

DOI: 10.5604/20830157.1121338

WPLYW TYPU PRZEKŁADKI NA TRANSMISJĘ ZŁOŻENIA DWÓCH STRUKTUR BINARNYCH

Michał Szota

Politechnika Częstochowska, Instytut Inżynierii Materiałowej, Zakład Biomateriałów i Inżynierii Powierzchni

Streszczenie. W pracy przedstawiono metody symulacji transmisji układów wielowarstwowych oraz zbadano wpływ zmiany typu oraz grubości warstwy materiału rozdzielającego dwie struktury wielowarstwowe. Do analizy wykorzystano metodę macierzową. Wykazano znaczący wpływ niejednorodności wykonania warstwy rozdzielającej (przekładki) na transmisję oraz znacznie mniejszy niedokładności wykonania grubości warstwy.

Słowa kluczowe: propagacja, supersieci, metamateriały, filtry optyczne

THE INFLUENCE OF THE TYPE OF SEPARATOR MATERIAL IN THE COMBINATION OF TWO BINARY STRUCTURES

Abstract. The paper presents a simulation method of multilayers transmission and examines the impact of changes in the type and thickness of the material separating the two multilayer structures. For the analysis, the matrix method were used. It has been shown significantly influence the implementation of the separation layer inhomogeneities on the transmission and significantly smaller of thickness inaccuracies implementation.

Keywords: propagation, superlattice, metamaterials, optical filters

Wstęp

W optyce, optoelektronice, fotonice oraz fizyce ciała stałego wykorzystywane są układy wielowarstwowe zbudowane z materiałów dielektrycznych [5, 6, 32, 44, 45], do najciekawszych badanych struktur należą fotoniczne kryształy [17-19, 26, 33, 42, 43], światłowody [3], kwazikryształy [9, 14, 15, 24, 25, 30, 34, 36] oraz wielowarstwy [1, 2, 10, 13, 40, 45, 46].

W 1968 roku Veselago przewidział, jako szczególnie przypadek wynikający z równań Maxwella, istnienie materiałów o ujemnym współczynniku załamania światła [39], nazywanych inaczej metamateriałami.

Pierwsze takie struktury dla mikrofal udało się uzyskać dopiero w 2000 roku [35]. Fakt ten spowodował duże zainteresowanie innych ośrodków naukowych wytwarzaniem i badaniem właściwości tych materiałów [4, 7, 8, 11, 12, 21, 23, 27, 29, 31]. Pomimo nie otrzymania jeszcze metamateriałów dla zakresu długości fal światła widzialnego, prowadzone są już symulacje właściwości transmisyjnych układów wielowarstwowych zbudowanych z metamateriałów.

Numeryczna analiza właściwości filtracyjnych układów wielowarstwowych pozwala zaprojektować strukturę o zadanych parametrach aplikacyjnych, a technologia produkcji supersieci złożonych z materiałów dielektrycznych jest już w dobrym stopniu opanowana [16, 20, 22, 28, 41]. Zasadnym jest zbadanie złożenia dwóch układów wielowarstwowych rozdzielonych pojedynczą warstwą oraz zbadanie wpływu typu materiału warstwy i jej grubości na transmisję finalnej struktury.

1. Numeryczne metody analizy właściwości transmisyjnych układów wielowarstwowych

Do analizy propagacji fali elektromagnetycznej najczęściej wykorzystywane są dwie metody. W pierwszej badane jest zachowanie się tej fali przy użyciu metody przyrostów skończonych w domenie czasu (FDTD – Finite-Difference Time Domain) wynikające bezpośrednio z analizy przybliżeń wartości natężeń pól elektrycznego i magnetycznego fali elektromagnetycznej związanych ze sobą poprzez różniczkowe równania Maxwella.

Druga natomiast, wykorzystana do przeprowadzenia symulacji w tym artykule, wykorzystuje macierze charakterystyczne danego układu wyznaczone poprzez parametry materiałowe oraz prawo Snelliusa i współczynniki Fresnela.

