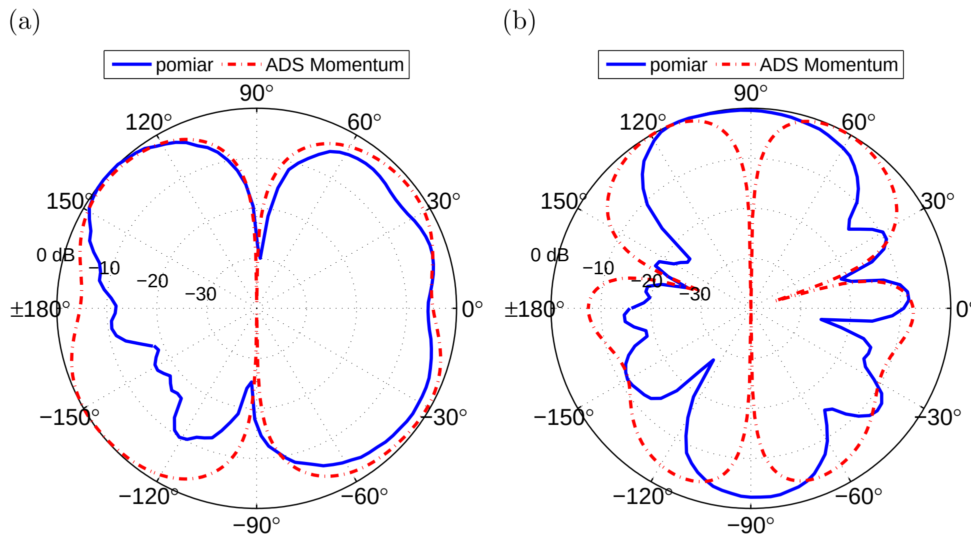


Rysunek 5.11: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 3,25 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

z nieuwzględnienia w symulatorze skończonych wymiarów anteny oraz obecności złącza i kabla zasilającego. Z przedstawionych wyników można zatem wnioskować, że między strukturami jedno- i dwuwarstwowymi nie występują większe różnice, które wskazywałyby na zasadność stosowania tych drugich.



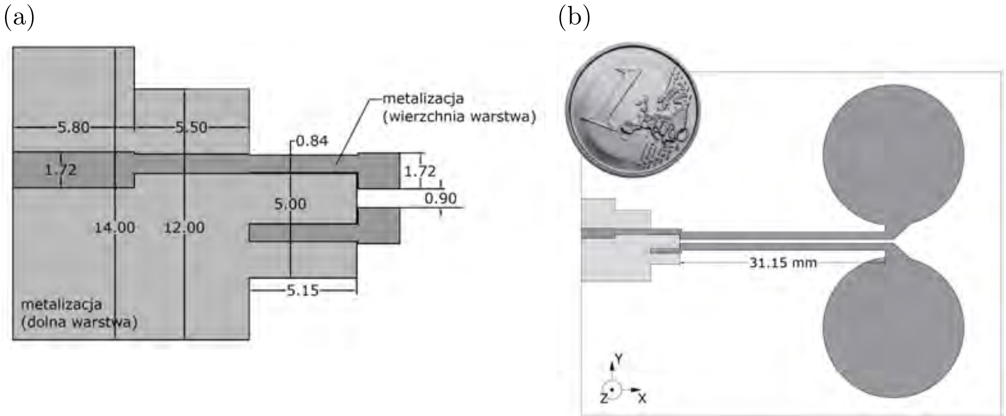
RYSUNEK 5.12: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 8 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H



RYSUNEK 5.13: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 10,5 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H

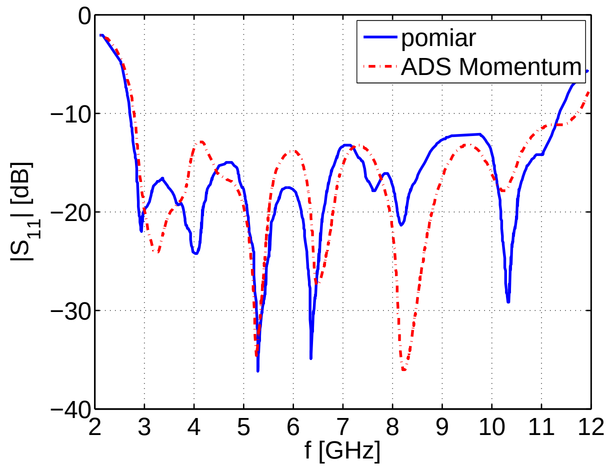
5.4 Antena dipolowa o ramionach kołowych 12x12 zasilana symetryzatorem z sękiem prostokątnym

Jako ostatni przykład zostanie przedstawiony promiennik o ramionach kołowych, do którego zaprojektowano symetryzator z sękiem prostokątnym. W tym celu wykorzystano promiennik o wymiarach jak w Tabeli 5.2 (RQF = 1,32, $Z_{\mathrm{opt}} = 144\ \Omega$) oraz symetryzator, którego wymiary (po zaprojektowaniu) przedstawiono na rysunku 5.14. Celem zastosowania takiego symetryzatora była weryfikacja zaproponowanej metody projektowania w przypadku dołączenia do promiennika innego, niż przedstawiony w poprzednich trzech przykładach, symetryzatora. Ponadto porównując otrzymane wyniki, można określić pewne właściwości zastosowanego symetryzatora.



RYSUNEK 5.14: Schemat: (a) symetryzatora wraz z wymiarami; (b) kompletnej anteny (na podstawie [94])

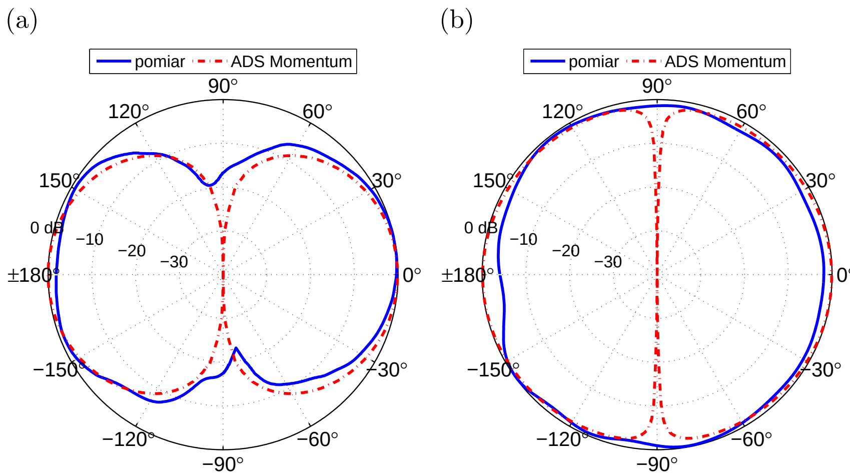
Moduł współczynnika odbicia anteny przedstawiono na rysunku 5.15 Według ba-



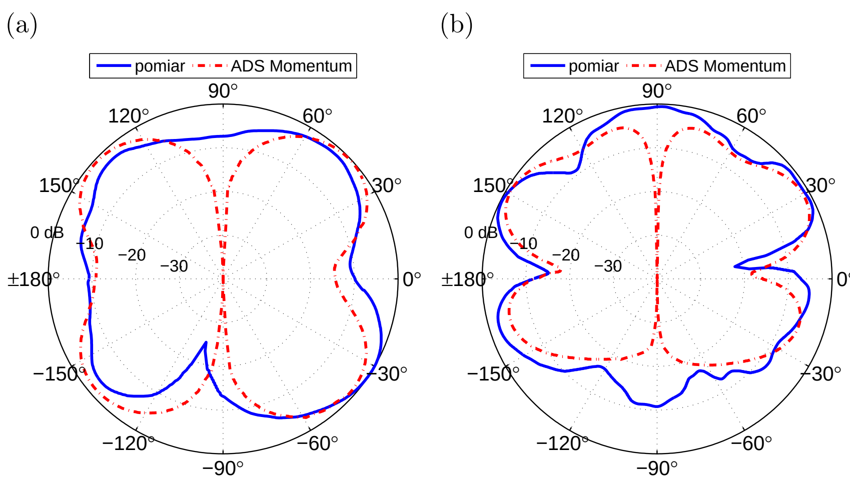
RYSUNEK 5.15: Moduł współczynnika odbicia dla anteny dipolowej o ramionach kołowych 12x12 zasilanej symetryzatorem z sękiem prostokątnym (na podstawie [94])

dań numerycznych powinien on być (w paśmie UWB) nie większy niż -12,9 dB. Biorąc pod uwagę fakt, że radiator jest identyczny z opisanym w rozdziale 5.2, a jego moduł współczynnika odbicia nie przekracza -14,4 dB, można wnioskować, że zaproponowany symetryzator posiada gorsze cechy dopasowujące od symetryzatora z sękiem radialnym. Jeżeli z kolei porówna się maksymalną wartość modułu współczynnika odbicia uzyskanego z eksperymentu (-12,2 dB) z wynikami numerycznymi oraz kształt tych charakterystyk (numerycznej i eksperymentalnej), to należy stwierdzić większą zgodność pomiarów z symulacjami. Wynika to prawdopodobnie z większej powierzchni masy stosowanej w tego typu symetryzatorach, przez co wpływ złącza SMA ma tu mniejsze znaczenie.

