



BIULETYN WAT
VOL. LV, NR 2, 2006

Dwuwymiarowa mikrostruktura przypowierzchniowa jako antena SAW-MEMS

JERZY KAPELEWSKI, ANDRZEJ DUKATA, BOGDAN LILA

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

Streszczenie. Badania nieniszczące materiałów w coraz większym stopniu wykorzystują przetworniki akustyczne oparte na technice szyku fazowanego 1D lub 2D w wersji piezokompozytowej. Specyficznym sposobem uniknięcia trudności, towarzyszących dotychczasowym realizacjom anten, związanych głównie z precyzyjnym wykonaniem dużej liczby elementarnych promienników, wymaganej dla utrzymania niskiego poziomu listków bocznych generowanego strumienia przy jednocześnie małych wymiarach całego przetwornika, jest wykorzystanie szyku stanowiącego dwuwymiarową strukturę obszarów o zmodyfikowanych parametrach materiałowych, bądź też inkluzji nowej fazy, osadzonych w materiale podłożowym akustycznej fali powierzchniowej. Układ wykorzystuje skrzyżowane prostopadle strumienie fal powierzchniowych generujących w wyniku spójnego rozpraszania w głąb podłoża fale objętościowe (poprzeczne i podłużne). W referacie zostanie przedstawiony model pozwalający na wyznaczenie charakterystyk kierunkowych promieniowania zaproponowanej anteny akustycznej, umożliwiającą ich optymalizację realizowaną poprzez dobór geometrii struktury i projektowanie dynamicznych własności zmodyfikowanej powierzchni.

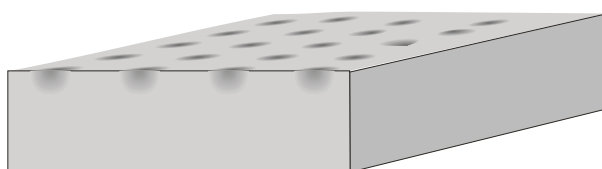
Słowa kluczowe: badania nieniszczące, anteny akustyczne

Symbole UKD: 620.179.1

1. Wprowadzenie

W technologii anten akustycznych różnego typu i przeznaczenia obserwuje się w ostatnim okresie znaczny nacisk na poprawę, zarówno w ultrasonografii, jak i w badaniach nieniszczących, rozdzielczości zobrażeń przy jednoczesnym dążeniu do miniaturyzacji realizowanych przetworników. Dla uzyskania opisanych efektów najczęściej bazuje się na jedno- lub dwuwymiarowych antenowych szykach fazowanych [1-5], które w swoich założeniach teoretycznych zapew-

niają jednocześnie dużą elastyczność w zakresie formowania kształtu generowanej wiązki oraz sterowania kątowym położeniem listka głównego. Zogniskowanie strumienia akustycznego w dowolnym punkcie i na dowolnej głębokości badanego obiektu jest największą zaletą przetworników bazujących na fazowanym szyku. Jeżeli ogniskowanie jest dokonywane w dwóch wymiarach, badania można przeprowadzać bez konieczności zmiany położenia głowicy. Pomimo tego, najbardziej rozpowszechnionym typem szyków w badaniach nieniszczących są jak dotąd szyki liniowe, w których ogniskowanie występuje w jednym wymiarze. Sytuację taką powodują wady dotychczasowych rozwiązań konstrukcyjnych głowic dwuwymiarowych opartych na technologii spieków piezoceramicznych bazujących na cyrkonio-tytanie ołowiu PbZrTiO_6 (PZT), ich skomplikowany system zasilania i sterowania, wysoki koszt produkcji, technologiczna trudność związana z powtarzalnością wykonywania pojedynczych elementów PZT oraz problemem wzajemnej separacji akustycznej poszczególnych komórek elementarnych. Takie rozwiązania, oparte na niezależnie zasilanych przetwornikach akustycznych fal objętościowych, poza wymienionym szeregiem ograniczeń charakteryzuje trudny do osiągnięcia wysoki zakres miniaturyzacji. Alternatywnym rozwiązaniem, rozwijanym przez nasz zespół [6, 7], które eliminuje trudności związane z realizacją struktur wieloelementowych, jest wykorzystanie szyku stanowiącego dwuwymiarową strukturę obszarów o zmodyfikowanych parametrach materiałowych, bądź też inkluzji nowej fazy, osadzonych w materiale podłożowym akustycznej fali powierzchniowej (rys. 1).

