



## O wykorzystaniu niektórych materiałów i powierzchni zaawansowanych dla selekcji częstotliwości w polarymetrycznym SAR

ANDRZEJ DUKATA, JERZY KAPELEWSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Radioelektroniki,  
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

**Streszczenie.** W pracy sformułowano podstawowe równania oraz relacje dla transmisji i odbicia płaskiej spolaryzowanej fali elektromagnetycznej padającej pod dowolnym kątem na płytkę złożoną z periodycznego układu warstw o właściwościach magnetycznych i dielektrycznych. Kompozyt zamodelowano magnetodielektrycznym ośrodkiem efektywnym o anizotropii jednoosiowej. Przeprowadzono dyskusję stosowności modelu na podstawie rozwiązań numerycznych periodycznego zagadnienia brzegowego oraz możliwości zastosowania jako struktury z selekcją częstotliwości (FSS).

**Słowa kluczowe:** elektronika, fale elektromagnetyczne, ośrodek magnetodielektryczny, anizotropia jednoosiowa

**Symbole UKD:** 537.86

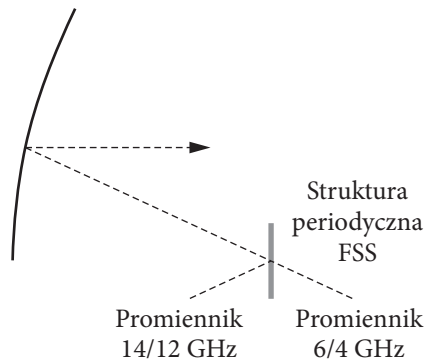
### 1. Wstęp

Do zasadniczych cech odróżniających wersję konwencjonalną od polarymetrycznej radaru z syntetyczną aperturą (SAR — ang. *Synthetic Aperture Radar*) jest to, że w drugim przypadku pomiary przeprowadzane są z reguły dla różnych kanałów częstotliwości lub też różnych polaryzacji.

W ostatnim czasie dużo uwagi poświęca się możliwości wkomponowania anteny wypełnionej podłożem kompozytowym (najczęściej piezoelektrycznym) bezpośrednio do kadłuba samolotu. Do głównych celów należy miniaturyzacja anteny, poprawa jej pożądaných charakterystyk promieniowania w tym efektywności energetycznej, a także ochrona przed niepożądanymi wpływami zewnętrznymi.

Dzięki wykorzystaniu materiałów zaawansowanych często dąży się do uzyskania podstawowego efektu antenowego przez samą powierzchnię podłoża z mniej już istotną rolą ewentualnej struktury metalowej, jak to ma miejsce w rozwiązaniach klasycznych (typowym przykładem są płaskie anteny mikropaskowe).

Szczególnym rodzajem struktur o periodycznych powierzchniach są tzw. powierzchnie z selekcją częstotliwości (FSS — ang. *frequency selective surfaces* [1]). Typowe struktury FSS stanowią cienkowarstwowy periodyczny układ metalowych obszarów na powierzchni dielektryka lub elementów aperturowych w ekranie metalowym. Struktury pracują zwykle w paśmie bliskim jej częstotliwości rezonansowej. Struktury FSS w obszarze mikrofalowym używane są do efektywniejszego wykorzystania anteny. Rysunek 1 przedstawia strukturę FSS umieszczoną pomiędzy dwoma promiennikami pracującymi w różnym paśmie oraz główny reflektor. Struktura całkowicie (lub prawie całkowicie) odbija w paśmie pracy jednego promiennika i przepuszcza w paśmie pracy drugiego.



Rys. 1. Antena reflektorowa z dwoma promiennikami i strukturą FSS (wg [1] zmienione)

Innym przykładem jest wykorzystanie selektywnych właściwości ekranów periodycznych w zastosowaniu do konstrukcji osłony anteny (radome). Osłona jest tak skonstruowana, by zapewniać transmisję w paśmie anteny i całkowicie odbijać poza tym pasmem.

Problem selekcji częstotliwości w układach SAR ma duże znaczenie praktyczne, porównywalne z zagadnieniem kontroli polaryzacji generowanych wiązek mikrofal. Stanowi m.in. jedną z metod uniknięcia efektu speckle i innych efektów pogarszających jakość obrazu.

