

## Planarny kompozyt magnetodielektryczny z wkładem grafenowym jako perspektywiczny ekran mikrofal

**Streszczenie.** Artykuł zawiera krótkie omówienie mechanizmów realizujących kontrolowaną absorpcję i transmisję mikrofal planarnych kompozytów magnetodielektrycznych z udziałem nanowarstw węglowych. Szczególnie podkreślony zostanie potencjał tkwiący w połączeniu materiałów magnetodielektrycznych i struktur grafenowych. Głównym celem pracy jest zwrócenie uwagi na opcję strukturalnej syntezy obu materiałów o laminowanej strukturze nanokompozytowej z ich wykorzystaniem jako użytecznych absorberów i ekranów EM, zwłaszcza w zakresie gigahercowym.

**Abstract.** The paper presents a look for microwave EMI shielding capability of graphene-embedded multiferroic magnetoelectric (ME) laminate composite materials. The leitmotiv is to pay attention for considerable advantages of such a fusion of both kinds of materials for enhancing and making tunable absorption and EMI shielding properties. (A graphene-magnetodielectric multilayered structure as a prospective EMI shielding material)

**Słowa kluczowe:** nanokompozyty, absorpcja, ekranowanie mikrofal

**Keywords:** nanocomposites, absorption, EMI shielding

### Wstęp

Redukcja interferencji elektromagnetycznej (EMI shielding), zależy od odbicia i absorpcji promieniowania EM w materiale, który pełni tym samym funkcje ekranu chroniącego przed penetracją niepożądanego promieniowania. Ma to duże znaczenie praktyczne, zwłaszcza dla fal gigahercowych (GHz, w szczególności pasma X), która łatwo oddziałuje z urządzeniami elektronicznymi (np. komputerami, komponentami układów antenowych). Wpływają też na pracę telefonów komórkowych i innych urządzeń telekomunikacyjnych. W ogólności zakłócenia EM (EMI) stanowią niepożądany i niekontrolowany efekt lawinowego ostatnio rozwoju współczesnych urządzeń elektronicznych [1].

Szczególnie perspektywicznym materiałem dla osłony przed EMI są nanowarstwy. Wynika to zarówno z ich własności mechanicznych (zwłaszcza wytrzymałości i względnej lekkości), własności termicznych, a także możliwości kształtowania optymalnych, dla danego zakresu częstotliwości kombinacji globalnych parametrów konstytutywnych zwłaszcza konduktancji, a nawet ich własności widmowych [2,3].

Zaburzenia elektromagnetyczne (EMI) w kanałach radio- i telekomunikacji, a także w różnego rodzaju urządzeniach elektronicznych, generują straty czasu i energii, mogą nawet negatywnie wpływać na zdrowie ludzkie. Z tych właśnie powodów zakazuje się korzystać z telefonów komórkowych w trakcie lotu, a także salach operacyjnych. W projektowaniu ekranów EMI o zadanym poziomie efektywności ekranowania (ang. shielding efficiency – SE) wymaga się spełnienia, obok szeregu warunków fizycznych, również kryterium opłacalności ekonomicznej, a nawet adaptacyjności do zmieniających się warunków zewnętrznych (np. temperatury) [1].

Nowe osiągnięcia w technologii wzrostu kryształów, a szczególnie w epitaksji metodą strumieni molekularnych, umożliwiają uzyskanie supersieci z dobrą kontrolą grubości warstw aż do 1 nm. Pod nazwą kompozyt rozumiemy materiał złożony z dwu lub więcej składników materiałowych o znacząco różnych właściwościach fizycznych. Posiada on swoje własne cechy zwykle całkowicie różne od tworzących go kompozytów. Z kolei poprzez nanokompozyt rozumiemy taki kompozyt, którego przynajmniej jeden komponent ma wymiary rzędu nanometrów.

Materiały dla absorpcji mikrofal (RAMs), powinny:

- a) mieć zdolność przechwytywania energii fal elektromagnetycznych w możliwie szerokim paśmie,
- b) być cienkie i lekkie,
- c) posiadać prostą mikrostrukturę warstwową, bądź też, w przypadku tzw. kompozytów objętościowych (proszkowych), korzystne cechy morfologiczne.

Rosnące zainteresowanie wykorzystaniem materiałów nanostrukturalnych w roli absorberów mikrofalowych wiąże się z ich dużą efektywną powierzchnią czynną, a zatem i ilością ładunków oraz dipoli (elektrycznych i magnetycznych), oddziałujących bezpośrednio z falami elektromagnetycznymi.

