УДК 534.21:537.226.86 **DOI:** 10.31673/2412-9070.2024.044751

В. В. ЛЕВЧЕНКО, канд. фіз.-мат. наук, доцент, с.н.с.;
ORCID: 0009-0003-1225-5844;
С. В. СІМЧЕНКО, канд. фіз.-мат. наук, доцент,
ORCID: 0009-0005-5280-7564,
Державний університет інформаційно-комунікаційних технологій, Київ

ДИСПЕРСІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ОБ'ЄМНИХ ХВИЛЬ ЗСУВУ В ШАРУВАТО ПЕРІОДИЧНОМУ СЕРЕДОВИЩІ ТИПУ МЕТАЛ П'ЄЗОЕЛЕКТРИК–ДІЕЛЕКТРИК

У роботі запропоновано способи побудови дисперсійних співвідношень для об'ємних акустоелектричних хвиль, що поширюються в шарувато-періодичних середовищах, утворених повторенням п'єзо-діелектричного металізованого пакету.

Запропоновано спосіб побудови дисперсійних співвідношень для об'ємних акустоелектричних хвиль зсуву, які поширюються у шарувато-періодичних середовищах, утворених повторенням маталізованого пакету, що складається з двох різних п'єзоелектричних шарів, розділених шаром діелектрика.

Чисельно проаналізовано дисперсійні співвідношення для різної геометрії і матеріалів, що входять у пакет. В якості п'єзоелектричних матеріалів розглянуто використання CdS і ZnO.

Чисельно отримано дисперсійні співвідношення, які дозволяють проаналізувати зонну структуру спектру поширення акустоелектричних хвиль.

Чисельні розрахунки проведено з використанням умови металізації на зовнішніх поверхнях пакета, дисперсійні співвідношення подані через елементи передавальних матриць другого порядку.

Чисельний аналіз показав, що в діапазоні зміни хвильового числа і кругової частоти межі зон не перетинаються. У випадку схожості фізичних властивостей п'єзоелектричних шарів спостерігається перетинання зон пропускання для випадку симетричного середовища.

У результаті проведеного чисельного моделювання встановлено зміщення спектру об'ємних хвиль в область високих частот.

У широкому діапазоні зміни частоти і хвильового числа проведено чисельні дослідження та описані закономірності поширення об'ємних хвиль у різних структурах. Вивчено вплив фізико-механічних та геометричних параметрів шарів на структуру зон запирання та пропускання, а також досліджено вплив п'єзоефекту на розташування меж зон при зміні відносної товщини шарів у пакеті.

Ключові слова: об'ємні хвилі зсуву; періодично-шарувате середовище; п'єзоелектрик; діелектрик; зони пропускання.

Вступ

Вивчення особливостей поширення радіо- і акустоелектричних хвиль у різноманітних шаруватих структурах є досить актуальним як з погляду фундаментальних досліджень, так і для практичних застосувань при створенні елементів різноманітних радіопристроїв. Це зумовлює потребу у детальному моделюванні та вивченні фізико- механічних властивостей таких структур. Змінюючи електромеханічні параметри шарів та їх набір у періоді структури можна одержувати матеріали з оптимальними механічними і електричними характеристиками. У рамках концепції механіки суцільного середовища для побудови та аналізу дисперсійних рівнянь, що описують поширення об'ємних, поверхневих та нормальних хвиль різної поляризації в шарувато-періодичних середовищах різних класів анізотропії, було запропоновано цілий ряд математичних підходів [2; 6-10; 12-13] .

У роботах [3; 4] були детально вивчені дисперсійні рівняння для об'ємних, поверхневих та нормальних хвиль зсуву в регулярно-шаруватих середовищах, утворених чергуванням шару металу та шару п'єзокераміки. У цих же роботах у розвиток попередніх досліджень представлені результати чисельного моделювання для дисперсійних співвідношень, що описують поширення акустоелектричних об'ємних зсувних хвиль в шарувато-періодичних середовищах, утворених повторенням «породжуючого» пакета, що складається з шару п'єзоелектрика і діелектричного шару, що не має п'єзоелектричних властивостей.