1.1. Metoda FDTD

Wychodząc z układu równań Maxwella w domenie czasu [5, 45]:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H}; \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}; \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E} \quad (1)$$

łącącego wektor natężenia pola magnetycznego \vec{H} z wektorem natężenia pola elektrycznego \vec{E} oraz wektorem indukcji elektrycznej \vec{D} , gdzie ε_0, μ_0 są odpowiednio wartościami przenikalności elektrycznej i magnetycznej próżni, a ε_r to względna przenikalność elektryczna ośrodka i korzystając z warunku normalizacyjnego wektorów natężenie pola elektrycznego oraz indukcji elektrycznej w celu uproszczenia obliczeń:

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E, \quad \tilde{D} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot D \quad (2)$$

możemy wyznaczyć układ równań łączący te zależności w notacji FDTD jako:

$$\begin{aligned} \tilde{D}_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} &= \tilde{D}_x \Big|_k^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \left[H_y \Big|_{k+\frac{1}{2}}^n - H_y \Big|_{k-\frac{1}{2}}^n \right] \\ \tilde{E}_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\varepsilon_r + \frac{\sigma_r \cdot \Delta t}{\varepsilon_0}} \cdot \left[\tilde{D}_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} - I_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} \right] \\ I_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} &= I_x \Big|_k^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\varepsilon_r \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \cdot \tilde{E}_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} \\ H_y \Big|_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} &= H_y \Big|_{k+\frac{1}{2}}^n + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \left[\tilde{E}_x \Big|_k^{n+\frac{1}{2}} - \tilde{E}_x \Big|_{k+1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie: n jest krokiem w jednowymiarowej przestrzeni k ; Δx , Δt określają skok dyskretyzacji odpowiednio przestrzeni i czasu, a I_x jest macierzą pomocniczą wyznaczającą numerycznie całkę niezbędną do realizacji przejścia wartości indukcji elektrycznej z domeny częstotliwości do domeny czasu.

W celu zapewnienia stabilności symulacji dla kwaziejednowymiarowej supersieci optycznej należy skorzystać z następującego warunku stabilności Couranta [38]:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 * c} \quad (4)$$

1.2. Metoda macierzowa

W celu wyznaczenia transmisji fali elektromagnetycznej o polaryzacji P lub S padającej pod kątem Θ_{in} do normalnej powierzchni struktury kwaziejednowymiarowej i wychodzącej z niej pod kątem Θ_{out} , gdzie współczynniki załamania światła materiałów otoczenia określone są odpowiednio poprzez n_{in} , n_{out} , a M_{11} jest pierwszym elementem macierzy charakterystycznej, należy skorzystać z zależności:

$$T = \frac{n_{out} \cos \Theta_{out}}{n_{in} \cos \Theta_{in}} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2. \quad (5)$$

$$M = \frac{1}{t_{in,j+1}} \begin{bmatrix} 1 & r_{in,j+1} \\ r_{in,j+1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \left[\prod_{j=1}^J \begin{bmatrix} e^{id_j n_j \frac{2\pi}{\lambda} \cos \Theta_j} & 0 \\ 0 & e^{-id_j n_j \frac{2\pi}{\lambda} \cos \Theta_j} \end{bmatrix} \frac{1}{t_{j,j+1}} \begin{bmatrix} 1 & r_{j,j+1} \\ r_{j,j+1} & 1 \end{bmatrix} \right]. \quad (6)$$

Macierz charakterystyczna M określona równaniem (6) zależy od współczynników transmitancji t i reflektancji r Fresnela zależne od typu polaryzacji (P lub S) określone w literaturze na różne sposoby opisane wzorami (7-10) [21, 37, 45].