### Uwarunkowania materiałowe

Spośród materiałów warstwowych (laminarnych) istotną wadą warstw dielektrycznych jest ich grubość i stosunkowo wąskie pasmo dopasowania. Z kolei wykorzystanie materiałów magnetycznych (w tym ferrytów) jest utrudnione z racji znacznej dyspersji w obszarze mikrofal. Np. przenikalność magnetyczna ( $\mu'$ ), wynosząca dla niższych częstotliwości mikrofalowych setki lub tysiące, maleje do jednego w zakresie fal centymetrowych, co istotnie utrudnia dopasowanie. Składowa magnetyczna absorpcji (wyrażona częścią urojoną  $\mu''$ , przenikalności magnetycznej) przejawia lokalne maksimum w obszarze rezonansów magnetycznego i strukturalnego (przeważnie w paśmie S, C oraz X). Wysoką, względną przenikalnością dielektryczną w niemal całym obszarze mikrofal wyróżniają się materiały ferroelektryczne (nawet rzędu 103-105 – aż do fal centymetrowych). Jej urojona część,  $\epsilon''$ , jest w rozważanym zakresie zwykle większa od 100, co zapewnia silną absorpcję fal EM. Jednak dzięki wysokiej wartości rzeczywistej przenikalności ( $\epsilon'$ ) ich grubość rezonansowa (rezonans strukturalny -  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon_r}}$ ) jest mała, stąd też zakres dopasowania jest raczej wąski (przynajmniej dla warstw pojedynczych, a pośrednio też ferroelektrycznych struktur periodycznych).

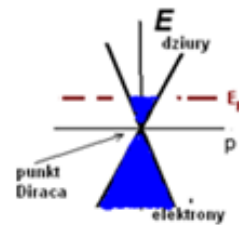
Do najlepszych materiałów absorbujących mikrofałe należą heterogeniczne (kompozytowe) struktury magnetodielektryczne, zapewniające możliwość jednoczesnego wykorzystania obu (tj. magnetycznego i elektrycznego) mechanizmów tłumienia, z dopasowaniem w szerokim zakresie częstotliwości.

Odnotowując ten fakt, zauważmy jednocześnie, że możliwość znaczącego zwiększenia obu przenikalności pojawia się też w wersji tradycyjnej kompozytów magnetodielektrycznych, dzięki sprzężeniu piezo/strykcyjnemu [4]. Dla dostatecznie cienkich warstw (w szczególności nanostruktur), o parametrze grubości  $d \ll \lambda$ , ośrodek taki staje się efektywnym multiferroikiem, dopuszczającym dzięki sprzężeniu magneto-elektrycznemu relatywnie szeroki zakres sterowania wielkością obu przenikalności, przez pole zewnętrzne (alternatywnie E lub H). Szczególnie spektakularnym rodzajem ośrodków o takich własnościach są kompozyty typu ferroików stanowiące strukturę dwufazową o komponentach o rozdzielnych fazach dielektrycznej i magnetycznej [5,6,7]. Sprzężenie magnetodielektryczne ( $\mathbf{P} = \alpha \mathbf{H}, \mathbf{M} = \alpha \mathbf{E}$ ) jest wówczas efektem globalnym (tj. odnoszonym się do kompozytu jako całości) generowanym wzajemnym oddziaływaniem obu faz poprzez ich wspólne międzypowierzchnie. Ważną zaletą tego rodzaju ośrodków magnetodielektrycznych jest możliwość szerokopasmowego dopasowania do impedancji otoczenia, z jednoczesną miniaturyzacją rozmieszczonego na nich, jako podłoża, sztyku antenowego [7,8].

W niniejszej pracy rozpatrzmy prosty model układu dwóch różnych warstw ME przedzielonych płaską strukturą grafenu. W granicznym wariancie modelu struktury periodycznej (tw. Blocha), układ ten stanowi jej komórkę podstawową (period). Z racji na znaną wiotkość sprężystą grafenu składowej w kierunku prostopadłym do jego powierzchni (w odróżnieniu od jej nadzwyczaj dużej sztywności wzdłuż jej płaszczyzny), przyjmuje się, że w praktyce nie wykazuje on wpływu na przekazywanie naprężeń między komponentami kompozytu (a zatem na sprzężenie ME).