Duże straty w metalicznych FSS dla długości fal krótszych niż 1 cm skierowały zainteresowanie naukowców na struktury dielektryczne mogące pracować jako FSS. Pierwsze modele wykonane pod koniec lat 90. wykazały ich przydatność [2]. Pożądane właściwości uzyskuje się przez zmianę geometrii i parametrów materiałów tworzących strukturę. Dalszym rozszerzeniem tych tendencji jest wykorzystanie

materiałów magnetodielektrycznych. Materiały takie nie występują w przyrodzie. Do niedawna słabą stroną było wytworzenie odpowiednich materiałów magnetycznych. Obecnie notuje się znaczny postęp w tej dziedzinie (por. np. [3]) za przyczyną mikro- i nanotechnologii.

W pracy sformułowano podstawowe równania oraz relacje dla transmisji i odbicia płaskiej spolaryzowanej fali elektromagnetycznej padającej pod dowolnym kątem na płytkę złożoną z periodycznego układu warstw o właściwościach magnetycznych i dielektrycznych. Kompozyt ten zamodelowano magnetodielektrycznym ośrodkiem efektywnym o anizotropii jednoosiowej.

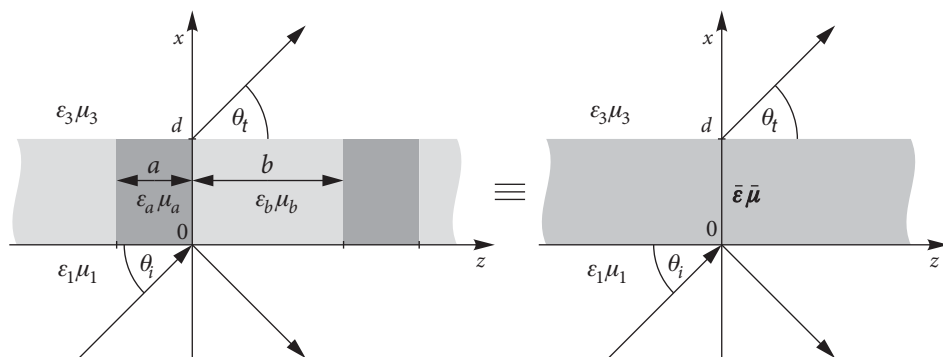
## 2. Układ warstwowy jako ośrodek efektywny o anizotropii jednoosiowej

Periodyczny układ warstw izotropowych magnetodielektryków położonych naprzemiennie tworzy supersieć o właściwościach zbliżonych do magnetodielektrycznego kryształu jednoosiowego. Taki ośrodek można opisać za pomocą równań konstytutywnych

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \times \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \bar{\mu} \times \mathbf{H}. \quad (1)$$

Jeśli warstwy są prostopadłe do osi  $z$  (rys. 2), to diady (afnory) przenikalności elektrycznej i magnetycznej  $\bar{\epsilon}$  i  $\bar{\mu}$  przyjmują postać

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_x \hat{x}\hat{x} + \epsilon_y \hat{y}\hat{y} + \epsilon_z \hat{z}\hat{z}, \quad \bar{\mu} = \mu_x \hat{x}\hat{x} + \mu_y \hat{y}\hat{y} + \mu_z \hat{z}\hat{z}. \quad (2)$$



Rys. 2. Rozpatrywana konfiguracja ośrodków. Struktura periodyczna jako efektywny ośrodek anizotropowy

Przyjmijmy, że izotropowe warstwy supersieci o grubościach  $a$  i  $b$  charakteryzują się odpowiednio parametrami  $\varepsilon_a, \mu_a$  oraz  $\varepsilon_b, \mu_b$ , wtedy dla  $\lambda \gg a + b$  ( $\lambda$  — długość fali)

$$\varepsilon_t = f\varepsilon_a + (1-f)\varepsilon_b, \quad \frac{1}{\varepsilon_z} = \frac{f}{\varepsilon_a} + \frac{(1-f)}{\varepsilon_b}, \quad (3a)$$

$$\mu_t = f\mu_a + (1-f)\mu_b, \quad \frac{1}{\mu_z} = \frac{f}{\mu_a} + \frac{(1-f)}{\mu_b}, \quad (3b)$$

gdzie bezwymiarowy parametr  $f = a/(a + b)$  odpowiada objętościowemu udziałowi fazy  $a$  w całości kompozytu. Jak pokazano w Dodatku A, nasze rozważania będą słuszne także dla układu jednoosiowych magnetodielektryków (otrzymanych np. za pomocą innych metod homogenizacji).