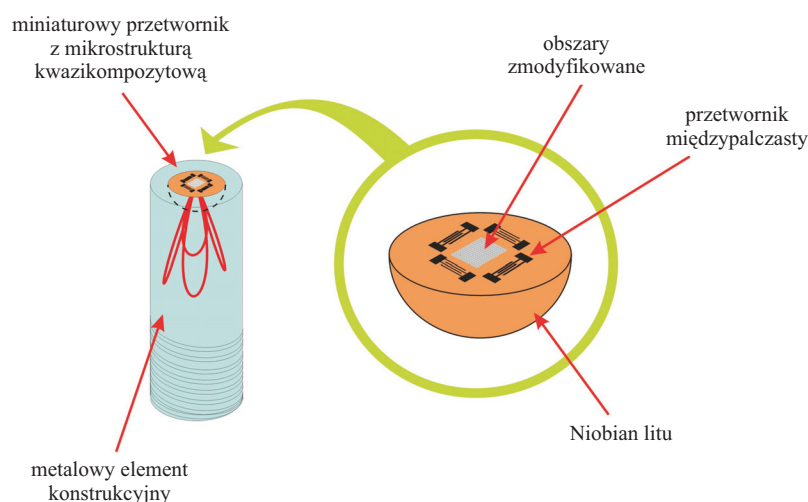


Rys. 1. Dwuwymiarowa struktura kwazikompozytowa w podłożu sprężystym

Opisane struktury można uzyskiwać drogą implantacji jonowej, która pozwala wpływać na kształtowanie implantowanych klasterów poprzez dobór parametrów implantacji, dyfuzję termiczną czy też przypowierzchniowe przejścia fazowe typu ferrosprężystego i ferroelektrycznego. Bardziej dogodną metodą ze względu na swobodę wyboru zarówno rodzaju jonów, jak i podłoża, przy jednoczesnej możliwości kształtowania profili wygenerowanych klasterów poprzez dobór energii i dozy jonów wprowadzanych w podłoże [9, 10] wydaje się tutaj dyfuzja kinetyczna (implantacja jonów). Zasadniczym elementem tej metody jest „wstrzeliwanie” w płytkę podłożową jonów domieszki, którym nadana została duża energia kinetyczna poprzez rozpędzenie w silnym polu elektrycznym. Istotną

cechą proponowanej opcji jest możliwość wpływania na charakterystyki konwersji fali powierzchniowej do fal objętościowych obu rodzajów poprzez wspomniane już kształtowanie profilu implantowanego klastera.

Zaproponowana antena z dwuwymiarową mikrostrukturą klasterów stanowić może perspektywiczne, alternatywne do klasycznych, rozwiązanie problemu miniaturyzacji przetworników sondujących dla potrzeb badań nieniszczących. Tak wykonane anteny, ze względu na ich małe wymiary, umieszczać będzie można w niewralgicznych punktach statku powietrznego lub satelity, co zapewni możliwość ciągłego monitorowania stanu wybranych elementów konstrukcji podatnych na zmęczenie materiału. Przykładowe rozwiązanie konstrukcyjne wykorzystujące proces konwersji AFP do fal objętościowych ilustruje rysunek 2.