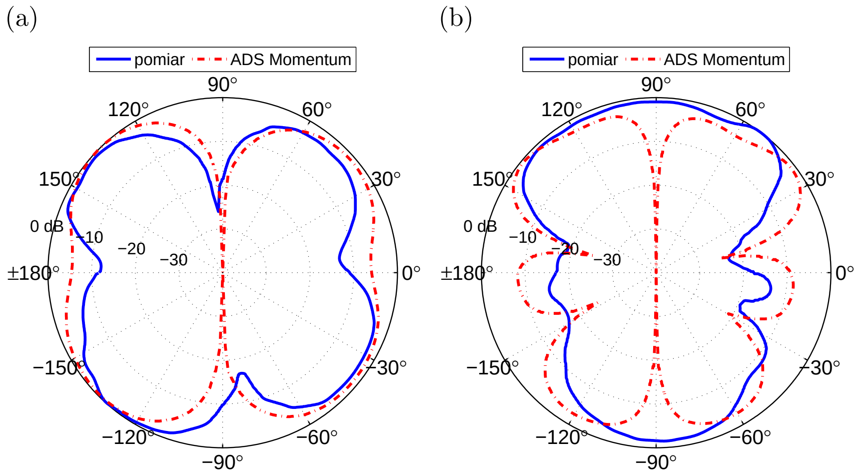
Charakterystyki promieniowania przedstawiono na rysunkach 5.11 - 5.13. Analogicznie



Rysunek 5.16: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 3,25 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H (na podstawie [94])



Rysunek 5.17: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 8 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H (na podstawie [94])



Rysunek 5.18: Charakterystyki promieniowania na częstotliwości 10,5 GHz: (a) $|E_\theta|$ w płaszczyźnie E; (b) $|E_\varphi|$ w płaszczyźnie H (na podstawie [94])

do omawianych wcześniej przykładów, charakter krzywych uzyskanych z obliczeń numerycznych i z pomiarów jest podobny. Istniejące różnice wynikają z nieskończonego podłoża dielektrycznego występującego w modelu numerycznym oraz nieuwzględnienia w tymże modelu obecności złącza i kabla zasilającego.

6
Podsumowanie

W niniejszej pracy przedstawiono model matematyczny rodzajów oświetlających *IM* (ang. *Illuminating Modes*), opisujący zjawisko rozpraszania fali elektromagnetycznej na strukturach dielektrycznych zawierających nieskończenie cienkie warstwy przewodzące w kształcie prostokąta lub elipsy. Zaproponowany model jest oparty na metodzie przestrzeni widmowej w ujęciu dwuwymiarowym. Jego istotnym elementem jest możliwość pobudzania badanych struktur pojedynczą falą płaską. W efekcie wyeliminowana zostaje uciążliwa procedura iteracyjna występująca w HRP. W przedstawionym w niniejszej pracy modelu wykorzystano analizę rodzajową, w której rozkład gęstości prądu zapisany jest za pomocą sumy kolejnych rodzajów prądowych o nieznanych współczynnikach. W przypadku łat prostokątnych rodzaje prądowe zapisane zostały za pomocą funkcji harmonicznych, w przypadku łat eliptycznych - za pomocą funkcji Mathieu.

Przedstawiony w pracy model, po zaimplementowaniu w środowisku *Matlab*, umożliwia określenie pola rozproszonego oraz rozkładu gęstości prądu wzbudzającego się na elementach przewodzących pod wpływem oświetlania badanej struktury falą płaską. Zastosowanie analizy rodzajowej pozwala na obserwację amplitud poszczególnych rodzajów prądowych w funkcji częstotliwości. Dzięki temu można określić częstotliwości rezonansowe badanej struktury, wiążąc je z danymi rodzajami prądowymi. Znajomość pola rozproszonego pozwala na obliczenie charakterystyk promieniowania, a analiza rodzajowa umożliwia badanie wpływu poszczególnych rodzajów prądowych na tę charakterystykę.

Wspomniane cechy modelu zostały wykorzystane w analizie struktur jedno- i obustronnie otwartych. W pierwszym przypadku badano łaty prostokątne i eliptyczne, uzyskane wyniki poddając weryfikacji z wynikami otrzymanymi z pełnofalowego symulatora ADS Momentum, w którym struktury pobudzane były przy użyciu linii mikropaskowej. Obserwowane różnice w częstotliwościach rezonansowych nie przekraczały 1% (z wyjątkiem struktury zrealizowanej na stosunkowo grubym podłożu ($h/\lambda > 0{,}04$), dla której różnica ta wynosiła 1,8%). W obliczonych przy użyciu obu narzędzi charakterystykach promieniowania w części przypadków nie zauważono większych różnic. Odmienny rodzaj pobudzania struktury był powodem występujących w pozostałych sytuacjach rozbieżności.

Struktury obustronnie otwarte badano umieszczając na nich łaty eliptyczne, zarówno pojedynczo, jak i w konfiguracji dipola. W tym drugim przypadku zdefiniowano i w analizie wykorzystano parametr ΔP służący do określenia maksymalnych zmian znormalizowanej mocy całkowitej w zadanym paśmie. Na tej podstawie określono potencjalną zdolność badanych dipoli eliptycznych do pracy szerokopasmowej. Uzyskane wyniki wykorzystano do zaprojektowania kompletnych anten (promiennik z symetryzatorem). W tym celu zastosowano ujednoliconą metodę projektowania. Jej istotą jest wyróżnienie trzech niezależnych etapów (projekt radiatora, projekt symetryzatora, strojenie końcowe). Zaproponowana procedura umożliwia określenie optymalnych wymiarów radiatora oraz optymalnej wartości impedancji charakterystycznej toru wyjściowego symetryzatora. W oparciu o zaproponowaną metodę w pracy przedstawiono projekty oraz modele fizyczne czterech anten szerokopasmowych o ramionach eliptycznych, porównując wyniki numeryczne z uzyskanymi z pomiarów. Przedstawione rezultaty pozwalają zakwalifikować zrealizowane anteny do pracy w paśmie UWB.

6.1 Wnioski

Na podstawie przeprowadzonych i opisanych w niniejszej pracy badań, można sformułować następujące wnioski, stanowiące dowód postawionych tez:

- zaproponowany przez autora model rodzajów oświetlających *IM* oparty został na dwuwymiarowej metodzie przestrzeni widmowej, w której badane struktury oświetlane są pojedynczą falą płaską. Wyniki uzyskane przy użyciu modelu zostały porównane z wynikami otrzymanymi z pełnofalowego symulatora ADS Momentum. Na podstawie przeprowadzonej weryfikacji stwierdzono, że model w sposób satysfakcjonujący opisuje zjawiska polowe zachodzące w antenach planarnych zawierających łaty prostokątne lub eliptyczne,

- zaproponowana przez autora analiza rodzajowa wykorzystująca wprowadzone rodzaje oświetlające pozwala na określenie widma prądu oraz pola rozproszonego, powstałych wskutek rozpraszania fali płaskiej na badanych strukturach. Wzbudzające się rodzaje mają sens fizyczny, przez co zaproponowana analiza daje możliwość lepszego zrozumienia zjawisk fizycznych zachodzących w badanych strukturach,

- rodzaje oświetlające pozwalają na obliczenie wybranych parametrów elektrycznych badanych struktur (częstotliwości rezonansowej, charakterystyki promieniowania), a zastosowana analiza rodzajowa dostarcza informacji dotyczących wpływu poszczególnych rodzajów prądowych na te parametry,

- celem określenia zdolności dipoli eliptycznych do pracy szerokopasmowej wprowadzono parametr ΔP. Opisuje on, na podstawie danych uzyskanych z modelu rodzajów oświetlających, zmiany (w danym paśmie częstotliwości) znormalizowanej mocy całkowitej związanej z prądem wzbudzającym się na elementach przewodzących struktury. Jak pokazano w pracy, parametr ΔP może być z powodzeniem wykorzystywany w projektowaniu szerokopasmowych planarnych anten dipolowych o ramionach eliptycznych,

- zaproponowana przez autora ujednolicona metoda projektowania pozwala na rozdzielenie tego procesu na trzy etapy (i) projekt promiennika (ii) projekt symetryzatora (iii) końcowe strojenie. Wprowadzony przez autora w etapie (i) parametr RQF umożliwia ocenę zdolności poszczególnych radiatorów dipolowych (w tym eliptycznych) do pracy szerokopasmowej. Między parametrami ΔP i RQF istnieje ścisła zależność, przez co wyniki analizy rodzajowej mogą zostać wykorzystane w pierwszym etapie ujednoliconej metody projektowania anten,

- zaprojektowane (przy użyciu ujednoliconej metody projektowania), a następnie wykonane planarne anteny dipolowe o ramionach eliptycznych spełniają wymagania w zakresie dopasowania i mogą zostać wykorzystane do pracy w paśmie UWB.