Dla fal płaskich w konfiguracji przedstawionej na rysunku 2 mamy  $\partial/\partial y = 0$ . W tym przypadku dla pól harmonicznie zmiennych o zależności czasowej  $\exp(-j\omega t)$ , podstawiając wzmiankowane równania konstytutywne do równań Maxwella

$$\nabla \times \mathbf{E} = j\omega \mathbf{B}, \quad (4a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -j\omega \mathbf{D} \quad (4b)$$

uzyskujemy skalarne równania falowe dla polaryzacji TE i TM

$$\left( \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_t^2 \right) \psi(x, z) = 0; \quad \psi = \begin{cases} E_y & \text{dla TE} \\ H_y & \text{dla TM} \end{cases}, \quad (5)$$

gdzie

$$\alpha = \begin{cases} \mu_t / \mu_z & \text{dla TE} \\ \varepsilon_t / \varepsilon_z & \text{dla TM} \end{cases} \quad (6)$$

oraz  $k_t^2 = (\omega^2/c^2)\mu_t\varepsilon_t$ .

Pozostałe składowe pola EM dla polaryzacji TE przyjmują postać

$$H_x = j \frac{1}{\omega\mu_0\mu_t} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad H_z = -j \frac{\alpha}{\omega\mu_0\mu_t} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (7)$$

a dla polaryzacji TM

$$E_x = -j \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_t} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = j \frac{\alpha}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_t} \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (8)$$

W tym miejscu warto zwrócić uwagę na stosowaną terminologię, która nie jest jednakowa w literaturze naukowej. Polaryzacja TE (ang. *transverse electric* — poprzeczna elektryczna) jest nazywana także polaryzacją prostopadłą do płaszczyzny padania albo polaryzacją *s* (niem. *senkrecht* — prostopadły), a polaryzacja TM (ang. *transverse magnetic* — poprzeczna magnetyczna) — polaryzacją równoległą do płaszczyzny padania albo polaryzacją *p* (ang. i niem. *parallel* — równoległy).

Dla koncentracji uwagi rozważymy polaryzację TE. Podstawowe rezultaty dla polaryzacji TM zamieszczono w dodatku B, wykorzystując zasadę dualności, czyli w rozwiązaniach podstawiając w miejsce stałych  $\mu_0, \mu_t$  i składowych pól  $E_y, H_x, H_z$ , odpowiednio stałe  $\varepsilon_0, \varepsilon_t$  oraz składowe pól  $H_y, -E_x, -E_z$ .

### 3. Odbicie i przejście fali płaskiej przez jednoosiową płytkę magnetodielektryczną

Na płytkę magnetodielektryczną o anizotropii jednoosiowej pada płaska fala EM o polaryzacji TE (rys. 2). Płytkę ma grubość  $d$ . Otaczają ją jednorodne półprzestrzenie izotropowe. We wszystkich trzech obszarach składowa  $E_y$  spełnia równanie postaci (5) przy czym w obszarach oznaczonych wskaźnikiem  $n = 1, 3$  mamy  $k_n^2 \equiv k_n^2 = (\omega^2/c^2)\mu_n\varepsilon_n$  i współczynnik  $\alpha = 0$  (ośrodek izotropowy).

Podstawiając  $\psi_n(x, z) = X_n(x)Z_n(z)$  do równania (5), uzyskamy w każdym obszarze dwa równania o rozdzielonych zmiennych

$$\frac{d^2 X_n}{dx^2} + k_{nx}^2 X_n = 0, \quad (9a)$$

$$\frac{d^2 Z_n}{dz^2} + k_{nz}^2 Z_n = 0 \quad (9b)$$

oraz trzecie dla stałych separacji  $k_{nx}$  i  $k_{nz}$

$$\begin{aligned} -k_{nx}^2 - k_{nz}^2 + k_n^2 &= 0, \quad n = 1, 3 \\ -\alpha k_{2x}^2 - k_{2z}^2 + k_t^2 &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Rozwiązania ogólne równań (9a) w poszczególnych obszarach można zapisać w postaci (zakładając jednostkową amplitudę fali padającej)

$$\begin{aligned} X_1 &= \exp(jk_{1x}x) + R \exp(-jk_{1x}x) \\ X_2 &= A \exp(jk_{2x}x) + B \exp(-jk_{2x}x) \\ X_3 &= T \exp(jk_{3x}x), \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie  $R$  i  $T$  oznaczają odpowiednio współczynniki odbicia i transmisji pola elektrycznego przez płytkę, a  $A$  i  $B$  — pewne stałe. Podstawiając równania (11) do warunków brzegowych, które dla polaryzacji TE oznaczają ciągłość składowych stycznych natężenia pola elektrycznego ( $E_y$ ) i magnetycznego ( $H_z$ ) dla  $x = 0$  i  $x = d$