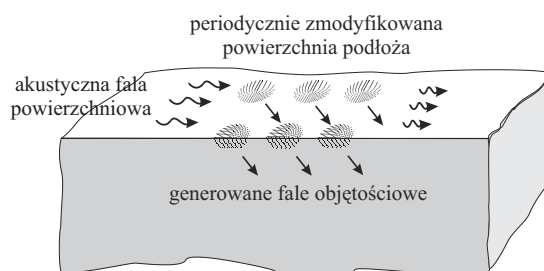


Rys. 2. Schematyczne przedstawienie efektu generowania i formowania trójwymiarowej wiązki akustycznej przez miniaturowy przetwornik nowej generacji wykorzystujący konwersję modów falowych na dwuwymiarowej strukturze kwazikompozytu

Widoczny „krzyżowy” układ przetworników międzypalczastych IDT (ang. *interdigital transducer*) służy do wzbudzenia AFP w jednej lub obu osiach implantowanej struktury przypowierzchniowej 2D, zależnie od wymaganego kształtu generowanej wiązki akustycznej. Przetworniki te mogą być wykorzystywane naprzemiennie jako elementy nadawcze (wzbudzające akustyczną falę powierzchniową) lub odbiorcze.

2. Mechanizm konwersji modów na strukturze przypowierzchniowej 2D

Jak widać na rysunku 3, struktura 2D obszarów o zmodyfikowanych własnościach (elementarnych komórek-rozpraszaczy) stanowi system pełniący rolę fazy anteny formującej wiązki promieniowane w głąb ośrodka sprężystego. Zaprezentowany typ podłoża stanowi tutaj antenę akustyczną, w której obszary przypowierzchniowe o zmodyfikowanych parametrach materiałowych, tworzące dwuwymiarowy szereg periodyczny, rozpatrywane mogą być jako zespół niezależnych elementarnych komórek emitujących fale akustyczne w głąb podłoża w efekcie koherentnego rozpraszania propagującej się wzdłuż powierzchni struktury akustycznej fali powierzchniowej. W odróżnieniu od konwencjonalnych, piezokompozytowych rozwiązań przetworników akustycznych, opisywana struktura jest rozwiązaniem monolitycznym. Opisywany proces rozpraszania zilustrowano na rysunku 3.



Rys. 3. Ilustracja procesu rozpraszania AFP na strukturze 2D obszarów o zmodyfikowanych własnościach

Projektowanie oraz optymalizacja parametrów konstrukcyjnych opisywanych struktur wymaga odpowiedniego podejścia w modelowaniu dynamicznych własności zmodyfikowanej powierzchni, zwłaszcza dla wyższych częstotliwości, które pozwoliłoby określić relacje energetyczne pomiędzy akustyczną falą powierzchniową, pełniącą tutaj rolę sygnału zasilającego, a generowanymi w wyniku rozpraszania falami objętościowymi. W literaturze odnaleźć można przykłady różnych podejść, zarówno analitycznych, jak i numerycznych, zastosowanych do opisu i modelowania efektu rozpraszania fal akustycznych, propagujących się w ośrodku sprężystym, na niejednorodnościach materiałowych lub przeszkodach [11, 12]. Każde z nich posiada pewne zalety i ograniczenia, zaś efektywność stosowania zależy od konfiguracji rozpatrywanej struktury, zarówno jeśli chodzi o usytuowanie wzajemnie niejednorodności materiałowych, ich charakter, jak i rodzaj rozpatrywanych fal akustycznych. Tematem niniejszej pracy jest zaprezentowanie modelu, pozwalającego wyznaczyć charakterystyki kierunkowe promie-

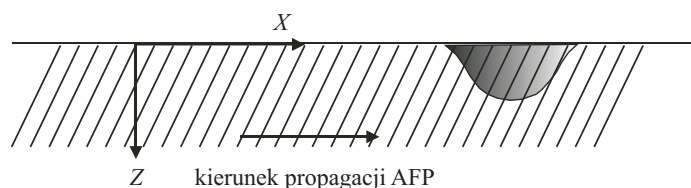
niowania fal akustycznych podłużnych i poprzecznych, będącego efektem koherentnego rozpraszania akustycznej fali powierzchniowej (jednej lub dwu) propagującej się wzdłuż powierzchni z rozpatrywaną strukturą 2D, do fal objętościowych promieniowanych w głąb materiału podłoża.