$$t_{a,b}^P = \frac{2}{1 + \sigma_{a,b}^P} = \frac{2k_{a,x}}{\frac{\epsilon_a}{\epsilon_a} + \frac{k_{b,x}}{\epsilon_b}} = \frac{2k_a \cos \Theta_a}{\frac{\epsilon_a}{k_a \cos \Theta_a} + \frac{\epsilon_b}{k_b \cos \Theta_b}} = \frac{2n_a \cos \Theta_a}{\frac{\epsilon_a}{\epsilon_a} + \frac{n_b \cos \Theta_b}{\epsilon_b}} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cos \Theta_a}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cos \Theta_a + \sqrt{\frac{\mu_b}{\epsilon_b}} \cos \Theta_b} = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_a}{\mu_a \epsilon_b}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}. \quad (7)$$

$$r_{a,b}^P = \frac{1 - \sigma_{a,b}^P}{1 + \sigma_{a,b}^P} = \frac{\frac{k_{a,x}}{\epsilon_a} - \frac{k_{b,x}}{\epsilon_b}}{\frac{k_{a,x}}{\epsilon_a} + \frac{k_{b,x}}{\epsilon_b}} = \frac{\frac{k_a \cos \Theta_a}{\epsilon_a} - \frac{k_b \cos \Theta_b}{\epsilon_b}}{\frac{k_a \cos \Theta_a}{\epsilon_a} + \frac{k_b \cos \Theta_b}{\epsilon_b}} = \frac{\frac{n_a \cos \Theta_a}{\epsilon_a} - \frac{n_b \cos \Theta_b}{\epsilon_b}}{\frac{n_a \cos \Theta_a}{\epsilon_a} + \frac{n_b \cos \Theta_b}{\epsilon_b}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cos \Theta_a - \sqrt{\frac{\mu_b}{\epsilon_b}} \cos \Theta_b}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cos \Theta_a + \sqrt{\frac{\mu_b}{\epsilon_b}} \cos \Theta_b} = \frac{1 - \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_a}{\mu_a \epsilon_b}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}{1 + \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_a}{\mu_a \epsilon_b}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}. \quad (8)$$

$$t_{a,b}^S = \frac{2}{1 + \sigma_{a,b}^S} = \frac{2k_{a,x}}{\frac{\mu_a}{\mu_a} + \frac{k_{b,x}}{\mu_b}} = \frac{2k_a \cos \Theta_a}{\frac{\mu_a}{k_a \cos \Theta_a} + \frac{\mu_b}{k_b \cos \Theta_b}} = \frac{2n_a \cos \Theta_a}{\frac{\mu_a}{\mu_a} + \frac{n_b \cos \Theta_b}{\mu_b}} = \frac{2\sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_a}} \cos \Theta_a}{\sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_a}} \cos \Theta_a + \sqrt{\frac{\epsilon_b}{\mu_b}} \cos \Theta_b} = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_b}{\mu_a \epsilon_a}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}. \quad (6)$$

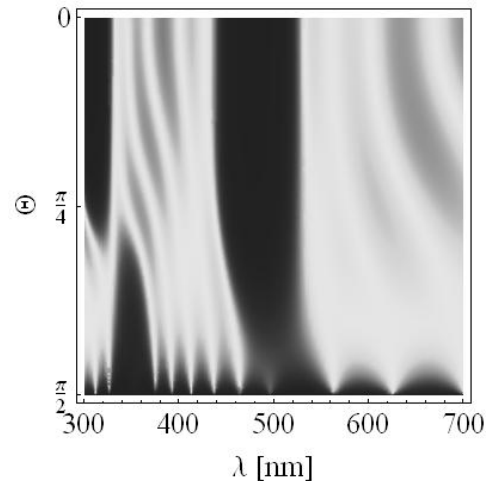
$$r_{a,b}^S = \frac{1 - \sigma_{a,b}^S}{1 + \sigma_{a,b}^S} = \frac{\frac{k_{a,x}}{\mu_a} - \frac{k_{b,x}}{\mu_b}}{\frac{k_{a,x}}{\mu_a} + \frac{k_{b,x}}{\mu_b}} = \frac{\frac{k_a \cos \Theta_a}{\mu_a} - \frac{k_b \cos \Theta_b}{\mu_b}}{\frac{k_a \cos \Theta_a}{\mu_a} + \frac{k_b \cos \Theta_b}{\mu_b}} = \frac{\frac{n_a \cos \Theta_a}{\mu_a} - \frac{n_b \cos \Theta_b}{\mu_b}}{\frac{n_a \cos \Theta_a}{\mu_a} + \frac{n_b \cos \Theta_b}{\mu_b}} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_a}} \cos \Theta_a - \sqrt{\frac{\epsilon_b}{\mu_b}} \cos \Theta_b}{\sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_a}} \cos \Theta_a + \sqrt{\frac{\epsilon_b}{\mu_b}} \cos \Theta_b} = \frac{1 - \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_b}{\mu_a \epsilon_a}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}{1 + \sqrt{\frac{\mu_b \epsilon_b}{\mu_a \epsilon_a}} \frac{\cos \Theta_b}{\cos \Theta_a}}. \quad (6)$$