### Kompozyt ME z grafenem

Grafen jest dwuwymiarową płaską monowarstwą atomów węgla tworzących heksagonalną strukturę plastra miodu. Jego komórka elementarna zawiera dwa równoważne krystalograficznie atomy, połączone, ze swoimi najbliższymi sąsiadami, silnymi wiązaniami lokalnymi ( $\sigma$ ), generującymi (głębokie, zapełnione pasmo walencyjne. Elektronową strukturę energetyczną uzupełniają nielokalne pasma wiążące oraz antywiążące ( $\pi+$  i  $\pi-$ ), które stykają się w jednym punkcie o energii EF (Diraca), mającej znaczenie energii Fermiego (p. rys 1). W pobliżu punktu Diraca oba pasma przejawiają liniową zależność energetyczną ( $E = \pm v_D k$ ), co odpowiada obrazowi dla cząstek bezmasowych (np. neutrina). Taka struktura energetyczna grafenu czyni z niego rodzaj półmetal i tłumaczy nadzwyczaj wysoką ruchliwość nośników ładunków obu znaków. Struktura i rodzaj wiązań decyduje też o nadzwyczajnej wytrzymałości mechanicznej, w płaszczyźnie monowarstwy. Z kolei ruchliwość nośników powoduje duże wartości przewodnictwa właściwego. Podobnie jak warstwach metalu, okoliczność ta umożliwia też generację modów SPP (surface plasmon polariton) wraz z pojawieniem się przerwy wzbronionej. Efekt taki zaobserwowano w grafenie domieszkowanym lub bramkowanym, a także w jego odmianach kilkuwarstwowych. Zauważmy też, że zastosowanie grafenu zamiast metalu jako nanokompozytowego absorbera warstwowego eliminuje ważny problem korozji warstw i wysokiej gęstości warstw metalicznych (np. wpływ prądów wirowych). Mimo tych wad metale były szeroko stosowane w układach redukcji EMI, a także absorpcji mikrofal. Jest on coraz częściej zastępowany nanowarstwami węglowymi o znacznej konduktywności właściwej.



Rys.1. Relacja dyspersyjna dla nośników w grafenie – domieszki typu n (por. [9])

Nanokompozyty z wypełnieniem objętościowym (tzw. cząsteczkowe) złożone są z materiału podstawowego tzw. matrycy, do którego wprowadzane są w określonej proporcji inkluzje innej fazy (wypełnienia). Ważnym parametrem takich ośrodków jest tzw. próg perkolacyjny o gęstości wypełnienia, powyżej której materiał z matrycą dielektryczną staje się przewodnikiem. W obrazie mikroskopowym odpowiada to sytuacji, w której większość inkluzji wypełniacza (np. metalu lub jednego z rodzajów przewodzącego węgla) o porównywalnej wielkości styka się bezpośrednio z co najmniej dwiema sąsiednimi inkluzjami, tworząc w ten sposób rodzaj siatki przewodzącej 3D. Umożliwia ona dyfuzję ładunku przez kompozyt, w relatywnie szerokim zakresie częstotliwości EM. Bardzo popularnym, i to na skalę przemysłową, stał się wariant o matrycy polimerowej z wypełnieniem złożonym z nanorurek węglowych (CNT) lub ich wariant wielościenny (tzw. MWCNT), itp., przeważnie w układzie laminarnym. Przy komercyjnej obecnie dostępności materiałów z MWCNT, wariant ten jest szczególnie interesującym kandydatem do wytwarzania absorberów i osłon EMI, nawet na skalę przemysłową.

Dla pełniejszego obrazu możliwości mechanizmów absorpcji w takich strukturach (zwłaszcza w układzie laminarnym), zwróćmy uwagę na potencjalnie istotną rolę sprzężeń, głównie przez powierzchnie międzywarstwowe, z innymi rodzajami pól falowych. I tak np. obecność ostrych granic fazy magnetycznej stwarza możliwości generacji modów spinowych, bądź też (w przypadku gdy faza magnetyczna jest metalem) tzw. polarytronów plazmowych (SPP) Sprzężenie fali EM z tymi rodzajami zaburzeń, sprzyja multifunkcjonalności takich struktur m-d, jest też potencjalnie istotnym kanałem odprowadzenia energii, modyfikującym zdolności absorpcyjne układu.