Jako oryginalny dorobek autora należy wymienić:

- rozwinięcie sformułowanej w ujęciu jednowymiarowym koncepcji HRP do problemu dwuwymiarowego - wprowadzenie koncepcji rodzajów oświetlających *IM*,
- wykorzystanie w modelu *IM* pojedynczej fali płaskiej oświetlającej strukturę, skutkujące eliminacją uciążliwej procedury iteracyjnej,
- zaproponowanie, a następnie zastosowanie analizy rodzajowej do badania anten planarnych zawierających łaty prostokątne lub eliptyczne oraz określenie widma prądów i pola rozproszonego,
- wykorzystanie wyników uzyskanych z modelu rodzajów oświetlających do badania własności rozkładów prądów i pól rozproszonych w łatach prostokątnych i eliptycznych (w tym w układzie dipola),
- wprowadzenie parametru ΔP określającego, na podstawie danych uzyskanych z modelu *IM*, zdolność planarnych dipoli eliptycznych do pracy szerokopasmowej,
- wprowadzenie współczynnika RQF umożliwiającego porównywanie promienników dipolowych bez konieczności projektowania kompletnej anteny.
- wykorzystanie parametru ΔP w projektowaniu szerokopasmowych planarnych anten dipolowych o ramionach eliptycznych poprzez jego powiązanie z parametrem RQF,
- zaproponowanie ujednoliconej metody projektowania dipolowych anten planarnych oraz jej pozytywna weryfikacja poprzez projekty i realizacje planarnych anten dipolowych o ramionach eliptycznych.

6.2 Możliwe kierunki dalszych badań

Rozpraszanie fali płaskiej na strukturach dielektrycznych zawierających warstwy przewodzące jest zagadnieniem istotnym tak z teoretycznego, jak i praktycznego punktu widzenia. Biorąc pod uwagę efektywność numeryczną metody przestrzeni widmowej oraz pokazaną w niniejszej pracy możliwość wprowadzenia fali płaskiej jako pobudzenia, warto zastanowić się nad wykorzystaniem modelu do badania powierzchni selektywnych częstotliwościowo (ang. *Frequency Selective Surfaces*). Często składają się one z szyku kilkudziesięciu elementów przewodzących o tych samych kształtach, umieszczonych na podłożu dielektrycznym. Poprzez dobór rozmiarów i konfiguracji łat można kształtować odpowiedź takiego układu, oświetlanego falą płaską. Wydaje się, że właściwości metody przestrzeni widmowej pozwalają na względnie prostą adaptację zaproponowanego w niniejszej pracy modelu do analizy takich struktur.

Innym zagadnieniem, które można podjąć w przyszłości, jest sposób określenia rezystancji promieniowania planarnych anten dipolowych. O ile moc wypromieniowana z takiej anteny może być obliczona stosunkowo prosto (w oparciu o wektor Poyntinga), o tyle określenie prądu lub napięcia nie jest już zadaniem trywialnym. Pojawia się tu problem definicji prądu wpływającego/wypływającego z anteny, wziąwszy pod uwagę, że struktura jest oświetlana falą płaską. Jest to zagadnienie, które stanowiłoby niezwykle interesujący temat do dalszych badań, zarówno pod kątem poznawczym, jak i praktycznym.

Podziękowania

W pierwszej kolejności serdeczne podziękowania kieruję do mojego Promotora, dr. hab. inż. Włodzimierza Zieniutycza, za poświęcony czas, otwartość i zaangażowanie.

Kolegom Wojtkowi Marynowskiemu, Adamowi Kuśkowi i Piotrowi Kowalczykowi dziękuję za owocne dyskusje naukowe i wsparcie.

Szczególne podziękowania składam na ręce Marszałka Województwa Pomorskiego Mieczysława Struka za otrzymane stypendium „InnoDoktorant". (Projekt organizowany przez Urząd Marszałkowski Województwa Pomorskiego. Realizowany w ramach priorytetu VIII Programu Operacyjnego Kapitał Ludzki, działanie 8.2, poddziałanie 8.2.2 „Regionalne Strategie Innowacji". Finansowany ze środków Europejskiego Funduszu Społecznego, budżetu państwa oraz budżetu Samorządu Województwa Pomorskiego).

A

Diadowa funkcja Greena dla struktury jednostronnie otwarej

Niech będzie dane równanie Helmholtza dla składowej x pola elektrycznego:

$$\nabla_z^2 \tilde{E}_{xi}(k_x, k_y, z) + k_{zi}^2 \tilde{E}_{xi}(k_x, k_y, z) = 0 \tag{A.1}$$

oraz drugie równanie dla składowej x pola magnetycznego:

$$\nabla_z^2 \tilde{H}_{xi}(k_x, k_y, z) + k_z^2 \tilde{H}_{xi}(k_x, k_y, z) = 0 \tag{A.2}$$

gdzie $i \in \{1, 2\}$ jest numerem ośrodka.
Rozwiązanie równania (A.1) zapiszemy w postaci:

$$\tilde{E}_{xi}(k_x, k_y, z) = A_{Ei}(k_x, k_y) e^{+jk_{zi}z} + B_{Ei}(k_x, k_y) e^{-jk_{zi}z} \tag{A.3}$$

zaś rozwiązanie równania (A.2):

$$\tilde{H}_{xi}(k_x, k_y, z) = A_{Hi}(k_x, k_y) e^{+jk_{zi}z} + B_{Hi}(k_x, k_y) e^{-jk_{zi}z} \tag{A.4}$$

Podstawiając do równań Maxwella równania (A.3) i (A.4) określimy składowe y pól elektrycznego i magnetycznego:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{yi}(k_x, k_y, z) = -\frac{1}{k_i^2 - k_x^2} \Big[& k_x k_y \tilde{E}_{xi}(k_x, k_y, z) - \omega\mu k_{zi} A_{Hi}(k_x, k_y) e^{+jk_{zi}z} + \\ & + \omega\mu k_{zi} B_{Hi}(k_x, k_y) e^{-jk_{zi}z} \Big]\end{aligned} \tag{A.5}$$

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{yi}(k_x, k_y, z) = -\frac{1}{k_i^2 - k_x^2} \Big[& k_x k_y A_{Hi}(k_x, k_y) e^{+jk_{zi}z} + k_x k_y B_{Hi}(k_x, k_y) e^{-jk_{zi}z} + \\ & + \omega\varepsilon_i k_{zi} A_{Ei}(k_x, k_y) e^{+jk_{zi}z} - \omega\varepsilon_i k_{zi} B_{Ei}(k_x, k_y) e^{-jk_{zi}z} \Big]\end{aligned} \tag{A.6}$$

Spełnienie warunków ciągłości składowych stycznych pól elektrycznego i magnetycznego na granicy ośrodków *1* i *2* prowadzi do następujących zależności:

$$\begin{aligned}\tilde{J}_x(k_x, k_y) = & \left[-\frac{k_x^2 k_y^2 + k_1^2 k_{z1}^2}{\omega\mu k_{z1}(k_1^2 - k_x^2)} + j \frac{k_x^2 k_y^2 + k_2^2 k_{z2}^2}{\omega\mu k_{z2}(k_2^2 - k_x^2)\mathrm{tg}(k_{z2}h)} \right] \tilde{E}_x^t(k_x, k_y) + \\ & + \left[-\frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z1}} + j \frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z2}\mathrm{tg}(k_{z2}h)} \right] \tilde{E}_y^t(k_x, k_y) + \\ & + 2\frac{\omega\varepsilon_1 k_{z1}}{k_1^2 - k_x^2} A_{E1}(k_x, k_y) e^{+jk_{z1}h} + 2\frac{k_x k_y}{k_1^2 - k_x^2} A_{H1}(k_x, k_y) e^{+jk_{z1}h}\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\tilde{J}_y(k_x,k_y) = \left[-\frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z1}} + j\frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z2}\mathrm{tg}(k_{z2}h)}\right]\tilde{E}_x^t(k_x,k_y) + \\ + \left[-\frac{k_1^2 - k_x^2}{\omega\mu k_{z1}} + j\frac{k_2^2 - k_x^2}{\omega\mu k_{z2}\mathrm{tg}(k_{z2}h)}\right]\tilde{E}_y^t(k_x,k_y) + 2A_{H1}(k_x,k_y)e^{+jk_{z1}h} \qquad \text{(A.8)}$$