2. Wyniki badań symulacyjnych

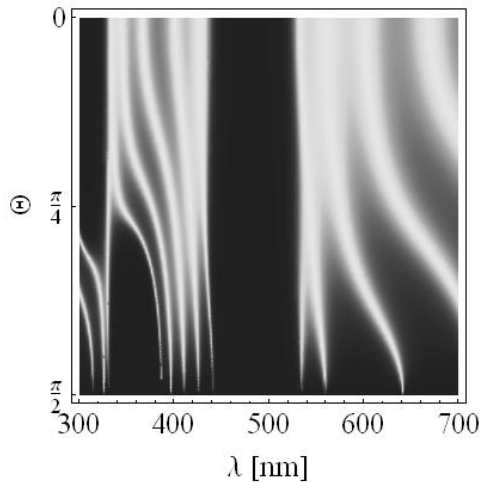
Struktura binarna X^L składa się z L powtórzeń klastra AB, zwanych inaczej pokoleniami struktury, który to cluster zbudowany jest z materiału A o współczynniku załamania n_A i grubości warstwy d_A oraz napyłonego na niego materiału B o odpowiednio określonych n_B i d_B . W przeprowadzonej symulacji materiałem A był metamateriałowy odpowiednik NaCl o współczynniku załamania $n_A = -1,544$, natomiast materiałem B był GaAs o $n_B = 3.4$ [45]. Grubości warstw wynosiły $d_A = d_B = 250$ nm. Rozważane są materiały bezstratne i bezdispersyjne.

Rysunki 1 i 2 przedstawiają mapy transmisji złożenia dwóch struktur binarnych X^3 bez przekładki co daje w wyniku strukturę X^6 dla polaryzacji odpowiednio P i S. Oś pionowa mapy transmisji określa kąt padania fali elektromagnetycznej w stosunku do normalnej do powierzchni kwaziejednowymiarowej struktury, natomiast w poziomie dana jest długość fali dla zakresu światła widzialnego. Pełna transmisja fali zaznaczona jest na wykresie kolorem białym. Na rysunku 3 przedstawiono mapę transmisji fali elektromagnetycznej niespolaryzowanej dla struktury X^6 . Należy zauważyć, że transmisja ma strukturę pasmową, zależy silnie od polaryzacji, można wyróżnić pasma wspólne dla polaryzacji typu S i P. Występuje również obszar, w pobliżu długości fali 500nm, w którym fala elektromagnetyczna, niemalże niezależnie od kąta padania na strukturę nie propaguje się w niej. Zakres takich długości fali nazywany jest fotoniczną przerwą wzbronioną (*photonic band gap*) i jest charakterystyczny dla fotonicznych materiałów wielowarstwowych.

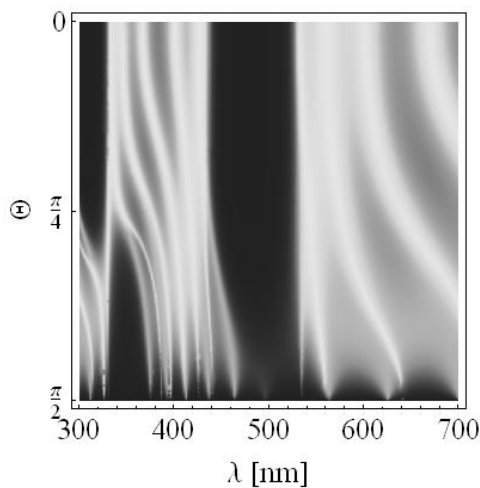
Rysunek 4 przedstawia transmisję dla elektromagnetycznej fali niespolaryzowanej przy różnych kątach padania Θ , w przypadku braku przekładki rozdzielającej struktury X^3 .