Dodajmy, że potencjalnie istotny wpływ na pracę urządzeń, mogą mieć tzw. szumy naturalne, wytwarzane np. przez wyładowania atmosferyczne, a nawet źródła pozaziemskie, jak plamy na słońcu. Wpływ różnych możliwych źródeł zakłóceń rozszerza zakres EMI na przedział częstotliwości od 10 kHz do 1 THz. Obok obwodów komputerowych i szumów naturalnych, określony udział w EM mają też takie źródła zakłóceń jak silniki elektryczne, a także przemysłowe linie zasilania. W laminowanych strukturach ochrony przez EMI absorpcja materiałowa jest ważnym składnikiem efektywności ekranowania (SE). Jej mechanizm fizyczny pochodzi z efektów lokalizacji i dyssypacji (zamiana na ciepło) energii fal EM, opisaną odpowiednio przez części rzeczywiste ( $\epsilon'_0, \mu'_0$ ) oraz urojone ( $\epsilon''_0, \mu''_0$ ) parametrów konstytutywnych poszczególnych komponentów układu. Oszacowanie wpływu absorpcji jest integralnym elementem procedury projektowania laminarnych powłok ekranujących EMI. W najbardziej ogólnym przypadku, efektem takiej procedury winno być określenie składu materiałowego układu, a także ilość oraz grubości kolejnych warstw spełniających zadane wymagania co do wielkości SE i szerokości pasma pracy.

W obszarze mikrofal dominują w grafenie przejścia wewnątrzpasmowe, przez co zachowuje się on jak metal z konduktancją wyrażoną formułą Drudego:

$$\sigma_g(T) = \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\Gamma - i\omega)} \left( \frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left( e^{-\frac{E_F}{k_B T}} + 1 \right) \right) + 1$$

gdzie  $E_F$  oznacza energię Fermiego (punktu Diraca),  $\Gamma = \tau^{-1}$ ,  $\tau$  czas relaksacji nośników.

Generowane przez fale EM mody SPP, w odróżnieniu od metali przejawiają stosunkowo niskie straty, zaś ich parametry dynamiczne mogą być strojone (podobnie jak mikrofal w strukturze md/g) przez zewnętrzne pole  $E$  i  $H$ , a także napięciem bramki tak, że możliwy jest nawet ujemny (odpowiadający metamateriałom) efektywny współczynnik załamania.

Silne wiązania lokalne ( $\sigma$ ) w płaszczyźnie grafenu wyjaśniają w pełni jego znaną odporność na naprężenia sprężyste w te same płaszczyźnie, natomiast stany nielokalne ( $\pi$ ) odpowiadają za ruchliwość nośników znajdujących się już płaszczyzną struktury oraz za oddziaływanie z ośrodkiem zewnętrznym. W przypadku rozpatrywanego tu ośrodka trójfazowego, szczególnie istotne są oddziaływania stanów  $\pi$  z atomami (jonami) sąsiedniej warstwy magnetycznej. Rezultatem jest wzrost gęstości ładunku, oraz spinów obu znaków w obszarze międzypowierzchni m-g, generując jej lokalną przenikalność magnetyczną, a także stymulując pojawianie się przerwy wzbronionej wokół punktu Diraca, której szerokość może być zmieniona przez pola zewnętrzne lub domieszki substytucyjne metali przejściowych.

Podstawowym parametrem warstwy osłaniającej jest tzw. efektywność ekranowania (SE), który w skali logarytmicznej można wyrazić poprzez formułę [1]:

$$SE_{\pm} = SE_R + SE_A + SE_M = -20 \log \left| \frac{H_{\pm}}{H_i} \right|,$$

wyrażającą addytywny udział trzech różnych mechanizmów: odbicia (R), absorpcji (A) i wielokrotnych odbić wewnętrznych w strukturze (M oraz  $H_{\tau}$  zmiana natężenia pola fali przechodzącej oraz padającej). Komponent odbiciowy ekranowania (SER) zawiera w sobie straty spowodowane niedopasowaniem impedancyjnym między otoczeniem i ekranem. W przypadku cienkich warstw w tym nanowarstw, ostatni człon można w zasadzie pominąć.

Szczególnie dużo uwagi poświęca się ostatnio nanokompozytom polimerowym z wypełnieniem złożonym z nanorurek węglowych, listków grafenu, bądź też wtrąceniami dielektrycznymi (zwłaszcza:  $BaTiO_3$  – tytanian baru) lub magnetycznymi ( $Fe_2O_3$ ,  $Fe_3O_4$ ).