Wielkości $\tilde{E}_x^t(k_x,k_y)$ i $\tilde{E}_y^t(k_x,k_y)$ występujące w zależnościach (A.7) i (A.8) oznaczają odpowiednio składową x i y transformaty całkowitego pola elektrycznego zdefiniowanego w płaszczyźnie łaty ($z = h$), które jest sumą transformaty pola padającego $\tilde{E}_x^i(k_x,k_y)$, $\tilde{E}_y^i(k_x,k_y)$ i rozproszonego $\tilde{E}_x^s(k_x,k_y)$, $\tilde{E}_y^s(k_x,k_y)$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^t(k_x,k_y) \\ \tilde{E}_y^t(k_x,k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{x1}(k_x,k_y,h) \\ \tilde{E}_{y1}(k_x,k_y,h) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{x2}(k_x,k_y,h) \\ \tilde{E}_{y2}(k_x,k_y,h) \end{bmatrix} \qquad \text{(A.9)}$$

przy czym:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^t(k_x,k_y) \\ \tilde{E}_y^t(k_x,k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x^i(k_x,k_y) \\ \tilde{E}_y^i(k_x,k_y) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s(k_x,k_y) \\ \tilde{E}_y^s(k_x,k_y) \end{bmatrix} \qquad \text{(A.10)}$$

Równanie (A.10) można zapisać w następującej formie:

$$\tilde{\mathbf{E}}^t = \tilde{\mathbf{E}}^i + \tilde{\mathbf{E}}^s \qquad \text{(A.11)}$$

Wykorzystując wprowadzone powyżej oznaczenia, równania (A.7) i (A.8) można przekształcić do następującej postaci:

$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{\mathbf{E}}^t - \tilde{\mathbf{E}}^i = \tilde{\mathbf{E}}^s \qquad \text{(A.12)}$$

gdzie:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_{11}(k_x,k_y) & G_{12}(k_x,k_y) \\ G_{21}(k_x,k_y) & G_{22}(k_x,k_y) \end{bmatrix} \qquad \tilde{\mathbf{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(k_x,k_y) \\ \tilde{J}_y(k_x,k_y) \end{bmatrix} \qquad \text{(A.13)}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \mathbf{\Delta}\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \Delta_{11}(k_x,k_y) & \Delta_{12}(k_x,k_y) \\ \Delta_{21}(k_x,k_y) & \Delta_{22}(k_x,k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1}(k_x,k_y) \\ A_{H1}(k_x,k_y) \end{bmatrix} \qquad \text{(A.14)}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}^s = \mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} \qquad \text{(A.15)}$$

oraz:

$$\mathbf{G} = \mathbf{F}^{-1} = \begin{bmatrix} F_{11}(k_x,k_y) & F_{12}(k_x,k_y) \\ F_{21}(k_x,k_y) & F_{22}(k_x,k_y) \end{bmatrix}^{-1} \qquad \text{(A.16)}$$

zaś:

$$F_{11}(k_x,k_y) = -\frac{k_x^2 k_y^2 + k_1^2 k_{z1}^2}{\omega\mu k_{z1}(k_1^2 - k_x^2)} + j\frac{k_x^2 k_y^2 + k_2^2 k_{z2}^2}{\omega\mu k_{z2}(k_2^2 - k_x^2)\mathrm{tg}(k_{z2}h)} \qquad \text{(A.17)}$$

$$F_{12}(k_x,k_y) = F_{21}(k_x,k_y) = -\frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z1}} + j\frac{k_x k_y}{\omega\mu k_{z2}\mathrm{tg}(k_{z2}h)} \qquad \text{(A.18)}$$

$$F_{22}(k_x,k_y) = -\frac{k_1^2 - k_x^2}{\omega\mu k_{z1}} + j\frac{k_2^2 - k_x^2}{\omega\mu k_{z2}\mathrm{tg}(k_{z2}h)} \qquad \text{(A.19)}$$

Macierz **G** jest diadową funkcją Greena zdefiniowaną dla struktury jednostronnie otwartej. Z kolei macierz **Δ** nazwiemy macierzą współczynników pobudzeń, której elementy zdefiniowane są następująco:

$$\Delta_{11}(k_x, k_y) = 2G_{11}(k_x, k_y)\frac{\omega\varepsilon_1 k_{z1}}{k_x^2 - k_1^2}e^{+jk_{z1}h} \tag{A.20}$$

$$\Delta_{12}(k_x, k_y) = 2G_{11}(k_x, k_y)\frac{k_x k_y}{k_x^2 - k_1^2}e^{+jk_{z1}h} - 2G_{12}(k_x, k_y)e^{+jk_{z1}h} \tag{A.21}$$

$$\Delta_{21}(k_x, k_y) = 2G_{21}(k_x, k_y)\frac{\omega\varepsilon_1 k_{z1}}{k_x^2 - k_1^2}e^{+jk_{z1}h} \tag{A.22}$$

$$\Delta_{22}(k_x, k_y) = 2G_{21}(k_x, k_y)\frac{k_x k_y}{k_x^2 - k_1^2}e^{+jk_{z1}h} - 2G_{22}(k_x, k_y)e^{+jk_{z1}h} \tag{A.23}$$

B
Padanie fali płaskiej na strukturę jednostronnie otwartą

Rozważmy równanie wiążące transformatę prądów i pól w płaszczyźnie łaty ($z = h$):

$$\tilde{\mathbf{E}}^t = \mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} + \tilde{\mathbf{E}}^i \tag{B.1}$$

oraz warunek w nieskończoności:

$$A_{H1}(k_x, k_y) = \left[q_1 + q_2 \frac{\tilde{E}_y^t(k_x, k_y)}{\tilde{E}_x^t(k_x, k_y)} \right] \cdot A_{E1}(k_x, k_y) \tag{B.2}$$

gdzie:

$$q_1 = \frac{k_x k_y}{\omega \mu k_{z1}} \qquad q_2 = \frac{k_1^2 - k_x^2}{\omega \mu k_{z1}} \tag{B.3}$$

zaś:

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \begin{bmatrix} \Delta_{11}(k_x, k_y) & \Delta_{12}(k_x, k_y) \\ \Delta_{21}(k_x, k_y) & \Delta_{22}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1}(k_x, k_y) \\ A_{H1}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{B.4}$$

oraz:

$$\tilde{\mathbf{E}}^s = \mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} \tag{B.5}$$

Podstawiając równanie (B.1) do (B.2), otrzymujemy równanie kwadratowe ze względu na $A_{H1}(k_x, k_y)$ (zależność od k_x, k_y dla większej przejrzystości zapisu pominięto):

$$\begin{aligned} \Delta_{12} \cdot A_{H1}^2 + (E_x^s + \Delta_{11} A_{E1} - q_1 \Delta_{11} A_{E1} - q_2 \Delta_{22} A_{E1}) \cdot A_{H1} + \\ -q_1 \left(E_x^s + \Delta_{11} A_{E1} \right) A_{E1} - q_2 \left(E_y^s + \Delta_{21} A_{E1} \right) A_{E1} = 0 \end{aligned} \tag{B.6}$$

lub ze względu na $A_{E1}(k_x, k_y)$:

$$\begin{aligned} (-q_1 \Delta_{11} - q_2 \Delta_{21}) A_{E1}^2 + [(\Delta_{11} - q_1 \Delta_{12} - q_2 \Delta_{22}) A_{H1} - q_2 E_y^s - q_1 E_x^s] A_{E1} + \\ + \Delta_{12} A_{H1}^2 + E_x^s A_{H1} = 0 \end{aligned} \tag{B.7}$$