3. Opis przyjętego modelu

Rozważmy przypadek akustycznej fali powierzchniowej typu Rayleigha propagującej się wzdłuż powierzchni ośrodka sprężystego

$$u_i^R(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^3 \beta_i^{(n)} e^{-\gamma_j^{(n)} k z} e^{i(\omega t - k r)}, \quad (1)$$

gdzie: β — amplitudy składowych parcjalnych wektora przemieszczeń; γ — współczynnik zanikania; k — wektor falowy; ω — częstotliwość; t — czas, która ulega rozproszeniu na obszarze zmodyfikowanym (rys. 4).



Rys. 4. Orientacja układu współrzędnych dla rozpatrywanego przypadku

Dla rozważanego przypadku, przy założeniu braku źródeł promieniowania w obszarze objętości V elementu rozpraszającego, można określić energię wypromieniowywaną do podłoża z obszaru wprowadzonej modyfikacji materiałowej, wykorzystując twierdzenie Poyntinga, które dla monochromatycznej fali akustycznej [11] ma postać:

$$i\omega \int_{\Gamma} \frac{-\mathbf{u}^*(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{T}(\mathbf{r}, z)}{2} \cdot \hat{\mathbf{n}} d\mathbf{r} = i\omega \int_V \Delta U(\mathbf{r}, z) d\mathbf{r} dz, \quad (2)$$

gdzie: $\mathbf{T}(\mathbf{r}, z)$ — tensor naprężeń; $\hat{\mathbf{n}}$ — wektor normalny do powierzchni Γ zamykającej objętość V oraz

$$\Delta U = \left(\frac{\mathbf{T} \cdot \mathbf{S}^*}{2} - \frac{\mathbf{v}^* \cdot \mathbf{p}}{2} \right), \quad (3)$$

gdzie \mathbf{v} jest wektorem prędkości oraz \mathbf{p} wektorem pędu punktu materialnego ośrodka.

Jeśli tensor naprężeń $\mathbf{T}(\mathbf{r}, z)$ będzie wyrażony w postaci

$$\mathbf{T}(\mathbf{r}, z) = \mathbf{C}_0(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}, z), \quad (4)$$

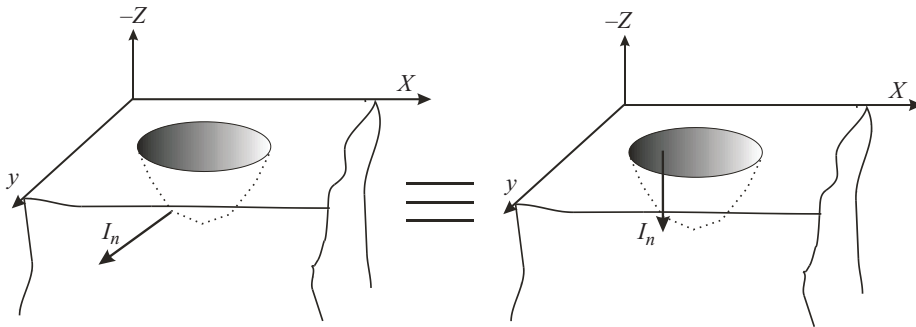
gdzie: $\mathbf{r} = [x, y]$ jest wektorem położenia punktu na płaszczyźnie XY ; $\mathbf{S}(\mathbf{r}, z)$ jest tensorem odkształceń oraz $\mathbf{C}_0(\mathbf{r}, z)$ jest tensorem stałych sprężystych, to uwzględniając lokalne zmiany tensora naprężeń i gęstości ośrodka w obszarze zmodyfikowanym, dla zadanej funkcji określającej profil rozkładu koncentracji domieszek $f(r)$ w klastrze, wyrażenie podcałkowe z prawej strony zależności (2), reprezentujące zmianę gęstości lagranżianu można wyrazić wzorem [8, 9]:

$$\Delta U(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{2} \left(\mathbf{S}(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{C}_0(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{S}^*(\mathbf{r}, z) - \omega^2 \rho_0(\mathbf{r}, z) \mathbf{u}(\mathbf{r}, z) \mathbf{u}^*(\mathbf{r}, z) \right) f(\mathbf{r}, z), \quad (5)$$

gdzie $\rho_0(\mathbf{r}, z)$ jest gęstością ośrodka. W wyrażeniu (2) wielkość w liczniku wyrażenia podcałkowego po lewej stronie reprezentuje wektor Poyntinga