Постановка задачі та метод розв'язання. Нехай у декартовій системі координат O_{xyz} розглянута структура моделюється періодичним повторенням уздовж осі ox «породжувального» пакета, що складається з трьох шарів: п'єзоелектричного шару товщини h_{p1}, діелектричного шару товщини h_d і п'єзоелектричного шару товщини h_{p2}. Зовнішні поверхні пакету металізовані (покриті тонким металевим шаром з нульовим потенціалом). Фізико-механічні властивості п'єзоелектричних шарів описуються матеріальними співвідношеннями гексагонального класу 6 mm з віссю симетрії шостого порядку вздовж осі oz. Поширення зсувних акустоелектричних хвиль вздовж напряму сталості власних середовищ описуватиметься в п'єзоелектричних шарах системою рівнянь виду [3; 4]

$$\rho_p \partial_t^2 u_p = c_{44,p}^* \Delta u_p, \;\; \Delta\psi_p = 0, \;\; \left(\psi_p = \varphi_p - \frac{e_{15,p}}{\varepsilon_{11,p}} u_p\right), \tag{1}$$

а в шарі діелектрика, що не має п'єзоелектричних властивостей, системою

$$\rho_d \partial_t^2 u_d = c_{44,d} \Delta u_d, \quad \Delta\varphi_d = 0. \tag{2}$$

Тут введено позначення: $c_{44,p}^* = c_{44,p} + \frac{e_{15,p}^2}{\varepsilon_{11,p}} u_p$; u_d — переміщення; φ_p, φ_d — електричний потенціал відповідно в п'єзоелектричних та діелектричних шарах $c_{44,p}$, $c_{44,d}$, ρ_p, ρ_d, $e_{15,p}$, $\varepsilon_{11,p}$, $\varepsilon_{11,d}$ — фізико-механічні параметри шарів, що розглядаються.

Вважатимемо, що в межах розділу властивостей аналізованого середовища всередині пакета виконуються умови безперервності, які запишемо так

$$u_{pj} = u_d, \; \psi_{pj} + \frac{e_{15,p}}{\varepsilon_{11,p}} u_{pj} = \varphi_d,$$

$$c_{44,pj}^* \partial_x u_{pj} + e_{15,pj} \partial_x \psi_{pj} = c_{44,d} \partial_x u_d, \quad \varepsilon_{11,pj} \partial_x \psi_{pj} = \varepsilon_{11,d} \partial_x \varphi_d, \quad j = 1,2. \tag{3}$$

Оскільки зовнішні поверхні пакету металізовані (покриті нескінченно тонким металевим шаром з нульовим потенціалом), то на межі двох сусідніх пакетів повинні виконуватись умови

$$u_{p1} = u_{p2}, \;\; \varphi_{pj} = 0, \;\; (j = 1,2)$$

$$c_{44,p1}^* \partial_x u_{p1} + e_{15,p1} \partial_x \psi_{p1} = c_{44,p1}^* \partial_x u_{p2} + e_{15,p2} \partial_x \psi_{p2}. \tag{4}$$

Рішення системи рівнянь (1) – (2) у кожному шарі пакета будемо шукати у вигляді

$$u_p = B_{p,n}^{(1)} \sin\Omega_{p1}(x - x_{n,p}^*) + B_{p,n}^{(2)} \cos\Omega_{p1}(x - x_{n,p1}^*),$$

$$\psi_p = D_{p,n}^{(1)}\, shk(x - x_{n,p}^*) + D_{p,n}^{(2)}\, chk(x - x_{n,p1}^*),$$

$$x_{n-1,d}^* < x < x_{n,p}^*;$$

$$u_d = B_{d,n}^{(1)} \sin\Omega_d(x - x_{n,d}^*) + B_{d,n}^{(2)} \cos\Omega_d(x - x_{n,d}^*),$$

$$\varphi_d = D_{d,n}^{(1)}\, shk(x - x_{n,d}^*) + D_{d,n}^{(2)}\, chk(x - x_{n,p1}^*), \tag{5}$$

$$x_{n,p}^* < x < x_{n,d}^*,$$

де $x_{n,p}^* = (n-1)h + h_p$; $x_{n,d}^* = nh$; $x_{n,p2}^* = nh$; $h = h_{p1} + h_d$; $n = 0, \pm 1, 2, \ldots,$; $\Omega_d = (k_d^2 - k^2)^{1/2}$; $\Omega_p = (k_p^2 - k^2)^{1/2}$; $k_d^2 = \frac{\omega^2}{c_d^2}$; $c_d^2 = \frac{c_{44,d}}{\rho_d}$; $c_p^2 = \frac{c_{44,p}^*}{\rho_p}$; $(j = 1,2)$.