W przypadku nanokompozytów, przynajmniej jeden komponent jest nanowarstwą lub nanorurką (której grubość jest 10 tys razy mniejsza od ludzkiego włosa), mamy do czynienia z bardzo dużą powierzchnią styku z matrycą na jednostkę objętości. Przejawia się to w istotnych zmianach własności nanokompozytów w porównaniu z ich odpowiednikami makroskopowymi, w szczególności znacznie wyższej wytrzymałości mechanicznej, większej odporności termicznej i oksydacyjnej (rdza), parametrów konstrukcyjnych (z możliwością ich strojenia przez pole zewnętrzne), a także silnie zwiększone mikrofalowe zdolności absorpcyjne.

Jednym ze znanych nanokompozytów są warstwy epoksydowe wzmocnione nanomateriałami węglowymi. Ich szczególną zaletę stanowi dobry kompromis między ceną (w przypadku MWCNT ok. 300 \$/kg) a oczekiwanymi parametrami pracy układu z wysoką wartością termiczną i elektrycznej konduktancji, odporności na ogień, a także lekkości i wytrzymałości mechanicznej.

## Fale EM w strukturach warstwowych magnetodielektrycznych z grafenem

Dla podwójnej supersieci o okresie  $d$  (wzdłuż osi  $z$ ), postępując według metody rozwiniętej w [3], pole ma postać:

$$H(z+d) = e^{iqd} H(z)$$

Oznaczając macierz przejścia dla całego periodu:  $T = T^j T^{j-1}$  łatwo pokazać, że  $\det T = 1$  (unimodularność).

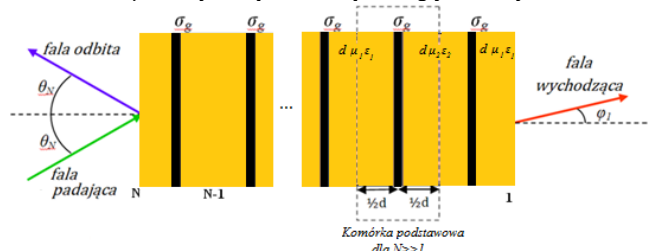
Zgodnie z teorią Blocha:

$$(1) \quad \cos(qd) = \frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}) = \frac{1}{2} \text{tr} T$$

Równanie (1) wiąże wektor Blocha  $q$  z częstotliwością  $\omega$  poprzez relację dyspersyjną  $\omega = \omega(q, k_x)$ .

## Przykład modelu transmisji planarnego nanokompozytu m-d/g

Rozważmy transmisję modu TM od fali padającej ukośnie na periodyczną strukturę m-d/g jak na rys. 2.



Rys. 2. Fala padająca ukośnie na strukturę periodyczną m-d/g

Dla struktury pseudoferroiku w dalszym ciągu przyjmijmy  $\epsilon_{eff} = \epsilon$ ,  $\mu_{eff} = \mu$ .

Analizę transmisji przeprowadzimy na przykładzie modu TM przy oznaczeniu  $\underline{H}_j = (0, H_j, 0)$ ,  $\underline{E}_j = (E_j, 0, E_{zj})$ , gdzie  $j$  – numer warstwy. Przyjmijmy też dla ferroiku:  $k_i = k_{iz} = \sqrt{\epsilon_{ef} \mu_{ef} \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2}$ . Dla międzypowierzchni z grafenem (między warstwami 1 i 2) w płaszczyźnie  $z=0$ , możemy napisać:

$$(2a) \quad H_1 = (A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z}) e^{ik_x x}, \text{ dla } z < 0$$

$$(2b) \quad H_2 = (A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z}) e^{ik_x x}, \text{ dla } z > 0$$

Warunki brzegowe mają postać:

$$(3) \quad E_1(0) = E_2(0), \quad H_1(0) - H_2(0) = j_k = \sigma E_2$$

$$\nabla \times H = i\omega D = i\omega \epsilon E$$

Uwzględniając (3) otrzymamy dla amplitud struktury periodycznej wokół punktu  $z=0$ , układ równań (por. [10], [11]):

$$(4) \quad k_1(A_1 - B_1) = k_2(A_2 - B_2)$$

$$A_1 + B_1 - A_2 - B_2 = -\frac{\sigma_g k_2}{\epsilon \omega} (A_2 - B_2)$$

Równania (4) można zapisać w jednej formule macierzowej

$$(5) \quad \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \left[ (2k_1)^{-1} \begin{pmatrix} k_1 + k_2 & k_1 - k_2 \\ k_1 - k_2 & k_1 + k_2 \end{pmatrix} + \frac{\sigma_g k_2}{2\epsilon \omega} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = T^{12} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix}$$