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, z) = -i\omega \mathbf{u}^*(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{T}(\mathbf{r}, z), \quad (6)$$

reprezentujący rozkład gęstość strumienia mocy energii akustycznej wypromieniowywanej z obszaru V do podłoża w wyniku rozpraszania propagującej się wzdłuż powierzchni akustycznej fali powierzchniowej. Do wyznaczenia charakterystyki kierunkowej rozpraszania potrzebne jest określenie wartości wektora Poyntinga na całej powierzchni G . W przyjętym modelu przyjęto górną, położoną w płaszczyźnie XY część powierzchni zamykającej klastr, oznaczaną dalej jako S . Założenie to sprowadza się do potraktowania powierzchni S jako elementarnego elementu promieniującego, stanowiącego ekwiwalentne źródło promieniowania, w którym rozkład wektora Poyntinga \mathbf{I}^e reprezentuje zmiany energetyczne zachodzące w obszarze V , sprowadzone do powierzchni podłoża. Opisaną ideę ilustruje rysunek 5.



Rys. 5. Ekwiwalentny wektor Poyntinga na powierzchni ośrodka sprężystego reprezentujący efekt rozpraszania w obszarze klastra

Przy powyższych założeniach wyrażenie (2) można zapisać w postaci

$$i\omega \int_S -\mathbf{u}^*(\mathbf{r}, 0) \cdot \mathbf{T}(\mathbf{r}, 0) \cdot \hat{\mathbf{n}} d\mathbf{r} = i\omega \int_S \delta U(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (7)$$

gdzie

$$\delta U(\mathbf{r}) = \int_0^\infty (\mathbf{S}(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{C}_0(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{S}^*(\mathbf{r}, z) - \omega^2 \rho_0(\mathbf{r}, z) \mathbf{u}(\mathbf{r}, z) \mathbf{u}^*(\mathbf{r}, z)) f(\mathbf{r}, z) dz. \quad (8)$$

Dla przypadku rozpraszania fali Rayleigha na układzie 2D zmodyfikowanych obszarów przypowierzchniowych, można określić, posługując się opisanym modelem, wielkość energii wypromieniowywanej przez taką strukturę. W tym celu, dla dogodniejszej analizy efektu promieniowania fal objętościowych z całej struktury, a także dla dokładniejszego określenia relacji energetycznych pomiędzy poszczególnymi „listkami strukturalnymi” charakterystyki promieniowania szyku fazowanego [12], zasadne jest przyjęcie opisu struktury w przestrzeni 2D transformat Fouriera. Jeśli powierzchniowy rozkład centrów obszarów zmodyfikowanych opiszemy w przestrzeni wektora sieci klasterów \mathbf{k} w postaci

$$\Omega(\mathbf{k}) = \sum_j e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j}, \quad (9)$$

gdzie wektor \mathbf{r}_j określa położenie j -ego centrum, to dla dwuwymiarowego periodycznego rozkładu klasterów można zapisać:

$$\Omega(\mathbf{k}) = \frac{(2\pi)^2}{S_a} \sum_{\mathbf{K}} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{K}), \quad (10)$$