У формулах (5) множники $\exp(iky - i\omega t)$ опущені. Підставивши рішення (5) в умови (3)-(4) вихідне завдання зведемо до системи рівнянь алгебри щодо невідомих $B_{p,n}^{(1)}$, $B_{d,n}^{(1)}$ і $D_{p,n}^{(1)}$, $D_{d,n}^{(1)}$ $(j,l = 1,2)$

$$N(a_p;\theta_p)\vec{B}_{p,n} + N_u(e_{15,p};\hat{k}_{p1})\vec{D}_{p,n} = N(a_d;0)\vec{B}_{d,n},$$

$$E(\varepsilon_{11,p};\hat{k}_p)\vec{D}_{p,n} + N_{pu}(e_{15,p};\theta_p)\vec{B}_{p,n} = E(\varepsilon_{11,d};0)\vec{D}_{d,n},$$

$$\vec{E}^{(2)}(\varepsilon_{11,p2};\hat{k}_{p2})\vec{D}_{p2,n} + \vec{N}_{pu}^{(2)}(e_{15,p2};\theta_{p2})\vec{B}_{p2,n} = 0,$$

$$\vec{E}^{(2)}(\varepsilon_{11,p1};0)\vec{D}_{p1,n+1} + \vec{N}_{pu}^{(2)}(e_{15,p1};0)\vec{B}_{p1,n+1} = 0,$$

$$N(a_d;\theta_d)\vec{B}_{d,n} + N(a_p;0)\vec{B}_{p,n+1} + N_u(e_{15,p};0)\vec{D}_{p,n+1}, \tag{6}$$

де

$$N(a_p;\theta_p) = \begin{bmatrix} a_{pj}\cos\theta_p & a_{pj}\sin\theta_p \\ -\sin\theta_p & \cos\theta_p \end{bmatrix}, \; N(a_d;\theta_d) = \begin{bmatrix} a_d\cos\theta_d & a_d\sin\theta_d \\ -\sin\theta_d & \cos\theta_d \end{bmatrix},$$

$$N_{pu}(e_{15,p};\theta_p) = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -\frac{e_{15,p}}{\varepsilon_{11,p}}\sin\theta_p & \frac{e_{15,p}}{\varepsilon_{11,pj}}\cos\theta_p \end{bmatrix},$$

$$N_u(e_{15,p};\hat{k}_p) = \begin{bmatrix} ke_{15,p}ch\hat{k}_p & -ke_{15,p}sh\hat{k}_p \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$E(\varepsilon_{11,pj};\hat{k}_{pj}) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11,p}ch\hat{k}_p & -\varepsilon_{11,p}sh\hat{k}_p \\ sh\hat{k}_p & ch\hat{k}_p \end{bmatrix},$$

$$E(\varepsilon_{11,d};\hat{k}_d)=\begin{bmatrix}\varepsilon_{11,d}ch\hat{k}_d & -\varepsilon_{11,d}sh\hat{k}_d\\ sh\hat{k}_d & ch\hat{k}_d\end{bmatrix},$$

$$\vec{B}_{p,n}=\mathrm{col}(B^{(1)}_{p,n},\,B^{(2)}_{p,n}),\ \vec{D}_{p,n}=\mathrm{col}(D^{(1)}_{p,n},\,D^{(2)}_{p,n}),\ a_d=c^*_{44,d}\Omega_d,\ a_p=c^*_{44,p}\Omega_p,\ \hat{k}_p=kh_p,\ (j=1,2),\ \hat{k}_d=kh_d.$$

Вектори-рядки $\vec{N}^{(i)}_{pu}$, $\vec{E}^{(i)}$ утворені i рядком відповідної матриці. Виконавши низку перетворень у системі (6), можна виразити невідомі $\vec{D}_{p,n}$ через $\vec{B}_{p,n}$ наступним чином

$$\vec{D}_{p,n}=P_{11}\vec{B}_{p,n}+P_{12}\vec{B}_{p,n},$$
$$\vec{D}_{p,n}=P_{21}\vec{B}_{p1,n}+P_{22}\vec{B}_{p2,n}, \tag{7}$$