$$\begin{aligned} X_1(0) &= X_2(0), & \frac{X_1'(0)}{\mu_1} &= \frac{\alpha X_2'(0)}{\mu_t}, \\ X_2(d) &= X_3(d), & \frac{\alpha X_2'(d)}{\mu_t} &= \frac{X_3'(d)}{\mu_3} \end{aligned} \quad (12)$$

otrzymujemy układ czterech równań algebraicznych dla współczynników  $R$ ,  $T$ ,  $A$ ,  $B$

$$\begin{aligned} 1 + R &= A + B \\ 1 - R &= \eta_{1x} (A - B) \\ A \exp(jk_{2x}d) + B \exp(-jk_{2x}d) &= T \exp(jk_{3x}d) \\ \eta_{3x} [A \exp(jk_{2x}d) - B \exp(-jk_{2x}d)] &= T \exp(jk_{3x}d), \end{aligned} \quad (13)$$

gdzie

$$\eta_{nx} = \frac{\alpha \mu_n k_{2x}}{\mu_t k_{nx}}, \quad n = 1, 3. \quad (14)$$

Rozwiązując ten układ, uzyskujemy

$$R = \frac{(\eta_{1x} - 1)(\eta_{3x} + 1) - (\eta_{1x} + 1)(\eta_{3x} - 1) \exp(2jk_{2x}d)}{-(\eta_{1x} + 1)(\eta_{3x} + 1) + (\eta_{1x} - 1)(\eta_{3x} - 1) \exp(2jk_{2x}d)}, \quad (15)$$

$$T = -\frac{4\eta_{3x} \exp[j(k_{2x} - k_{3x})d]}{-(\eta_{1x} + 1)(\eta_{3x} + 1) + (\eta_{1x} - 1)(\eta_{3x} - 1) \exp(2jk_{2x}d)}. \quad (16)$$

Podobnie analizując równania (9b), łatwo zauważyć, że rozwiązanie w każdym z trzech obszarów będzie przedstawiało falę biegnącą w dodatnim (znak plus) albo ujemnym (znak minus) kierunku osi  $z$

$$Z_n = \exp(\pm jk_{nz}z). \quad (17)$$

Przyjmując kierunek dodatni oraz uwzględniając jak poprzednio warunki brzegowe, uzyskujemy równanie będące odpowiednikiem klasycznego prawa Snella

$$k_{1z} = k_{2z} = k_{3z} = s. \quad (18)$$

Jak widać, określony wzorem (17) czynnik fazowy jest wspólny dla każdego obszaru, dlatego w dalszej części pracy pominiemy go.

Interesujące jest rozważenie energii odbitej i przechodzącej. Uśredniona w czasie moc fali padającej na jednostkę pola powierzchni granicznej jest równa iloczynowi skalarnemu zespolonego wektora Poyntinga

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \quad (19)$$

i wersora normalnego do tej powierzchni, czyli w naszym przypadku  $\hat{\mathbf{x}}$ , inaczej mówiąc jest to wartość składowej prostopadłej do powierzchni. Składowa  $x$  wektora Poyntinga (natężenie fali padającej) dla modu TE jest równa (zakładając jednostkową amplitudę fali padającej)

$$I_I = \frac{1}{2\mu_0\mu_1} k_{1x}, \quad (20)$$

podczas gdy natężenia fali odbitej i przechodzącej wynoszą

$$I_R = -\frac{1}{2\mu_0\mu_1} k_{1x} |R|^2, \quad I_T = -\frac{1}{2\mu_0\mu_3} k_{3x} |T|^2. \quad (21)$$

Bilans mocy wymaga aby  $I_I + I_R + I_T$ , stąd

$$|R|^2 + \frac{\eta_{1x}}{\eta_{3x}} |T|^2 = 1. \quad (22)$$

Równanie (22) można zapisać w tradycyjnej postaci za pomocą współczynników odbicia i transmisji mocy. Definiuje się je jako wielkości dodatnie stąd

$$R_{p\perp} \equiv -\frac{I_R}{I_I} = |R|^2, \quad T_{p\perp} \equiv \frac{I_T}{I_I} = \frac{\eta_{1x}}{\eta_{3x}} |T|^2 \quad (23)$$

i równanie bilansu mocy przyjmuje znaną postać

$$R_{p\perp} + T_{p\perp} = 1. \quad (24)$$

#### 4. Analiza numeryczna — dobór parametrów ośrodka efektywnego

Jak wspomniano, model ośrodka efektywnego jest słuszny, gdy długość fali jest dużo większa od periodu struktury w kierunku osi  $z$ , czyli dla  $\lambda \gg a + b$ . W zastosowaniach konstrukcyjnych ważna jest odpowiedź na pytanie, jakie ograniczenia modelu wprowadzi przyjęcie pewnego konkretnego dużo mniejszego od jedności współczynnika  $l_w = (a + b)/\lambda$ . Odwrotność tej wielkości odpowiada liczbie par warstw przypadających na długość fali, a więc w technice planarnej jest proporcjonalna do liczby procesów technologicznych niezbędnych do uzyskania struktury. Zbyt wiele par warstw podraża wykonanie, zbyt mało z kolei nie zapewni założeń modelu. Zakres niniejszej pracy nie pozwala na szersze rozwinięcie dyskusji, ale wskazuje pewną drogę, która może doprowadzić do pożądaných rozwiązań konstrukcyjnych.