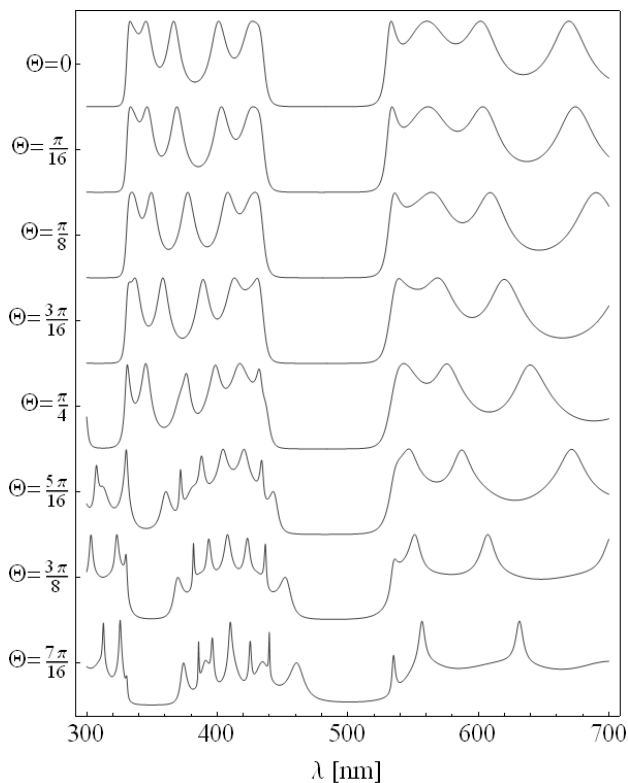
Rys. 1. Mapa transmisji struktury X^6 dla polaryzacji typu P



Rys. 2. Mapa transmisji struktury X6 dla polaryzacji typu S

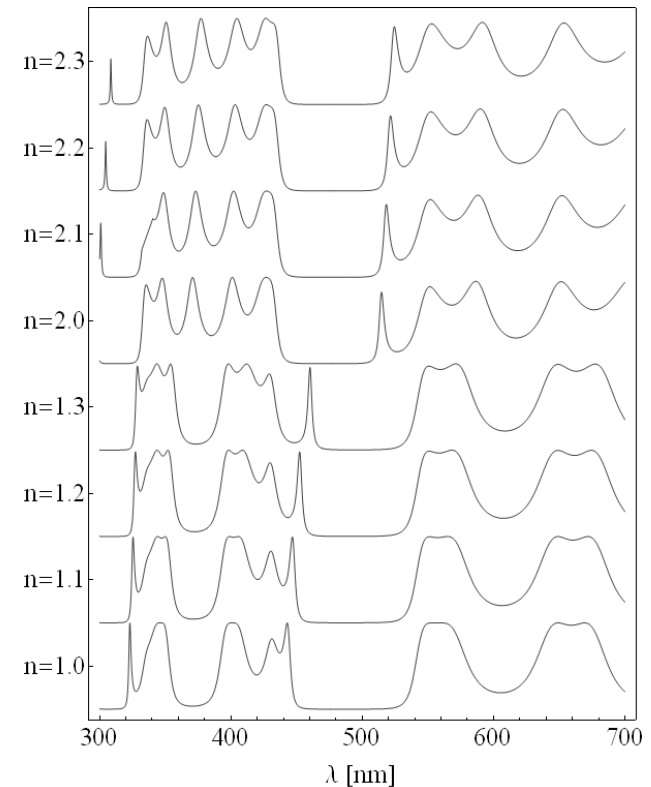
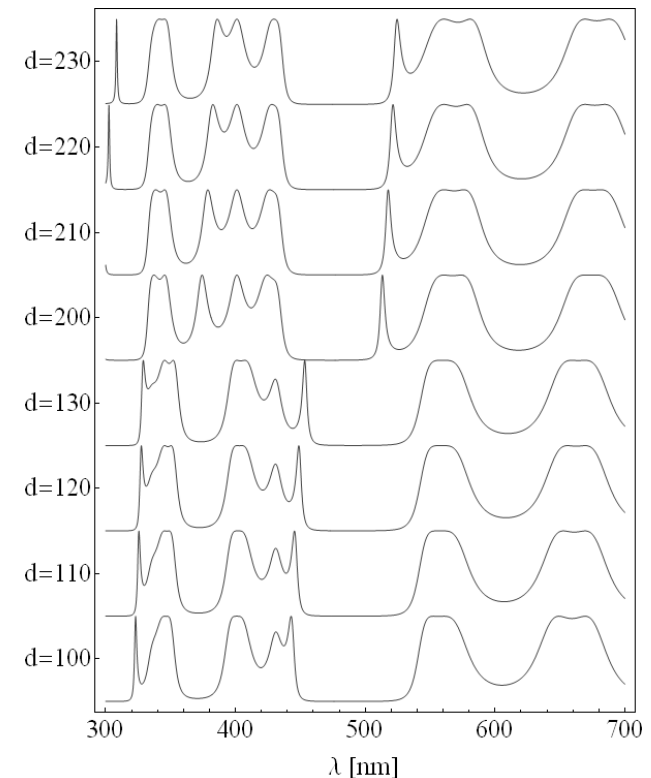