Każde z przedstawionych równań kwadratowych posiada w ogólności dwa rozwiązania. Dla równania (B.6) otrzymujemy:

$$A_{H1}^{1,2} = \frac{-\left(E_x^s + \Delta_{11} A_{E1} - q_1 \Delta_{11} A_{E1} - q_2 \Delta_{22} A_{E1} \right) \pm \sqrt{\kappa_H}}{2\Delta_{12}} \tag{B.8}$$

gdzie:

$$\begin{aligned}\kappa_H &= \left(E_x^s + \Delta_{11}A_{E1} - q_1\Delta_{11}A_{E1} - q_2\Delta_{22}A_{E1}\right)^2 + \\ &+ 4\Delta_{12}\left[q_1\left(E_x^s + \Delta_{11}A_{E1}\right)A_{E1} + q_2\left(E_y^s + \Delta_{21}A_{E1}\right)A_{E1}\right]\end{aligned} \tag{B.9}$$

zaś dla równania (B.7):

$$A_{E1}^{1,2} = \frac{-[(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})A_{H1} - q_2E_y^s - q_1E_x^s] \pm \sqrt{\kappa_E}}{-2(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})} \tag{B.10}$$

gdzie:

$$\begin{aligned}\kappa_E &= [(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})A_{H1} - q_2E_y^s - q_1E_x^s]^2 + \\ &+ 4(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})\left(\Delta_{12}A_{H1}^2 + E_x^sA_{H1}\right)\end{aligned} \tag{B.11}$$

Na przykładzie równania (B.6) pokażemy, w jaki sposób można określić jego rozwiązanie w przypadku, gdy struktura oświetlana jest falą płaską. Na początku przyjmiemy, że amplituda spektralna A_{E1} określona jest poprzez następujące przybliżenie (patrz wzór 2.31):

$$A_{E1}(k_x, k_y) = E_{x01}\bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) \tag{B.12}$$

gdzie E_{x01} jest amplitudą składowej x pola elektrycznego fali padającej, zaś $\bar{\delta}$ jest przybliżeniem funkcji Delta Diraca:

$$\bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) = \lim_{\substack{\xi\to\xi_0 \\ \zeta\to\zeta_0}} \frac{\sin\left(\xi(k_x - k_{x1})\right)}{\pi(k_x - k_{x1})} \cdot \frac{\sin\left(\zeta(k_y - k_{y1})\right)}{\pi(k_y - k_{y1})} \tag{B.13}$$

przy czym ξ_0, ζ_0 są odpowiednio dużymi, lecz skończonymi liczbami rzeczywistymi. Analizę przeprowadzimy dla przypadku granicznego, gdy $\xi_0 \to \infty$ i $\zeta_0 \to \infty$, z czego wynika, że $\bar{\delta} \to \delta$. W tym celu rozważmy równanie (B.1), wobec którego zastosowano procedurę Galerkina, uzyskując następującą zależność:

$$\begin{aligned}&\iint_{R^2} \begin{bmatrix} G_{11}\tilde{J}_x\tilde{J}_x^* + G_{12}\tilde{J}_y\tilde{J}_x^* \\ G_{21}\tilde{J}_x\tilde{J}_y^* + G_{22}\tilde{J}_y\tilde{J}_y^* \end{bmatrix} dk_xdk_y = \\ &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \lim_{\bar{\delta}\to\delta}\iint_{R^2} \begin{bmatrix} \Delta_{11}E_{x01}\bar{\delta}\tilde{J}_x^* + \Delta_{12}A_{H1}\tilde{J}_x^* \\ \Delta_{21}E_{x01}\bar{\delta}\tilde{J}_y^* + \Delta_{22}A_{H1}\tilde{J}_x^* \end{bmatrix} dk_xdk_y\end{aligned} \tag{B.14}$$

Amplituda A_{H1} reprezentuje składową x pola magnetycznego fali płaskiej, ma zatem następującą postać:

$$A_{H1}(k_x, k_y) = H_{x01}\bar{\delta}(k_x - k_{x1}, k_y - k_{y1}) \tag{B.15}$$

W takim przypadku:

$$\begin{aligned}&\lim_{\bar{\delta}\to\delta}\iint_{R^2} \begin{bmatrix} \Delta_{11}E_{x01}\bar{\delta}\tilde{J}_x^* + \Delta_{12}A_{H1}\tilde{J}_x^* \\ \Delta_{21}E_{x01}\bar{\delta}\tilde{J}_y^* + \Delta_{22}A_{H1}\tilde{J}_x^* \end{bmatrix} dk_xdk_y = \\ &= \begin{bmatrix} E_{x01}\Delta_{11}(k_{x1}, k_{y1})\tilde{J}_x^*(k_{x1}, k_{y1}) + H_{x01}\Delta_{12}(k_{x1}, k_{y1})\tilde{J}_x^*(k_{x1}, k_{y1}) \\ E_{x01}\Delta_{21}(k_{x1}, k_{y1})\tilde{J}_y^*(k_{x1}, k_{y1}) + H_{x01}\Delta_{22}(k_{x1}, k_{y1})\tilde{J}_y^*(k_{x1}, k_{y1}) \end{bmatrix}\end{aligned} \tag{B.16}$$

Z zależności (B.16) wynika, że rozwiązanie równania (B.1) wymaga znajomości amplitudy H_{x01} w punkcie (k_{x1}, k_{y1}). Dla przypadku granicznego wartość funkcji $\bar{\delta}$ w tym punkcie zmierza do nieskończoności, a zatem, biorąc pod uwagę równanie (B.8):

$$\lim_{\bar{\delta}\to\infty} A_{H1} = \lim_{\bar{\delta}\to\infty} \frac{-\left(E_x^s + \Delta_{11}A_{E1} - q_1\Delta_{11}A_{E1} - q_2\Delta_{22}A_{E1}\right) \pm \sqrt{\kappa_H}}{2\Delta_{12}} =$$

$$= \lim_{\bar{\delta}\to\infty} \frac{-\left(\frac{E_x^s}{E_{x01}\bar{\delta}} + \Delta_{11} - q_1\Delta_{11} - q_2\Delta_{22}\right) \pm \sqrt{\frac{\kappa_H}{E_{x01}^2\bar{\delta}^2}}}{2\Delta_{12}} \cdot E_{x01}\bar{\delta} =$$

$$= \lim_{\bar{\delta}\to\infty} \frac{-\Delta_{11} + q_1\Delta_{12} + q_2\Delta_{22} \ \pm \ \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2\Delta_{12}} \cdot E_{x01}\bar{\delta} \tag{B.17}$$

Stąd uzyskujemy:

$$A_{H1} = H_{x01}^{1,2} \cdot \bar{\delta} \tag{B.18}$$

gdzie:

$$H_{x01}^{1,2} = \frac{-\Delta_{11} + q_1\Delta_{12} + q_2\Delta_{22} \ \pm \ \sqrt{(\Delta_{11} - q_1\Delta_{12} - q_2\Delta_{22})^2 + 4\Delta_{12}(q_1\Delta_{11} + q_2\Delta_{21})}}{2\Delta_{12}} \cdot E_{x01} \tag{B.19}$$

C
Padanie fali płaskiej na strukturę obustronnie otwartą

Korzystając z rozwiązania równania Helmholtza opisanego wzorem (A.3) i (A.4), formułujemy warunki ciągłości dla składowych stycznych pól elektrycznego i magnetycznego w płaszczyznach $z = 0$ oraz $z = h$. Po odpowiednich przekształceniach uzyskujemy układ równań wiążący prądy na łacie, ze składowymi stycznymi całkowitego pola elektrycznego w płaszczyźnie łaty ($z = h$):

$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{\mathbf{E}}^t - \tilde{\mathbf{E}}^i = \tilde{\mathbf{E}}^s \tag{C.1}$$

gdzie:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_{11}(k_x, k_y) & G_{12}(k_x, k_y) \\ G_{21}(k_x, k_y) & G_{22}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \qquad \tilde{\mathbf{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(k_x, k_y) \\ \tilde{J}_y(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{C.2}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \mathbf{\Delta A} = \begin{bmatrix} \Delta_{11}(k_x, k_y) & \Delta_{12}(k_x, k_y) & \Delta_{13}(k_x, k_y) & \Delta_{14}(k_x, k_y) \\ \Delta_{21}(k_x, k_y) & \Delta_{22}(k_x, k_y) & \Delta_{23}(k_x, k_y) & \Delta_{24}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1}(k_x, k_y) \\ A_{H1}(k_x, k_y) \\ B_{E3}(k_x, k_y) \\ B_{H3}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{C.3}$$