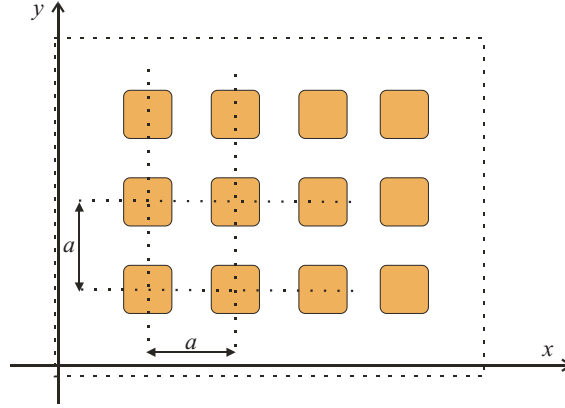
gdzie \mathbf{K} jest wektorem sieci odwrotnej dwuwymiarowego rozkładu klasterów (elementów rozpraszających) na powierzchni, natomiast $S_a = a^2$ jest polem powierzchni elementarnej komórki wyznaczonej przez rozważany rozkład (rys. 6).

Dla tak zdefiniowanej geometrii w przestrzeni transformat funkcje rozkładu zmian gęstości podłoża oraz stałych sprężystych można zapisać w postaci:

$$\delta \mathbf{C}(\mathbf{k}, z) = \mathbf{C}_0 f(\mathbf{k}, z) = \mathbf{C}_0 \Omega(\mathbf{k}) f_1(\mathbf{k}) f_2(z) \quad (11)$$

$$\delta \rho(\mathbf{k}, z) = \rho_0 f(\mathbf{k}, z) = \rho_0 \Omega(\mathbf{k}) f_1(\mathbf{k}) f_2(z), \quad (12)$$

gdzie $f_1(\mathbf{k})$ jest funkcją profilu klastera, natomiast $f_2(z)$ jest funkcją modyfikacji materiałowych w objętości klastera. Zapisując wyrażenie (14) na sprowadzoną do powierzchni zmianę gęstości energii w przestrzeni \mathbf{k} , z uwzględnieniem wyrażeń opisujących analizowaną strukturę, otrzymuje się:



Rys. 6. Widok geometrii omawianej struktury 2D

$$\delta U(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \frac{4\pi^2}{a^2} \sum_{\mathbf{K}} \int_0^{\infty} \left[S(\mathbf{k}, z) C_0 S^*(\mathbf{k} - \mathbf{K}, z) - \omega^2 \rho_0 \mathbf{u}(\mathbf{k}, z) \mathbf{u}^*(\mathbf{k} - \mathbf{K}, z) \right] f(\mathbf{K}, z) dz. \quad (13)$$

W oparciu o wyrażenie (13), po uproszczeniach, można zapisać relację na ekwiwalentny wektor Poyntinga:

$$\mathbf{I}_n^e(\mathbf{k}) = -i\omega \mathbf{u}(\mathbf{k})^* * \mathbf{T}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{n}} = -\delta U(\mathbf{k}) \quad (14)$$

Obszar 2D transformata Fouriera odzwierciedla charakterystyki kierunkowe promieniowania struktury, więc przy uwzględnieniu relacji fazowych wynikających z propagacji sygnału zasilającego poszczególne klaster, niesionego przez fale Rayleigha propagujące się wzdłuż obu osi struktury, oraz opierając się na relacjach przyjmowanych dla szczyków fazowanych [14], można zapisać ogólne wyrażenie na charakterystykę kierunkową promieniowania, dla strefy dalekiej, rozpatrywanej struktury złożonej z jednakowych klasterów:

$$S_a(\mathbf{k}) = \mathbf{I}_n^e(\mathbf{k}) = \frac{4\pi^2}{a^2} \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{I}_n^{e0}(\mathbf{K}) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{k}'), \quad (15)$$

gdzie: $\mathbf{I}_n^{e0}(\mathbf{k})$ jest dwuwymiarową transformatą Fouriera rozkładu ekwiwalentnego wektora Poyntinga $\mathbf{I}_n^{e0}(\mathbf{r})$ na powierzchni pojedynczego klastra, natomiast $\mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{k}_R$, przy $\mathbf{k}_R = [\mathbf{k}_{R1}, \mathbf{k}_{R2}]$ będącym wektorem określonym przez wektory falowe propagujących się wzdłuż osi struktury obu fal Rayleigha. Wyrażenia (13) oraz (15) jednoznacznie opisują charakterystyki kierunkowe promieniowanych wiązek we współrzędnych sferycznych, gdyż wektor \mathbf{k} jest rzutem wektora

promieniowanej fali objętościowej dla danego kierunku na płaszczyznę 2D transformat, co wyrażają relacje