де P^{ij}_{lm} — елементи матриць P_{lm} мають вигляд

$$\vec{P}^{(1)}_{11}=\frac{1}{\varepsilon_{11,p1}E^{21}_{pe}}\left\{\vec{E}^0-\vec{E}^{(2)}_{p2}E_0M\left(e^*_{15,p1};\theta_{p1}\right)\right\},$$

$$\vec{P}^{(1)}_{12}=\frac{1}{\varepsilon_{11,p1}E^{21}_{pe}}\left\{\vec{E}^{(2)}_{p2}M\left(e^*_{15,p2};0\right)-\vec{M}^{(2)}\left(e^*_{15,p2};\theta_{p2}\right)\right\},$$

$$P^{21}_{11}=P^{21}_{12}=P^{22}_{12}=0,\ \ P^{22}_{11}=-e^*_{15,p1}e^*_{15,pj}=\frac{ke_{15,pj}}{\varepsilon_{11,pj}},$$

$$P_{21}=E^{-1}\left(\varepsilon_{11,p2};0\right)E_0E\left(\varepsilon_{11,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{11}+M\left(e^*_{15,p1};\theta_{p1}\right),$$

$$P_{22}=E^{-1}\left(\varepsilon_{11,p2};0\right)\left(E_0E\left(\varepsilon_{11,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{12}+M\left(e^*_{15,p2};0\right)\right),$$

$$E_{pe}=E_{p1}E_0E_{p2},\ \ E_{pj}=E\left(\varepsilon_{11,pj};\hat{k}_{pj}\right)E^{-1}\left(\varepsilon_{11,pj};0\right),\ \ \vec{E}^{(0)}=[0;1].$$

Вектори-рядки $\vec{P}^{(i)}$ — утворені i рядком відповідної матриці $\vec{B}_{d,n}$. Отримаємо нову систему рівнянь щодо тільки невідомих $\vec{B}_{p1,n}$, $\vec{B}_{p2,n}$.

$$\overline{N}\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)\vec{B}_{p1,n}+N_u\left(e_{15,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{12}\vec{B}_{p2,n}=N\left(a_d;0\right)\vec{B}_{d,n},$$

$$N\left(a_d;\theta_d\right)\vec{B}_{d,n}=\overline{N}\left(a_{p2};0\right)\vec{B}_{p2,n}+N_u\left(e_{15,p2};0\right)P_{12}\vec{B}_{p1,n},$$

$$\overline{N}\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)\vec{B}_{p2,n}+N_u\left(e_{15,p2};\hat{k}_{p2}\right)P_{21}\vec{B}_{p1,n}=\overline{N}\left(a_{p1};0\right)\vec{B}_{p1,n+1}+N_u\left(e_{15,p1};0\right)P_{12}\vec{B}_{p2,n+1}. \tag{8}$$

У системі (8) використані позначення

$$\overline{N}\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)=N\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)+N_u\left(e_{15,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{11},$$

$$\overline{N}\left(a_{p1};0\right)=N\left(a_{p1};0\right)+N_u\left(e_{15,p1};0\right)P_{11},$$

$$\overline{N}\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)=N\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)+N_u\left(e_{15,p2};\hat{k}_{p2}\right)P_{22},$$

$$\overline{N}\left(a_{p2};0\right)=N\left(a_{p2};0\right)+N_u\left(e_{15,p2};0\right)P_{22}.$$

Систему рівнянь (8) зручно звести до вигляду

$$N^*\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)\vec{B}_{p1,n}=N\left(a_d;0\right)\vec{B}_{d,n},$$

$$N\left(a_d;\theta_d\right)\vec{B}_{d,n}=N^*\left(a_{p2};0\right)\vec{B}_{p2,n},$$

$$N^*\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)\vec{B}_{p2,n}=N^*\left(a_{p1};0\right)\vec{B}_{p1,n+1}, \tag{9}$$

де

$$N^*\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)=\overline{N}\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)+N_u\left(e_{15,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{12}K,$$

$$N^*\left(a_{p1};0\right)=\overline{N}\left(a_{p1};0\right)+N_u\left(e_{15,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{21}K^{-1},$$

$$N^*\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)=\overline{N}\left(a_{p2};\theta_{p2}\right)+N_u\left(e_{15,p2};\hat{k}_{p2}\right)P_{21}K^{-1},$$

$$N^*\left(a_{p2};0\right)=\overline{N}\left(a_{p2};0\right)+N_u\left(e_{15,p2};\hat{k}_{p2}\right)P_{12}K,$$

$$K=\left(N\left(a_d;\theta_d\right)\left(N\left(a_d;0\right)\right)^{-1}N\left(a_{p1};\theta_{p1}\right)-N_u\left(e_{15,p2};0\right)P_{21}\right)\left(N\left(a_{p2};0\right)-\left(N\left(a_d;\theta_d\right)\left(N\left(a_d;0\right)\right)^{-1}N_u\left(e_{15,p1};\hat{k}_{p1}\right)P_{12}\right)^{-1}.$$