Występująca w równaniu (C.3) macierz $\mathbf{G}$ jest diadową funkcją Greena zdefiniowaną dla struktury obustronnie otwartej. Macierz $\tilde{\mathbf{J}}$ jest macierzą zawierającą składowe styczne transformaty gęstości liniowej prądów powierzchniowych, zaindukowanych na elementach przewodzących struktury wskutek obustronnego oświetlania jej polem elektromagnetycznym. Macierz $\tilde{\mathbf{E}}^t$ zawiera składowe styczne transformaty całkowitego pola elektrycznego, zaś macierze $\tilde{\mathbf{E}}^i$ i $\tilde{\mathbf{E}}^s$ - odpowiednio składowe styczne transformaty pola padającego (z obydwu stron struktury) i rozproszonego (w górnej i dolnej półpłaszczyźnie). Amplitudy fali padającej z górnej półpłaszczyzny oznaczone są jako A_{E1}, A_{H1}, zaś amplitudy padające z dolnej półpłaszczyzny jako B_{E3}, B_{H3}. Zakładając, że źródła cząstkowych fal płaskich odpowiadające tym amplitudom i umieszczone odpowiednio w $+\infty$ i $-\infty$ są względem siebie niezależne, zależność (C.3) opisać można następująco:

$$\tilde{\mathbf{E}}^i = \tilde{\mathbf{E}}^{i+} + \tilde{\mathbf{E}}^{i-} \tag{C.4}$$

gdzie macierze:

$$\tilde{\mathbf{E}}^{i+} = \begin{bmatrix} \Delta_{11}(k_x, k_y) & \Delta_{12}(k_x, k_y) \\ \Delta_{21}(k_x, k_y) & \Delta_{22}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E1}(k_x, k_y) \\ A_{H1}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{C.5}$$

$$\tilde{\mathbf{E}}^{i-} = \begin{bmatrix} \Delta_{13}(k_x, k_y) & \Delta_{14}(k_x, k_y) \\ \Delta_{23}(k_x, k_y) & \Delta_{24}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{E3}(k_x, k_y) \\ B_{H3}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{C.6}$$

opisują transformatę pola elektrycznego oświetlające strukturę odpowiednio od góry i od spodu. Wykorzystanie wzorów (C.5), (C.6) w równaniu (C.1) prowadzi do następującej zależności:

$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}}^{+} = \tilde{\mathbf{E}}^{t+} - \tilde{\mathbf{E}}^{i+} \tag{C.7}$$
$$\mathbf{G}\tilde{\mathbf{J}}^{-} = \tilde{\mathbf{E}}^{t-} - \tilde{\mathbf{E}}^{i-} \tag{C.8}$$

gdzie $\tilde{\mathbf{J}}^{+}$ i $\tilde{\mathbf{J}}^{-}$ zawierają składowe styczne transformaty gęstości liniowej prądu powierzchniowego zaindukowanego na elementach przewodzących w skutek oświetlania struktury falą płaską odpowiednio od góry i od dołu. Rozwiązanie zagadnienia oświetlania struktury falą płaską od góry (wzór (C.7)) zostało przedstawione w Dodatku B. W przypadku, gdy struktura oświetlana jest falą płaską od spodu (wzór (C.8)), należy (analogicznie do przypadku struktury jednostronnie otwartej) sformułować warunek w nieskończoności dla amplitud spektralnych B_{E3}, B_{H3}:

$$B_{E3}(k_x, k_y)A_{H3}(k_x, k_y) + B_{H3}(k_x, k_y)A_{E3}(k_x, k_y) = 0 \tag{C.9}$$

Zastosowanie warunku (C.9) w równaniu (C.8) wymaga wcześniejszego zdefiniowania macierzy transmisji, wiążącej składowe styczne transformaty całkowitego pola elektrycznego na granicy ośrodków *2* i *3* z amplitudami spektralnymi A_{E3}, B_{E3}, A_{H3}, B_{H3}:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^t(k_x, k_y) \\ \tilde{E}_y^t(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}(k_x, k_y) & T_{12}(k_x, k_y) & T_{13}(k_x, k_y) & T_{14}(k_x, k_y) \\ T_{21}(k_x, k_y) & T_{22}(k_x, k_y) & T_{23}(k_x, k_y) & T_{24}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{E3}(k_x, k_y) \\ B_{E3}(k_x, k_y) \\ A_{H3}(k_x, k_y) \\ B_{H3}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \tag{C.10}$$

Odpowiednie przekształcenie zależności (C.8), (C.9) i (C.10) prowadzi do równania kwadratowego ze względu na B_{H3} (zależność od k_x, k_y dla przejrzystości zapisu została pominięta):

$$B_{H3}^2 s_{02} + B_{H3}(s_{00} + s_{01}B_{E3} + r_{02}B_{E3}) + B_{E3}(r_{00} + r_{01}B_{E3}) = 0 \tag{C.11}$$

lub ze względu na B_{E3}:

$$B_{E3}^2 r_{01} + B_{E3}(r_{00} + s_{01}B_{H3} + r_{02}B_{H3}) + B_{H3}(s_{00} + s_{02}B_{H3}) = 0 \tag{C.12}$$

gdzie współczynniki s_{0i}, r_{0i} są zależne od elementów macierzy transmisji $\mathbf{T}$, współczynników pobudzeń Δ_{13}, Δ_{14}, Δ_{23}, Δ_{24} (gdy $i \in \{1, 2\}$) oraz dodatkowo od elementów macierzy $\tilde{\mathbf{E}}^{s-}$ (gdy $i = 0$).

Rozwiązanie równania (C.11) przy założeniu oświetlania struktury pojedynczą falą płaską, o założonej amplitudzie $B_{E3}(k_x, k_y) = E_{x03}\bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3})$ (gdzie E_{x03} jest amplitudą składowej x pola elektrycznego fali padającej) uzyskuje się w sposób analogiczny do przypadku struktury jednostronnie otwartej (Dodatek B). Jest ono następującej postaci:

$$B_{H3}(k_x, k_y) = H_{x03}\bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3}) \tag{C.13}$$

gdzie:

$$H_{x03}^{1,2} = \frac{-s_{01} - r_{02} \pm \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2s_{02}} \cdot E_{x03} \tag{C.14}$$

Z kolei rozwiązanie równania (C.12) przy założeniu $B_{H3}(k_x, k_y) = H_{x03}\bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3})$, gdzie H_{x03} jest amplitudą składowej x pola magnetycznego fali padającej) jest postaci:

$$B_{E3}(k_x, k_y) = E_{x03}\bar{\delta}(k_x - k_{x3}, k_y - k_{y3}) \tag{C.15}$$

gdzie:

$$E_{x03}^{1,2} = \frac{-s_{01} - r_{02} \pm \sqrt{(s_{01} + r_{02})^2 - 4s_{02}r_{01}}}{2r_{01}} \cdot H_{x03} \tag{C.16}$$

Bibliografia

[1] C. A. Balanis, *Antenna Theory.* New York: John Wiley & Sons, 1982.

[2] P. Carter, „Wide band, short wave antenna and transmission line system,” *U.S. Patent 2,181,870*, grudzień 1939.

[3] W. Stohr, „Broadband ellipsoidal dipole antenna,” *U.S. Patent 3,364,491*, styczeń 1968.

[4] F. Lalezari *i in.*, „Broadband notch antenna,” *U.S. Patent 3,364,491*, czerwiec 1989.

[5] M. Barnes, „Ultra-wideband magnetic antenna„” *U.S. Patent 6,091,374*, lipiec 2000.

[6] H. Schantz, „A brief history of UWB antennas,” *Ultra Wideband Systems and Technologies, 2003 IEEE Conference on*, listopad 2003, str. 209 – 213.

[7] „First raport and order,” *Revision of Part 15 of the commission's rules regarding ultra wideband transmission systems*, luty 2002, FCC 02-48.

[8] Rozporządzenie Ministra Transportu z dnia 3 lipca 2007, *Dz. U. 2007 r. Nr 138, poz. 972 z dnia 1 sierpnia 2007 r. z późn. zmianami. Aneks nr 14.*

[9] Komisja Europejska, „Commission decision of 21 february 2007 on allowing the use of the radio spectrum for equipment using ultra-wideband technology in a harmonised manner in the community,” nr 2007/131/EC, luty 2007.

[10] Komisja Europejska, „Commission decision of 21 april 2009 amending decision 2007/131/EC on allowing the use of the radio spectrum for equipment using ultra-wideband technology in a harmonised manner in the community,” nr 2009/343/EC, kwiecień 2009.

[11] C. Bruns, P. Leuchtmann, i R. Vahldieck, „Analysis and simulation of a 1-18 GHz broadband double-ridged horn antenna,” *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, tom 45, nr 1, str. 55 – 60, luty 2003.

[12] Z. Shen i C. Feng, „A new dual-polarized broadband horn antenna,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 4, str. 270 – 273, 2005.