We wcześniejszej pracy [4] uzyskaliśmy równanie wiążące liczbę falową Blocha  $k_{2z}$  modu TE z parametrami materiałowymi nieograniczonego ośrodka periodycznego oraz rzutami na oś  $z$  wektorów falowych  $\mathbf{k}_a$  i  $\mathbf{k}_b$  fal płaskich w ośrodkach składowych

$$\cos(k_{az}a)\cos(k_{bz}b) - \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_a k_{bz}}{\mu_b k_{az}} + \frac{\mu_b k_{az}}{\mu_a k_{bz}} \right) \sin(k_{az}a)\sin(k_{bz}b) = \cos[k_{2z}(a+b)]. \quad (25)$$

Równanie tego typu występuje w mechanice kwantowej przy rozwiązywaniu równania Schrödingera dla potencjału periodycznego [5]. Nie jest znane jego ściśle rozwiązanie. W naszym przypadku parametry  $k_{az}$  i  $k_{bz}$  nie są niezależne. Wiąże je relacja

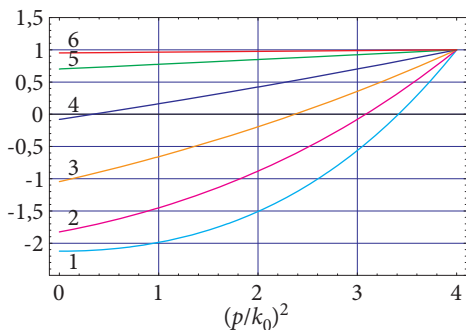
$$k_0^2 \mu_a \varepsilon_a - k_{az}^2 = k_0^2 \mu_b \varepsilon_b - k_{bz}^2 = p^2, \quad (26)$$

gdzie  $p$  jest składową  $x$  wektorów  $\mathbf{k}_a$  i  $\mathbf{k}_b$  a  $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega/c$  — liczbą falową fali w próżni.

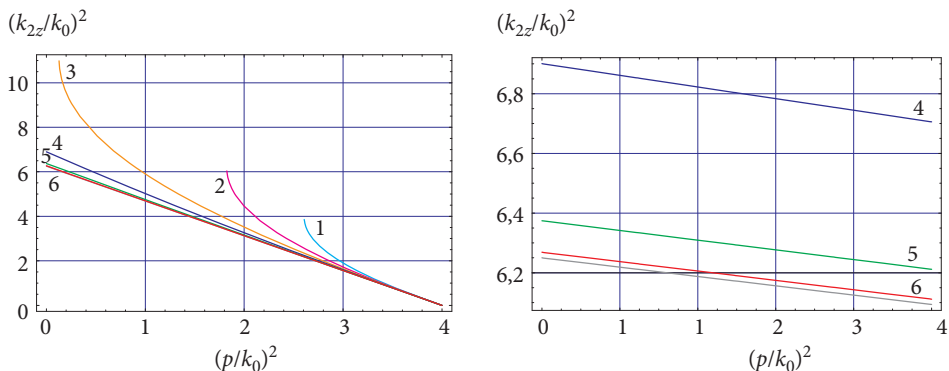
Zastosujemy graficzną metodę rozwiązania. Na rysunku 3 przedstawiono lewą stronę równania (25) w funkcji kwadratu  $p/k_0$  dla wybranych parametrów materiałowych.