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_{(s,l)} \sin \theta \cos \varphi, \quad \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_{(s,l)} \sin \theta \sin \varphi, \quad (16)$$

gdzie: $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ są składowymi wektora $\mathbf{k} = [\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2]$, natomiast indeksy s, l w wyrażeniu (16) oznaczają odpowiednio fale objętościowe poprzeczną i wzdłużną promieniowane w głąb podłoża. Z zależności (15) wynika, że listki strukturalne kolejnych rzędów (indeksy górne m, n) pojawiać się będą w wyznaczonej dla danego rodzaju modu objętościowego charakterystyce kierunkowej promieniowania omawianej anteny dla przypadku opisanego warunkiem

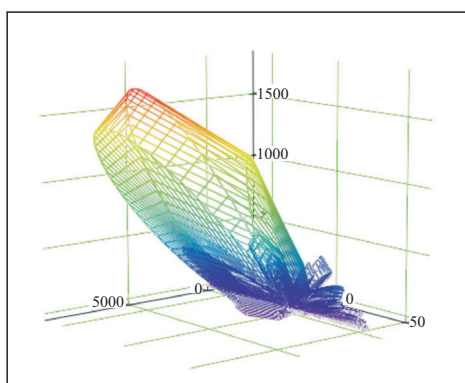
$$\mathbf{k} - \mathbf{k}_R = \mathbf{K}^{(m,n)} = \mathbf{k}', \quad (17)$$

gdzie

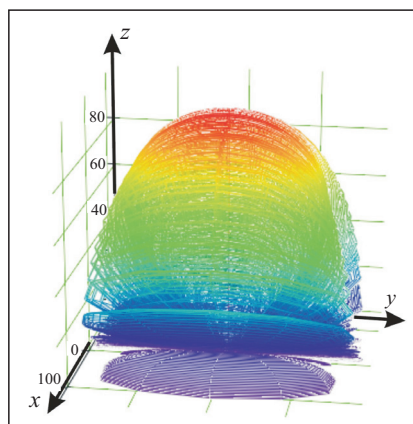
$$\mathbf{K}^{(m,n)} = \left[m \frac{2\pi a}{\lambda_{(s,l)}}, n \frac{2\pi a}{\lambda_{(s,l)}} \right]. \quad (18)$$

Opisany wyrażeniem (15) model bazuje na założeniu, że energia zasilającej poszczególne klasterzy fali powierzchniowej jest zawsze taka sama, a więc nie uwzględnia efektu osłabienia fali padającej na kolejny element rozpraszający w wyniku wypromieniowania części energii w fale objętościowe w głąb podłoża oraz efektu wypromieniowania energii do ośrodka badanego, jak również efektu odbicia fali powierzchniowej od klastera.

Przedstawione poniżej rysunki przedstawiają rezultaty symulacji dla wybranych parametrów opisujących geometrię struktury oraz częstotliwości sygnału zasilającego.



Rys. 7. Charakterystyka kierunkowa promieniowania dla szyku 100×100 elementów. Pojedyncza wzbudzająca fala powierzchniowa na kierunku osi X . Fale objętościowe wzdłużne. Szerokość segmentu $1,937 \mu\text{m}$, wymiary anteny $0,1937 \times 0,1937 \text{ mm}$, częstotliwość 450 MHz



Rys. 8. Charakterystyka kierunkowa promieniowania dla szyku 100×100 elementów. Pojedyncza wzbudająca fala powierzchniowa na kierunku osi X . Fale objętościowe poprzeczne. Szerokość segmentu $1,937 \mu\text{m}$, wymiary anteny $0,1937 \times 0,1937 \text{ mm}$, częstotliwość 450 MHz

Artykuł wpłynął do redakcji 20.10.2005 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w marcu 2006 r.