Fale propagujące się w obu kierunkach w każdej z warstw o szerokości  $d$ , wyraża tzw. macierz propagacji:

$$P_j(d) = \begin{pmatrix} e^{-ik_j d} & 0 \\ 0 & e^{ik_j d} \end{pmatrix}$$

Przedstawione postępowanie dotyczy dwóch stykających się materiałów. Uwzględniając „genezę” obu składników fali wewnątrz struktury, należy zastąpić macierz  $T^{12}$  macierzą odpowiadającą całemu segmentowi (komórce podstawowej). Oznacza to, że wewnątrz struktury właściwa

macierz przejścia winna wyrażać zachowanie się fali w każdym z segmentów (j), przyjmując w rozpatrywanym przypadku postać

$$S_j = P_j \left(\frac{d}{2}\right) T^{j,j+1} P_{j+1} \left(\frac{d}{2}\right)$$

Przenosząc procedurę opisaną powyżej na kolejne warstwy, otrzymamy macierz przejścia dla całej struktury m-d/g w formie iloczynów jej poszczególnych segmentów (w liczbie N)

$$(6) \quad T = T^{01} \prod_{j=1}^N P_j T^{j,j+1} \equiv T^{01} t$$

gdzie macierze  $T^{01}$  oraz  $T^{N,N+1}$  odpowiadają (opcjonalnie) warstwom dopasowania z otoczeniem.

Postępując tą drogą, zamiast równania (5), otrzymamy równanie łączące amplitudy fali wewnątrz struktury o postaci:

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = S_j \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}$$

gdzie:

$$(7) \quad S_j = \frac{1}{\omega \varepsilon \mu} \begin{pmatrix} e^{ik_j d} (\omega \varepsilon \mu - k_j \sigma_g) & e^{-ik_j d} k_j \sigma_g \\ e^{ik_j d} k_j \sigma_g & e^{-ik_j d} (\omega \varepsilon \mu + k_j \sigma_g) \end{pmatrix}$$

Własności unimodularności macierzy T pozwala znacznie uprościć problem obliczenia macierzy przejścia skończonych struktur periodycznych. Pozwala bowiem skorzystać z formuł Abelesa [12] dla unimodularnych macierzy II-go rzędu, o postaci

$$T = t^N = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}^N = \begin{bmatrix} t_{11} S_N - S_{N-1} & t_{12} S_N \\ t_{21} S_N & t_{22} S_N - S_{N-1} \end{bmatrix}$$

$$\text{gdzie } S_N = \frac{\sin(Nqd)}{\sin qd}$$

Relacja  $\cos(qd) = \frac{1}{2} \text{tr}t$ , dla fal TM w rozpatrywanej strukturze m-d/g przyjmie postać [13]:

$$(8) \quad \cos(qd) = \cos(kd) - i \frac{k_z \sigma_g}{\omega \varepsilon d} \sin(kd)$$

Z relacji (12) wynika, że własności dyspersyjne struktury zależą od konduktancji grafenu  $\sigma_g$ , zatem także od energii Fermiego  $E_F$ . To ostatnie może być z kolei kontrolowane przez zewnętrzne napięcie bramkujące.

Efektywność ekranowania otrzymujemy bezpośrednio z obliczenia macierzy transmitancji zgodnie z formułą [1]:

$$(9) \quad SE = 10 \log |t| \quad [\text{dB}]$$

Formuła (1) stanowi podstawę przedstawionych dalej rozważań modelowych.

Powyżej oznaczono:

$$\text{Transmitancja } t = |T_{11}|^{-2}$$

Bilans mocy dyktuje wówczas relację:

$$a + r + t = 1$$

gdzie a i r oznacza współczynnik absorpcji mocy i odbicia.