Rys. 3. Mapa transmisji struktury X3 dla fali elektromagnetycznej niespolaryzowanej

Rys. 4. Wykresy transmisji dla różnych kątów padania fali Θ , brak przekładki

Należy zauważyć zmniejszenie pasma wzbronionego dla większych kątów oraz wyraźną zmianę charakteru pasm transmisji wraz ze zwiększeniem kąta padania fali elektromagnetycznej.

Na rysunku 5 przedstawiono transmisję dla kąta padania $\Theta=0$, przy stałej wartości grubości warstwy przekładki równej $d=100\text{nm}$, dla zmieniającego się typu materiału przekładki. Można zauważyć pasmową strukturę transmisji, występowanie fotonicznej przerwy wzbronionej oraz widoczny wpływ niewielkiej zmiany typu materiału na strukturę pasm. Występują również przesunięcia zakresu długości fal przerwy wzbronionej.

Rys. 5. Wykresy transmisji dla kąta padania fali $\Theta=0$, stałej grubości przekładki $d=100\text{nm}$ i różnych typów współczynnika załamania n Rys. 6. Wykresy transmisji dla kąta padania fali $\Theta=0$, stałej wartości współczynnika załamania $n=1$ i zmiennej grubości przekładki d [nm]

Rysunek 6 przedstawia wpływ zmiany grubości warstwy materiału przekładki, dla której $n=1$, widoczne są przesunięcia pasma wzbronionego oraz mniejszy wpływ zmian grubości warstwy na transmisję niż w przypadku zmiany materiału.

3. Wnioski

Transmisja struktury binarnej ma charakter pasmowy, silnie zależny od polaryzacji fali padającej. Występują w niej fotoniczne pasma wzbronione. W strukturze transmisji występują pasma niezależne od typu polaryzacji. Nawet niewielka zmiana jednorodności materiału przekładki może mieć znaczący wpływ na charakter transmisji, choć w niezbyt dużym stopniu wpływa na występowanie i szerokość pasma wzbronionego. Znacznie mniejszy wpływ ma niedokładność grubości wytworzenia warstwy przekładki na strukturę transmisji, choć występuje również nieduże przesunięcie pasma wzbronionego.