[13] J. Qiu, Y. Suo, i W. Li, „Design and simulation of Ultra-wideband quad-ridged horn antenna,” *Microwave and Millimeter Wave Technology, 2007. ICMMT '07. International Conference on*, kwiecień 2007, str. 1 –3.

[14] R. Dehdasht-Heydari, H. R. Hassani, i A. R. Mallahzadeh, „Quad ridged horn antenna for UWB applications,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 79, str. 23–38, 2008.

[15] R. Dehdasht-Heydari, H. R. Hassani, i A. R. Mallahzadeh, „A new 2–18 GHz quad-ridged horn antenna,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 81, str. 183–195, 2008.

[16] J. Bai, S. Shi, i D. Prather, „Modified compact antipodal Vivaldi antenna for 4-50 GHz UWB application,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, tom 59, nr 4, str. 1051 –1057, kwiecień 2011.

[17] A. Hood, T. Karacolak, i E. Topsakal, „A small antipodal Vivaldi antenna for Ultrawide-Band applications,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 7, str. 656 –660, 2008.

[18] S. Chamaani, S. Mirtaheri, i M. Abrishamian, „Improvement of time and frequency domain performance of antipodal Vivaldi antenna using Multi-Objective Particle Swarm Optimization,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 59, nr 5, str. 1738 –1742, maj 2011.

[19] J. Bourqui, M. Okoniewski, i E. Fear, „Balanced antipodal Vivaldi antenna with dielectric director for near-field microwave imaging,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 58, nr 7, str. 2318 – 2326, lipiec 2010.

[20] X. Han, L. Juan, C. Changjuan, i Y. Lin, „UWB dual-polarized Vivaldi antenna with high gain,” *Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), 2012 International Conference on*, tom 3, maj 2012, str. 1 –4.

[21] M. Elmansouri, M. Radway, i D. Filipovic, „Frequency- and Time-Domain performance of Four-Arm Mode-2 spiral antennas,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 60, nr 6, str. 2627 –2634, czerwiec 2012.

[22] S.-G. Mao, J.-C. Yeh, i S.-L. Chen, „Ultrawideband circularly polarized spiral antenna using integrated balun with application to Time-Domain target detection,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 57, nr 7, str. 1914 –1920, lipiec 2009.

[23] B. Kramer, C.-C. Chen, i J. Volakis, „Size reduction of a Low-Profile spiral antenna using inductive and dielectric loading,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 7, str. 22 – 25, 2008.

[24] M. Karlsson i S. Gong, „An integrated spiral antenna system for UWB,” *Radar Conference, 2005. EURAD 2005. European*, październik 2005, str. 283 –286.

[25] D. Ghosh i T. Sarkar, „A non-dispersive spiral antenna for UWB applications,” *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007 IEEE*, czerwiec 2007, str. 4745 –4748.

[26] S.-Y. Chen, P.-H. Wang, i P. Hsu, „Uniplanar log-periodic slot antenna fed by a CPW for UWB applications,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 5, nr 1, str. 256 –259, grudzień 2006.

[27] Q. Wu, R. Jin, i J. Geng, „A single-layer ultrawideband microstrip antenna,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 58, nr 1, str. 211 –214, styczeń 2010.

[28] J. Yang, „Periodicity of the input impedance of log-periodic array antennas,” *Microwaves, Antennas Propagation, IET*, tom 6, nr 10, str. 1117 –1122, 2012.

[29] C. Yu *i in.*, „Ultrawideband printed log-periodic dipole antenna with multiple notched bands,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 59, nr 3, str. 725 –732, marzec 2011.

[30] A. Foudazi, H. Hassani, i S. Nezhad, „Small UWB planar monopole antenna with added GPS/GSM/WLAN bands,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 60, nr 6, str. 2987 –2992, czerwiec 2012.

[31] C.-T. Chuang, T.-J. Lin, i S.-J. Chung, „A band-notched UWB monopole antenna with high notch-band-edge selectivity,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 60, nr 10, str. 4492 –4499, październik 2012.

[32] W. T. Li, X. W. Shi, i Y. Q. Hei, „Novel planar UWB monopole antenna with triple band-notched characteristics,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 8, str. 1094 –1098, 2009.

[33] Y. Seo, J. Jung, H. Lee, i Y. Lim, „Design of trapezoid monopole antenna with band-notched performance for UWB,” *Electronics Letters*, tom 48, nr 12, str. 673 –674, 2012.

[34] M. Ojaroudi, G. Kohneshahri, i J. Noory, „Small modified monopole antenna for UWB application,” *Microwaves, Antennas Propagation, IET*, tom 3, nr 5, str. 863 –869, sierpień 2009.

[35] M. Naser-Moghadasi, H. Rousta, i B. Virdee, „Compact UWB planar monopole antenna,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 8, str. 1382 –1385, 2009.

[36] X. N. Low, Z. N. Chen, i T. See, „A UWB dipole antenna with enhanced impedance and gain performance,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 57, nr 10, str. 2959 –2966, październik 2009.

[37] S. Nair, V. Shameena, R. Dinesh, i P. Mohanan, „Compact semicircular directive dipole antenna for UWB applications,” *Electronics Letters*, tom 47, nr 23, str. 1260 –1262, 2011.

[38] T.-G. Ma i S.-K. Jeng, „A printed dipole antenna with tapered slot feed for ultrawide-band applications,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 53, nr 11, str. 3833 – 3836, listopad 2005.

[39] Y. Hu *i in.*, „A double-printed trapezoidal patch dipole antenna for UWB applications with band-notched characteristic,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 103, str. 259–269, 2010.

[40] D. Li i J. fa Mao, „A Koch-Like sided fractal Bow-Tie dipole antenna,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 60, nr 5, str. 2242 –2251, maj 2012.

[41] J. Costa, C. Medeiros, i C. Fernandes, „Performance of a crossed exponentially tapered slot antenna for UWB systems," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 57, nr 5, str. 1345 –1352, maj 2009.

[42] T. Karacolak i E. Topsakal, „A double-sided rounded bow-tie antenna (DSRBA) for UWB communication," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 5, nr 1, str. 446 –449, grudzień 2006.

[43] K. Kiminami, A. Hirata, i T. Shiozawa, „Double-sided printed bow-tie antenna for UWB communications," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 3, nr 1, str. 152 –153, grudzień 2004.

[44] A. Dadgarpour, G. Dadashzadeh, M. Naser-Moghadasi, i F. Jolani, „Design and optimization of compact balanced antipodal staircase bow-tie antenna," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 8, str. 1135 –1138, 2009.

[45] A. Bzeih *i in.*, „Empirical formulation and design of a broadband enhanced E-Patch antenna," *Radio Science Conference, 2007. NRSC 2007. National*, marzec 2007, str. 1 –9.

[46] B. Mirzapour i H. Hassani, „Wideband and small size star-shaped microstrip patch antenna," *Electronics Letters*, tom 42, nr 23, str. 1329 –1330, 2006.

[47] S. Sharma i L. Shafai, „Investigations of a novel ψ-shape microstrip patch antenna with wide impedance bandwidth," *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007 IEEE*, czerwiec 2007, str. 881 –884.

[48] M. Pergol, W. Zieniutycz, i M. Mazur, „Broadband microstrip patch antenna with reduced transversal size," *Microwave Radar and Wireless Communications (MIKON), 2010 18th International Conference on*, czerwiec 2010, str. 1 –3.

[49] G. Adamiuk, T. Zwick, i W. Wiesbeck, „UWB antennas for communication systems," *Proceedings of the IEEE*, tom 100, nr 7, str. 2308 – 2321, lipiec 2012.

[50] H. Nazli, E. Bicak, B. Turetken, i M. Sezgin, „An improved design of planar elliptical dipole antenna for UWB applications," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 9, str. 264 –267, 2010.

[51] A. Sompan, S. Seewattanapon, C. Mahatthanajatuphat, i P. Akkaraekthalin, „An elliptical dipole antenna with rectangular slot reflector for wideband applications," *Electrical Engineering/Electronics, Computer, Telecommunications and Information Technology (ECTI-CON), 2011 8th International Conference on*, maj 2011, str. 200 –203.

[52] C.-C. Lee, C.-W. Wang, R. Yen, i H.-S. Huang, „Broadband printed-circuit elliptical dipole antenna covering 750 MHz - 6.0 GHz," *Microwave and Millimeter Wave Technology, 2008. ICMMT 2008. International Conference on*, tom 3, kwiecień 2008, str. 1207 –1209.