Przy niewielkiej modyfikacji przedstawionej wyżej metody iteracyjnej, impedancję struktury można wyrazić poprzez następujące równania rekurencyjne [1]:

$$(10) \quad Z_j = \eta_j \frac{Z_{j-1} \cos(k_j d_j) + i \eta_j \sin(k_j d_j)}{\eta_j \cos(k_j d_j) + i Z_{j-1} \sin(k_j d_j)}$$

Dla warstw brzegowych  $j=1$  oraz N (gdzie N – całkowita liczba warstw pseudoferroiku), można tę relację uważać za formalną podstawę procedury dopasowania odpowiadającej redukcji współczynnika odbicia dla modu TM fali płaskiej padającej ukośnie na powierzchnię laminarną supersieci m-d/g.

## Uwagi końcowe

Przedstawione rozważania odzwierciedlają, aczkolwiek w ograniczonym z konieczności zakresie, nadzwyczaj duży potencjał dla ochrony przed promieniowaniem EM, tkwiący w połączeniu własności nanomateriałów z warstwami magnetodielektrycznymi w układzie kompozytowym. Perspektywy wykorzystania rozpatrywanej kombinacji są szczególnie obiecujące w aspekcie multifunkcyjnym, z uwagi na możliwość sterowania efektywnymi parametrami konstytutywnymi układu, zarówno w odniesieniu do ich części rzeczywistej odpowiedzialnej za kumulację i gromadzenie energii EM, jak i części urojonej opisującej zamianę tej energii na ciepło. Dodanie grafenu, zwłaszcza kilkuwarstwowego, jako składnika struktury kompozytywnej istotnie poszerza możliwości sterowania efektywną konduktywnością poprzez modyfikację energii Fermiego (punktu Diraca) (bądź też zewnętrzne pole E), co automatycznie generuje zmianę ruchliwości nośników, a tym samym przewodnictwa w obszarze międzypowierzchni grafenowych. Przedstawiony model transmisyjności rozpatrywanej struktury (której odwrotność, ściślej odwrotność kwadratu jej modułu, określa efektywność ekranowania) dowodzi względnej łatwości modyfikacji macierzy przejścia, jako podstawy jej optymalizacji numerycznej, poprzez zastosowanie algorytmu genetycznego.

## LITERATURA

- [1] P. Saini, A. Manju, *Microwave Absorption and EMI Shielding Behavior of Nanocomposites Based on Intrinsically Conducting Polymers, Graphene and Carbon Nanotubes*, InTech, 2012
- [2] C. Brosseau, *Modeling and Characterization of the Interaction of Electromagnetic Wave with Nanocomposites and Nanostructured Materials*, Journal of Nanomaterials, 2007
- [3] M. Maksimović, *Optical Resonance in Multilayer Structures*, University of Twente, Thesis 2008
- [4] D. Micheli, et al.: *Nanostructured Composite Materials for Electromagnetic Interference Shielding Applications*, Acta Astronautica 69 (2011), 2011
- [5] J. Kapelewski, *On Current and Prospective Use of Binary Thin Multilayers in Radar Absorbing Structures*, Acta Physica Polonica A tom 124 nr 3, 2013
- [6] J. Kapelewski, *Coupled Waves in Two-Phase Periodic Planar Multilayers*, Acta Physica Polonica A tom 120 nr 4, 2011
- [7] C.W. Nan, G. Liu, Y.H. Lin et al., *Magnetic-Field-Induced Electric Polarization in Multiferroic Nanostructures*, Physical Review Letters 94, 2005
- [8] Liu M. et al, *Ferroelectric BaTiO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> multilayered thin films for room-temperature tunable microwave elements*, Nanoscale Research Letters, 8:338, 2013
- [9] Dedkov Y.S., Fonin M., *Electronic and magnetic properties of the graphene-ferromagnet interface*, New J. Phys. 12 12500, 2010
- [10] Deng X.-H. et al., *Tunable THz absorption in graphene-based heterostructures*, Optics Express, Vol. 22, Issue 24, pp. 30177-30183 (2014)
- [11] Zhan T. et al., *Transfer matrix method for optics in graphene layers*, J. Phys.: Condens. Matter 25 215301, 2013
- [12] F. Abeles, *Reserches sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dan les milieu stratifies. Application aux couches minces*, Ann. Phys. (Paris) 5, 1950
- [13] Chern R.-L., Han D., *Nonlocal optical properties in periodic lattice of graphene layers*, OPTICS EXPRESS, Vol. 22, No. 4, 24 February 2014, s. 4817-4829

**Autor:** prof. dr hab. Jerzy Kapelewski, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Radioelektroniki, ul. Gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, E-mail: [jerzy.kapelewski@wat.edu.pl](mailto:jerzy.kapelewski@wat.edu.pl)