LITERATURA

- [1] VASUNDARA V. VARADAN, VIJAY K. VARADAN, *Smart Structures-Modeling and Applications*, IEEE Proceedings of Ultrasonic Symposium, 883, 1992.
- [2] D. H. TURNBULL, A. T. KERR, F. S. FOSTER, *Simulation of B-scan images from two-dimensional transducer arrays*, Proc. IEEE Ultras. Symp., 1990, 769-774.
- [3] G. HAYWARD, J. HOSSACK, *Unidimensional Modelling of 1-3 Composite Transducers*, J. Acoust. Soc. Am., 1990, 88, 2, 599.
- [4] L. N. BOHS, G. E. TRAHEY, *A novel method for angle independent ultrasonic imaging of blood flow and tissue motion*, IEEE Trans. Biomed. Eng., v. 38, 4, 1991, 320-333.
- [5] K. HIGUCHI, K. SUZUKI, H. TANIGAWA, *Ultrasonic Phased Array Transducer for Acoustic Imaging in Air*, IEEE Ultras. Symp., 1989, 699.
- [6] J. KAPELEWSKI, B. LILA, M. PASTERNAK, *An analytical and numerical study to wave-conversion in two-dimensional surface superlattices with liquid loading*, ICCE/9 Proceedings, 365, San Diego, 2002.
- [7] J. KAPELEWSKI, B. LILA, *On Synchronous SAW Scattering From Periodically Macrostructured Liquid-Solid Interface*, ICCE/10 Proceedings, 305, New Orleans, 2003.
- [8] J. KAPELEWSKI, M. PASTERNAK, *An adaptable statistical treatment of nonhomogeneous sub-surface layer as an effective support for high frequency SAW*, Proc. 3rd Japan International SAMPE Symposium 1993.
- [9] J. KAPELEWSKI, M. PASTERNAK, *Surface acoustic waves in quasi-composite near-surface microstructured layers*, Composite Interfaces, 3, 5/6, 1996.
- [10] J. KAPELEWSKI, *Light-induced changes in surface electromechanical properties*, Ultrasonic World Congress Proc., 1997, 300.

- [11] H. ROBINSON, Y. HAHN, *Analysis of SAW Reflection*, IEEE Proceedings of Ultrasonics Symposium, 1988, 131.
- [12] S. DATTA, B. J. HUNSINGER, *An Analytical Theory for the Scattering of Surface Acoustic Waves by a Single Electrode in a Periodic Array on a Piezoelectric Substrate*, J. App. Phys., 51, 1980, 4817.
- [13] B. A. AULD, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, wyd. John Willey & Sons, 1973.
- [14] R. J. MAILLOUX, *Phased Array Theory and Technology*, Proceedings of the IEEE (special issue), 70, 1982, 3.

J. KAPELEWSKI, A. DUKATA, B. LILA

**Two-dimensional near-surface microstructure
as a SAW-MEMS phased array antenna**

Abstract. Two-dimensional (2D) piezocomposite phased arrays transducers are most frequently used in nondestructive evaluation techniques. They offer a potential for focussing the ultrasound beam in both lateral directions, as well as steering the focused beam throughout a three-dimensional volume. A multi-element piezoelectric devices fabrication, is most frequently based on PZT material. It however suffers from difficulties associated mainly with the large number of microelements required. To circumvent the technological problems, an alternative method, has been developed previously in our group. It employs an array composed of periodic system of regions (clusters of impurity defects) with varying material parameters or, alternatively, altered phase inclusions, located at the surface of a SAW substrate. The treatment given in the paper, is based on using some terms of the classic array antennas. The results include calculation of acoustical beam profiles, irradiated from a monolithic array antenna. In the case of interest here, the coherent bulk wave excitation providing the phase shift required, is produced by a Rayleigh type wave propagating along a periodically modified surface.

Keywords: non-destructive testing, acoustic antennas, phased arrays

Universal Decimal Classification: 620.179.1