Parametry dobrano tak ( $\varepsilon_a = \mu_b = 4$ ,  $\varepsilon_b = \mu_a = 1$ ), aby zamodelować układ naprzemiennych warstw wyłącznie dielektrycznych i wyłącznie magnetycznych. Dla uproszczenia przyjęto  $a = b$ . Każda krzywa odpowiada pewnej wielkości  $l_w = 2a/\lambda_0$ . Rozwiązanie równania (25) istnieje, gdy wykres leży między  $-1$  i  $1$ , czyli odpowiada liczbie falowa Blocha  $k_{2z}$  z prawej strony tego równania. Zgodnie z teorią Floqueta-Blocha, jeśli liczba Blocha  $k_{2z} = \kappa_0$  stanowi rozwiązanie, to jest nim również  $\kappa_0 + n2\pi/(a+b)$ . Jak widać, nie każda liczba falowa Blocha  $k_{2z}$  jest możliwa. Dla krzywych 1, 2, 3 pojawia się struktura pasmowa, szczególnie dobrze widoczna na rysunku 4 przedstawiającym wykres  $s = (k_{2z}/k_0)^2$  w funkcji  $\xi = (p/k_0)^2$ . Zachowano oznaczenia i kolory krzywych z rysunku 3.





Rys. 3. Wykres lewej strony równania (25). Poszczególne krzywe odpowiadają liczbie  $l_w = 0,25$  (1), 0,20 (2), 0,15 (3), 0,1 (4), 0,05 (5), 0,02 (6). W nawiasie podano numer krzywej



Rys. 4. Wykresy kwadratu liczby Blocha  $k_{2z}$  w funkcji kwadratu rzutu  $p$  wektorów falowych na oś  $x$  (jednostki bezwymiarowe). Oznaczenia krzywych jak na rysunku 3. Po prawej powiększony fragment

Przedstawiono również odcinek prostej teoretycznej dla ośrodka efektywnego (oznaczony kolorem szarym) opisany wzorem

$$\frac{\xi}{n_t^2/\alpha} + \frac{s}{n_t^2} = 1, \quad (27)$$

gdzie  $n_t^2 = \mu_t \epsilon_t$ . Linia ta, w skali rysunku lewego, praktycznie pokrywa się z linią 6 i niewiele odbiega od 5. Jeśli teraz aproksymujemy każdą z krzywych 4, 5, 6 odcinkiem (np. wg kryterium średniokwadratowego), to otrzymamy nowe, poprawione parametry efektywnego ośrodka anizotropowego. Dla ilustracji przedstawionych rezultatów założymy, że płytkę otacza z obu stron powietrze. W takim przypadku współczynniki odbicia i transmisji pola elektrycznego przyjmują postać

$$R = \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2 + 2j\eta \operatorname{ctg}(k_{2x}d)}, \quad T = -\frac{4\eta \exp[j(k_{2x} - k_{1x})d]}{(\eta - 1)^2 \exp(2jk_{2x}d) - (\eta + 1)^2}, \quad (28)$$

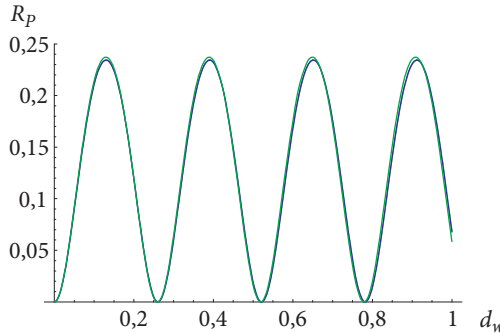
a współczynniki odbicia i transmisji mocy

$$R_{P\perp} = \frac{(1 - \eta^2)^2}{(1 + \eta^2)^2 + 4\eta^2 \operatorname{ctg}^2(k_{2x}d)}, \quad T_{P\perp} = 1 - R_{P\perp}. \quad (29)$$

Dla wizualizacji wyników wygodnie jest wprowadzić kąt  $\theta = \theta_i = \theta_t$  (rys. 2) związany z kierunkiem fali padającej. Ze względu na symetrię problemu, będzie on mierzony od osi ośrodka (kierunku  $z$ ), a nie tak jak tradycyjnie się przyjmuje — od normalnej do płytki. Występujące w równaniu (29) wielkości  $\eta^2$  i  $k_{2x}$  przyjmą postać zależną od  $\cos^2\theta$

$$\eta^2 = \frac{\alpha}{\mu_t^2} \frac{n_t^2 - \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta}, \quad k_{2x}/k_0 = \sqrt{\frac{n_t^2 - \cos^2\theta}{\alpha}}. \quad (30)$$

Rysunek 5 przedstawia zależność współczynnika odbicia mocy w funkcji bezwymiarowej wielkości  $d_w = d/\lambda_0 = d\omega/(2\pi c)$  dla kąta padania  $\theta = \pi/4$ .