[53] G. Whyte *i in.*, „Different feeding geometries for planar elliptical UWB dipoles, and the excitation of leakage current,” *Microwave Conference, 2008. EuMC 2008. 38th European*, październik 2008, str. 1382 –1385.

[54] J. Yu *i in.*, „Study of an ultra wideband planar elliptical dipole antenna,” *Microwave Technology and Computational Electromagnetics, 2009. ICMTCE. International Conference on*, listopad 2009, str. 49 –52.

[55] H. Schantz, „Planar elliptical element ultra-wideband dipole antennas,” *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, tom 3, june 2002, str. 44.

[56] K. Chan i Y. Huang, „A novel CPS-fed balanced wideband dipole for ultra-wideband applications,” *Antennas and Propagation, 2006. EuCAP 2006. First European Conference on*, listopad 2006, str. 1 –4.

[57] W. Lu, Y. Cheng, i H. Zhu, „Design concept of a novel balanced ultra-wideband (UWB) antenna,” *Ultra-Wideband (ICUWB), 2010 IEEE International Conference on*, tom 1, wrzesień 2010, str. 1 –4.

[58] M. Pergol i W. Zieniutycz, „Rectangular microstrip resonator illuminated by normal-incident plane wave,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 120, str. 83–97, 2011.

[59] T. Itoh i R. Mittra, „Dispersion characteristics of slot lines,” *Electronics Letters*, tom 7, nr 13, str. 364 –365, 1971.

[60] T. Itoh i R. Mittra, „Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, tom 21, nr 7, str. 496 – 499, lipiec 1973.

[61] T. Itoh i W. Menzel, „A full-wave analysis method for open microstrip structures,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 29, nr 1, str. 63 – 68, styczeń 1981.

[62] D. Pozar, „Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 30, nr 6, str. 1191 – 1196, listopad 1982.

[63] M. Deshpande i M. Bailey, „Input impedance of microstrip antennas,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 30, nr 4, str. 645 – 650, lipiec 1982.

[64] D. Pozar, „Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 35, nr 6, str. 613 – 621, czerwiec 1987.

[65] J. Citerne i W. Zieniutycz, „Spectral Domain Approach for Radiation Modes in a dielectric slot line,” *Microwave Conference, 1985. 15th European*, wrzesień 1985, str. 207 –212.

[66] W. Zieniutycz, „A new formulation of the boundary condition at infinity for a hybrid radiation mode and its application to the analysis of radiation modes of microstrip lines,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, tom 38, nr 9, str. 1294–1299, wrzesień 1990.

[67] W. Zieniutycz, „Application of hybrid radiation modes of a microstrip line in the design of rectangular microstrip antennas,” *IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation*, tom 145, nr 5, str. 421–423, październik 1998.

[68] W. Zieniutycz, „Hybrid radiation modes of microwave integrated circuit (mic) lines-theory and application,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 56, str. 299–322, 2006.

[69] M. Cabedo-Fabres, E. Antonino-Daviu, A. Valero-Nogueira, i M. Bataller, „The theory of Characteristic Modes revisited: A contribution to the design of antennas for modern applications,” *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, tom 49, nr 5, str. 52 –68, październik 2007.

[70] M. Ferrando-Bataller, E. Antonino-Daviu, M. Cabedo-Fabres, i A. Valero-Nogueira, „UWB antenna design based on modal analysis,” *Antennas and Propagation, 2009. EuCAP 2009. 3rd European Conference on*, marzec 2009, str. 3530 –3534.

[71] E. Antonino-Daviu, M. Fabres, M. Ferrando-Bataller, i V. Penarrocha, „Modal analysis and design of band-notched UWB planar monopole antennas,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 58, nr 5, str. 1457 –1467, maj 2010.

[72] R. Garbacz i R. Turpin, „A generalized expansion for radiated and scattered fields,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, tom 19, nr 3, str. 348 – 358, maj 1971.

[73] P. Cerny i M. Mazanek, „Optimized ultra wideband dipole antenna,” *Applied Electromagnetics and Communications, 2005. ICECom 2005. 18th International Conference on*, październik 2005, str. 1 –4.

[74] C. Duncan i E. Lule, „Half disc element dipole antenna,” *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005 IEEE*, tom 2B, lipiec 2005, str. 576 – 579.

[75] E. Lule, T. Babi, i K. Siwiak, „Diamond dipole antenna for ultra-wideband communications,” *Microwave and Optical Technology Letters*, tom 46, nr 6, str. 536 – 538, 2005.

[76] A. Horita i H. Iwasaki, „A planar dipole antenna with wideband characteristics for UWB and wireless LAN,” *Electronics and Communications in Japan*, tom 90, nr 12, 2007, str. 22–30.

[77] G. Quintero i A. Skrivervik, „Analysis of planar UWB elliptical dipoles fed by a coplanar stripline,” *Ultra-Wideband, 2008. ICUWB 2008. IEEE International Conference on*, tom 1, wrzesień 2008, str. 113 –116.

[78] K. Chan i Y. Huang, „A novel cps-fed balanced wideband dipole for ultra-wideband applications,” *Antennas and Propagation, 2006. EuCAP 2006. First European Conference on*, listopad 2006, str. 1 –4.

[79] Y.-G. Kim, D.-S. Woo, K. W. Kim, i Y.-K. Cho, „Design of bow-tie-type UWB antennas using an ultra-wideband balun,” *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007 IEEE*, czerwiec 2007, str. 1989 –1992.

[80] M. Vahdani i X. Begaud, „Wideband integrated CPS-fed dual polarized quasi bow-tie antenna,” *Microwave and Optical Technology Letters*, tom 51, nr 9, str. 2130–2136, 2009.

[81] Y. X. Guo, Z. Y. Zhang, L. C. Ong, i M. Y. W. Chia, „A new balanced UWB planar antenna,” *Microwave and Optical Technology Letters*, tom 49, nr 1, str. 114–118, 2006.

[82] G. Gao *i in.*, „Double-printed rectangular patch dipole antenna for UWB applications,” *Microwave and Optical Technology Letters*, tom 50, nr 9, str. 2450–2452, 2008.

[83] A. Dadgarpour, G. Dadashzadeh, M. Naser-Moghadasi, i F. Jolani, „Design and optimization of compact balanced antipodal staircase bow-tie antenna,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, tom 8, str. 1135 –1138, 2009.

[84] P. Carro i J. de Mingo, „Ultrawideband parallel strip antennas designed by genetic algorithms,” *Vehicular Technology Conference, 2007. VTC-2007 Fall. 2007 IEEE 66th*, 2007, str. 2047 –2050.

[85] M. Pergol i W. Zieniutycz, „New planar dipole radiator for uwb application,” *Microwaves, Radar and Wireless Communications, 2008. MIKON 2008. 17th International Conference on*, maj 2008, str. 1 –4.

[86] M. Pergol i W. Zieniutycz, „Unified design procedure for planar dipoles oriented on UWB application,” *Progress In Electromagnetics Research*, tom 102, str. 249–265, 2010.

[87] D. R. Rhodes, *Synthesis of planar antenna sources.* Oxford: Clarendon Press, 1974.

[88] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields.* New York, Toronto, London: McGraw-Hill Book Company, 1961.

[89] V. V. Shevchenko, *Continuous Transitions in Open Waveguides.* NJ: Prentise Hall, Englewood Cliffs„ 1973.

[90] R. F. Harrington, *Field computation by moment method.* New York: The McMillan Company, 1968.

[91] N. W. McLachlan., *Theory and Application of Mathieu Functions.* Oxford: Oxford University Press, 1947.

[92] J. Meixner, „The behavior of electromagnetic fields at edges," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, tom 20, nr 4, str. 442–446, lipiec 1972.

[93] M. Pergol i W. Zieniutycz, „Mutual coupling of elliptical microstrip resonators," *Antennas and Propagation (EUCAP), 2012 6th European Conference on*, marzec 2012, str. 977 –979.

[94] L. Sorokosz, W. Zieniutycz, i M. Pergol, „Compact planar balun for the UWB dipole feeding network," *Radioelektronika 2011, 21st International Conference*, 2011, str. 1–4.

[95] M. Pergol i W. Zieniutycz, „UWB planar antenna dipole in the sandwich configuration," *7th International Conference on Antenna Theory and Techniques*, 2009, str. 187–189.

Prawo rozpowszechniania

Niniejszym wyrażam zgodę na wykorzystanie wyników mojej pracy, w tym tabel i rysunków, w pracach badawczych i publikacjach przygotowywanych przez pracowników Politechniki Gdańskiej lub pod ich kierownictwem. Wykorzystanie wyników wymaga wskazania niniejszej rozprawy doktorskiej jako źródła.