Literatura

- [1] Abe E., Yan Y., Pennycook S. J.: Quasicrystals as cluster aggregates. *Nature Materials* 3, 2004, pp. 759–767.
- [2] Albuquerque E. L., Cottam M. G.: Theory of elementary excitations in quasicrystals structures. *Phys. Rep.* 376, 2003, pp. 225–337.
- [3] Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A. S.: *Photonic Crystal Fibers*. Kluwer Academic Publishers, Boston 2003.
- [4] Bliokh K. Yu., Bliokh Yu. P.: What are the left-handed media and what is interesting about them. dostępne w EBP arXiv:physics/0408135, 2004.
- [5] Born M., Wolf E.: *Principles of Optics*, Pergamon Press, London 1968.
- [6] Briechowski L. M.: *Wolny w słoistych sriedach*, Nauka, Moskwa 1973.
- [7] Cubukcu E., Aydin K., Ozbay E., Foteinopoulou S., Soukoulis C. M.: Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals, *Nature* 423, 2003, pp. 604–605.
- [8] Cubukcu E., Aydin K., Ozbay E., Foteinopoulou S., Soukoulis C. M.: Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens, *Phys. Rev. Lett.* 91, 2003, 207401.
- [9] DiVincenzo D. P., Steinhart P. J. (ed.): *Quasicrystals: The State of the Art*. World Scientific, Singapore 1991.
- [10] Esaki L., Tsu R.: Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM J. Res. Develop.* 14, 1970, 61–65.
- [11] Garus S., Duś-Sitek M., Zyzik E.: Wpływ domieszki żelaza na własności transmisyjne supersieci $\text{Fe}_x\text{Ni}(1-x)/\text{Cu}$. *Nowe Technologie i Osiągnięcia w Metalurgii i Inżynierii Materiałowej*. XII Międzynarodowa Konferencja Naukowa, cz. 2, Częstochowa 2011.
- [12] Garus S., Garus J., Gruszka K.: Emulacja propagacji fali elektromagnetycznej w supersieciach przy użyciu algorytmu FDTD = Emulation of Electromagnetic Wave Propagation in Superlattices Using FDTD Algorithm. *New Technologies and Achievements in Metallurgy and Materials Engineering*. A Collective Monograph Edited by Henryk Dya, Anna Kawalek. Chapter 2., Wydawnictwo WIPMiFS Politechniki Częstochowskiej, 2012, pp. 768–771.
- [13] Gluck M., Kolovsky A. R., Korsch H. J.: Wannier-Stark resonances in optical and semiconductor superlattices. *Phys. Rep.* 366, 2002, pp. 103–182.
- [14] Guyot P., Krammer P., de Boissieu M.: Quasicrystals, *Rep. Prog. Phys.*, 54, 1991, pp. 1373–1425.
- [15] Hu Ch., Wang R., Ding D.-H.: Symmetry groups, physical property tensors, elasticity and dislocations in quasicrystals. *Rep. Prog. Phys.* 63, 2002, pp. 1–39.
- [16] Jacak L., Hawrylak P., Wójs A.: *Quantum Dots*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1998.
- [17] Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N.: *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Singapore 1995.
- [18] John S.: Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58, 1987, pp. 2486–2489.
- [19] Johnson S. G., Joannopoulos J. D.: *Photonic Crystals. The Road from Theory to Practice*. Kluwer Academic Publishers, Boston 2002.
- [20] Jurezyk M., Jakubowicz J.: *Nanomateriały ceramiczne*. Wyd. Politechniki Poznańskiej, Poznań 2004.
- [21] Klauzer-Kruszyna A.: *Propagacja światła spolaryzowanego w wybranych supersieciach aperiodycznych*. Praca doktorska, Wrocław 2005.
- [22] Kohler M., Fritzsche W.: *Nanotechnology: an introduction to nanostructuring techniques*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim 2004.
- [23] Krowne C. M., Zhang Y. (ed.): *Physics of Negative Refraction and Negative Index Materials*, Springer 2007.
- [24] Levine D., Steinhart P. J.: Quasicrystals: A new class of ordered structures, *Phys. Rev. Lett.* 53, 1984, pp. 2477–2480.