Rys. 5. Współczynnik odbicia mocy. Objasnienia w tekście

Oprócz krzywej idealnej (odpowiadającej pierwotnym parametrom ośrodka) zamieszczono krzywe dla poprawionych parametrów aproksymujących funkcje 4 i 5 z rysunku 4. Aproksymację krzywej 6, jako zbyt bliską idealnej — pominięto. Dobrą zgodność uzyskuje się już dla niewielkiej ilości par warstw na długość fali — od 10 (krzywa 4) do 20 (krzywa 5). Wykresy na rysunku 5 mają taki sam charakter, a dla pewnych  $d_{wn}$  mamy  $R_{P\perp}(d_{wn}) = 0$ . Można tak dobrać grubość płytki  $d$ , aby uzyskać to dla określonej częstotliwości środkowej  $\omega_0$  oraz jej wielokrotności. Uzyska się w ten sposób minimalne odbicie w pewnych pasmach  $n\omega_0 \pm \Delta\omega$ , a co za tym idzie maksymalną transmisję. Tak więc funkcjonalnie płytkę można wykorzystać jako strukturę FSS.

Przedstawiony model ośrodka ma unikalne właściwości niemożliwe do spełnienia przez płytkę wyłącznie dielektryczną. Ze względu na symetrię parametrów i dualność zagadnienia, zależności współczynników odbicia i transmisji mocy

w funkcji częstotliwości dla magnetodielektryka będą identyczne zarówno dla polaryzacji TE jak i TM, co dla dielektryka jest niemożliwe. Uzyskana właściwość jest szczególnie ważna w radarach polarymetrycznych typu SAR, gdzie oba kanały polaryzacyjne pracują w tym samym paśmie.

## 5. Podsumowanie

Wyznaczono współczynniki odbicia i transmisji mocy dla spolaryzowanej fali elektromagnetycznej padającej pod dowolnym kątem na płytkę złożoną z periodycznego układu warstw o właściwościach magnetycznych i dielektrycznych w przybliżeniu długofalowym. Szczegółowo rozważono polaryzację TE. Wykorzystując zasadę dualności, podano rezultaty dla polaryzacji TM. Dla zadanych parametrów EM ośrodków składowych, przedstawiono metodę doboru liczby warstw w celu optymalizacji efektów do poniesionych nakładów. Celem działań jest wytworzenie magnetodielektrycznego ośrodka efektywnego o anizotropii jednoosiowej. Stwierdzono, że dla zastosowań jako struktury FSS w radarach polarymetrycznych typu SAR ośrodek efektywny musi charakteryzować się pewną symetrią parametrów.

## Dodatek A. Stałe materiałowe periodycznego układu magnetodielektryków

Rozważmy periodyczny układ przedstawiony na rysunku 2, ale w nieco ogólniejszej postaci. Warstwa o grubości  $a$  niech będzie jednoosiowym magnetodielektrykiem scharakteryzowanym przez

$$\bar{\epsilon}_a = \epsilon_{at} \hat{x}\hat{x} + \epsilon_{at} \hat{y}\hat{y} + \epsilon_{az} \hat{z}\hat{z}, \quad \bar{\mu}_a = \mu_{at} \hat{x}\hat{x} + \mu_{at} \hat{y}\hat{y} + \mu_{az} \hat{z}\hat{z}. \quad (A1)$$

Podobnie warstwa o grubości  $b$ . Z warunków brzegowych na powierzchni rozdziału ośrodków wynika, że składowe styczne natężenia pola elektrycznego oraz magnetycznego w warstwach są ciągłe. Ponadto, gdy długość fali EM  $\lambda \gg a, b$  są one równe średniej wartości natężenia pola

$$E_{ax} = E_{bx} = \langle E_x \rangle, \quad H_{ax} = H_{bx} = \langle H_x \rangle. \quad (A2)$$

Wartości średnie składowej stycznej indukcji pola elektrycznego oraz magnetycznego wyrażają się wzorami

$$\langle D_x \rangle = \frac{aD_{ax} + bD_{bx}}{a+b} = \epsilon_0 \frac{a\epsilon_{at} + b\epsilon_{bt}}{a+b} \langle E_x \rangle, \quad (A3a)$$

$$\langle B_x \rangle = \frac{aB_{ax} + bB_{bx}}{a+b} = \mu_0 \frac{a\mu_{at} + b\mu_{bt}}{a+b} \langle H_x \rangle, \quad (\text{A3b})$$

stąd wynika względna przenikalność dielektryczna oraz magnetyczna całego układu w kierunku stycznym

$$\varepsilon_t = f\varepsilon_{at} + (1-f)\varepsilon_{bt}, \quad \mu_t = f\mu_{at} + (1-f)\mu_{bt}, \quad (\text{A4})$$

gdzie bezwymiarowy parametr  $f = a/(a+b)$ .

Z warunków brzegowych wynika także ciągłość składowych normalnych indukcji elektrycznej oraz magnetycznej na powierzchni rozdziału ośrodków:

$$D_{az} = D_{bz} = \langle D_z \rangle, \quad B_{az} = B_{bz} = \langle B_z \rangle. \quad (\text{A5})$$

Powtarzając rozumowanie dla wartości średnich składowych normalnych natężeń pól, mamy

$$\langle E_z \rangle = \frac{aE_{az} + bE_{bz}}{a+b} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{1}{a+b} \left( \frac{a}{\varepsilon_{az}} + \frac{b}{\varepsilon_{bz}} \right) \langle D_z \rangle, \quad (\text{A6a})$$

$$\langle H_z \rangle = \frac{aH_{az} + bH_{bz}}{a+b} = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{a+b} \left( \frac{a}{\mu_{az}} + \frac{b}{\mu_{bz}} \right) \langle B_z \rangle, \quad (\text{A6b})$$

stąd względna przenikalność dielektryczna oraz magnetyczna całego układu w kierunku normalnym

$$\frac{1}{\varepsilon_z} = \frac{f}{\varepsilon_{az}} + \frac{(1-f)}{\varepsilon_{bz}}, \quad \frac{1}{\mu_z} = \frac{f}{\mu_{az}} + \frac{(1-f)}{\mu_{bz}}. \quad (\text{A7})$$

W szczególnym przypadku, gdy ośrodki składowe są izotropowe, wzory (A4) i (A7) przyjmują postać (3a) i (3b).

## Dodatek B. Współczynniki odbicia i transmisji mocy dla polaryzacji TM

Jeśli wykorzystamy zasadę dualności, współczynniki odbicia i transmisji mocy dla polaryzacji TM (wzory analogiczne do (29) i (30)) przyjmują postać

$$R_{\text{P||}} = \frac{(1-\eta^2)^2}{(1+\eta^2)^2 + 4\eta^2 \text{ctg}^2(k_{2,x}d)}, \quad T_{\text{P||}} = 1 - R_{\text{P||}}, \quad (\text{B1})$$

gdzie

$$\eta^2 = \frac{\alpha n_t^2 - \cos^2 \theta}{\varepsilon_t^2 1 - \cos^2 \theta}, \quad k_{2x}/k_0 = \sqrt{\frac{n_t^2 - \cos^2 \theta}{\alpha}}, \quad n_t^2 = \varepsilon_t \mu_t, \quad \alpha = \varepsilon_t / \varepsilon_z. \quad (\text{B2})$$

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2007-2010 jako projekt badawczy zamawiany PBZ-MNiSW-DBO-04/1/2007.

Artykuł wpłynął do redakcji 30.09.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2009 r.

#### LITERATURA

- [1] R. MITTRA, C. H. CHAN, T. CWIK, *Techniques for Analyzing Frequency Selective Surfaces — A Review*, Proc. of the IEEE, 76, 1998, 1593-1615.
- [2] L. BERTONI, L-H. S. CHEO, T. TAMIR, *Frequency-Selective Reflection and Transmission by a Periodic Dielectric Layer*, IEEE Trans. Antennas Propagat., 37, 1989, 78-83.
- [3] V. G. HARRIS, A. GEILER, Y. CHEN, S. D. YOON, M. WU, A. YANG, Z. CHEN, P. HE, P. V. PARIMI, X. ZUO, C. E. PATTON, M. ABE, O. ACHER, C. VITTORIA, *Recent advances in processing and applications of microwave ferrites*, J. Magn. Magn. Mater., 321, 2009, 2035-2047.
- [4] J. KAPELEWSKI, A. DUKATA, *Electromagnetic wave behaviour in uniaxial magnetodielectric media of  $1 + 1 > 2$  type*, Acta Physica Polonica A, 116, 2009, 331-334.
- [5] C. KITTEL, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa, 1999.

A. DUKATA, J. KAPELEWSKI

#### On design of some advanced materials and surfaces for frequency selection in polarimetric SAR

**Abstract.** A periodically stratified medium consisting of alternating layers of two magnetodielectric media is considered. In the long wavelength limit, such a medium might be treated as uniaxial effective substrate. For oblique incidence of TE and TM type electromagnetic waves, the reflection and transmission coefficients are found. On the basis of numerical solution of associated periodic boundary-value problem, limitations of the model are demonstrated. Prospective applications of the structure treated for designing frequency selective surfaces (FSS) situated in the tract of polarimetric SAR is shortly discussed.

**Keywords:** electronics, electromagnetic waves, magnetodielectric medium, uniaxial anisotropy

**Universal Decimal Classification:** 537.86