- [25] Levine D., Steinhart P. J.: Quasicrystals. I. Definition and structure. *Phys. Rev. B* 34, 1986, pp. 596–616.
- [26] Lockwood D. J., Pavesi L. (ed.): *Silicon Photonics*. Seria Applied Physics vol. 94, Springer-Verlag, Heidelberg 2004.
- [27] Markos P., Soukoulis C. M.: *Left-handed Materials*, dostępne w EBP arXiv:condmat/0212136, 2002.
- [28] Nalwa H. S. (ed.): *Nanostructured Materials and Nanotechnology*, Academic Press, New York 2002.
- [29] Pokrovsky A. L., Efros A. L.: Sign of refractive index and group velocity in left-handed media. *Solid St. Comm.* 124, 2002, pp. 283–287.
- [30] Poon S. J.: Electronic properties of quasicrystals. An experimental review. *Adv. Phys.* 41, 1992, 303.
- [31] Ramakrishna S. A., Grzegorzczak T. M.: *Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials*, SPIE Press and CRC Press 2009.
- [32] Rostami A., Matloub S.: Exactly solvable inhomogeneous Fibonacci-class quasi-periodic structures (optical filtering), *Opt. Comm.* 247, 2005, pp. 247–256.
- [33] Sakoda K.: *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer-Verlag, Berlin 2001.
- [34] Shechtmann D. S., Blench I., Gratias D., Cahn J. W.: Metallic phase with long-ranged orientational order and no translational symmetry. *Phys. Rev. Lett.* 53, 1984, pp. 1951–1953.
- [35] Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C., Schultz S.: Composite Medium with Negative Permeability and Permittivity. *Phys. Rev. Lett.* 84, 2000, pp. 4184–4187.
- [36] Steinhart P. J., Ostlund S.: *The Physics of Quasicrystals*, World Scientific, Singapore 1987.
- [37] Steurer W., Deloudi S.: *Crystallography of Quasicrystals*, Springer Series in Materials Science, tom 126, Springer Verlag, Berlin 2009.
- [38] Sullivan D.M.: *Electromagnetic simulation using the FDTD Method*. IEEE Press 2000.
- [39] Veselago V. G.: Elektrodinamika veshchestv s odnovernemno otricatelnymi znacheniami ϵ i μ . *Usp. Fiz. Nauk* 92, 1968, pp. 517–529.
- [40] Wacker A.: Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport. *Phys. Rep.* 357, 2002, pp. 1–111.
- [41] Wang Z. L., Liu Y., Zhang Z. (ed.): *Handbook of nanophase and nanostructured materials*, Vol. 1, Synthesis. Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York 2003.
- [42] Yablonovitch E.: Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58, 1987, pp. 2059–2062.
- [43] Yablonovitch E.: *Kryształy fotoniczne, półprzewodniki światła*. Świat Nauki 126 (2), 2002, pp. 46–53.
- [44] Yariv A., Yeh P.: *Optical Waves in Crystals. Propagation and Control of Laser Radiation*, John Wiley & Sons, New York 1984.
- [45] Yeh P.: *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons, New York 1988.
- [46] Zhou X., Hu Ch., Gong P., Qiu Sh.: Nonlinear elastic properties of decagonal quasicrystals. *Phys. Rev. B* 70, 2004, pp. 94202–94206.

Dr hab. inż. Michał Szota, prof. nadzw. P.Cz.
e-mail: mszota@wp.pl

Zainteresowania naukowe prof. Szoty związane są ściśle z inżynierią materiałową oraz inżynierią powierzchni. Prof. M. Szota interesuje się również fizyką magnetyków, nadprzewodnictwem oraz optoelektroniką. Z każdej z tych dziedzin naukowych posiada znaczny dorobek publikacyjny potwierdzający jego dużą wiedzę w tej tematyce. Ponadto, jako Prezes Krajowej Rady Stowarzyszenia Polskich Wynalazców i Racjonalizatorów jest propagatorem polskiej nauki i wynalazczości na wszystkich kontynentach.



otrzymano/received: 23.01.2014

przyjęto do druku/accepted: 24.04.2014