Рішення системи (9) в регулярно-шароватому напівпросторі будемо шукати у вигляді

$$\vec{B}_{(n-1)Q+1}=\sum_{j=1}^{2}K_j\chi_j^nN^{*-1}\left(a_{p1};0\right)N\left(a_q;\theta_q\right)N^{-1}\left(a_q;0\right)N^*\left(a_{p2};\theta_{p2q}\right)N^{*-1}\left(a_{p2};0\right)\vec{Y}_j,$$

$$\vec{B}_{(n-1)Q+Q-1}=\sum_{j=1}^{2}K_j\chi_j^n N^{-1}(a_d;0)N^{*}(a_{p2};\theta_{p2})N^{*-1}(a_{p2};0)\vec{Y}_j,$$

$$\vec{B}_{nQ}=\sum_{j=1}^{2}K_j\chi_j^n N^{*-1}(a_{p2};0)\vec{Y}_j. \qquad (10)$$

Тут χ_j і Y_j характеристичні числа та власні вектори відповідно передавальної матриці $N_Q=\prod_{q=1}^{Q}N^{*}(a_{p1};\theta_{p1})N^{*-1}(a_{p1};0)N^{-1}(a_q;0)N(a_q;\theta_q)N^{*}(a_{p2};\theta_{p2})N^{*-1}(a_{p2};0)$. Характеристичне рівняння матриці N_Q є зворотним і має вигляд

$$\chi^2-2\,b_Q\chi+1=0,$$

де $b_Q=\mathrm{spur}N_Q/2$, а частотні зони пропускання для об'ємних хвиль зсуву в шаруватому середовищі визначаються нерівністю [6]

$$\left|b_Q(k,\omega)\right|\le 1, \qquad (11)$$

яка неявно пов'язує частоту ω та хвильове число k.

Зони пропускання ($\left|b(k,\omega)\right|\le 1$) відповідають тим областям спектра, де гармонійні хвилі поширюються у напряму осі ox без загасання. Навпаки в зонах запирання ($\left|b(k,\omega)\right|> 1$) хвилі експотенційно згасають у напрямку нормалі до шарів.

Висновки

Було чисельно проаналізовано отримання дисперсійного співвідношення (11) для різної геометрії і матеріалів, що входять у «породжуючий» пакет. Як п'єзоелектричні матеріали розглядалися CdS і ZnO [1], а шар діелектрика вибирався з параметрами GaYIG [11]. Чисельний аналіз показав, що особливістю даного спектра об'ємних хвиль є те, що в діапазоні зміни хвильового числа і кругової частоти межі зон не перетинаються. Якщо ж як другий п'єзоелектричний шар вибрати шар з властивостями першого, то структура зон пропускання в такому симетричному середовищі буде іншою і зони пропускання будуть перетинатися. Про вплив п'єзоефекту на дисперсійний спектр об'ємних хвиль можна судити з результатів чисельних експериментів. Як показують розрахунки, у цьому випадку спектр об'ємних хвиль зміщується в область високих частот, не змінюючи при цьому суттєво свою структуру.

Таким чином, у даній роботі запропоновано спосіб побудови дисперсійних співвідношень для об'ємних акустоелектричних хвиль, що поширюються в шарувато-періодичних середовищах, утворених повторенням п'єзо-діелектричного металізованого «породжуючого» пакета. У роботі вдалося, використовуючи умову металізації на зовнішніх поверхнях пакета, подати дисперсійні співвідношення через елементи передавальних матриць другого порядку замість елементів матриць четвертого порядку. У широкому діапазоні зміни частоти та хвильового числа проведено чисельні дослідження та описано закономірності поширення об'ємних хвиль у різних структурах. Вивчено вплив фізико-механічних параметрів шарів на характер зон запирання та пропускання, а також досліджено вплив п'єзоефекту на розташування меж зон при зміні відносних товщин шарів у пакеті, що «породжує» структуру.

Список використаної літератури

1. ***Дьєлесан Е., Руайє Д.*** *Пружні хвилі у твердих тілах. М.: Наука, 1982. 424 с.*

2. ***Левченко В. В., Павленко В. І.*** *Спектр об'ємних хвиль зсуву у регулярно-шаруватому просторі // Інформаційні та комп'ютерні мережі. Київ. Університет Україна. 2022. №1(03). С. 92–102.*

3. ***Зінчук Л. П., Левченко В. В., Шульга М. О.*** *Розповсюдження об'ємних електропружних хвиль зсуву в регулярно-шаровотій структурі типу метал–п'єзоелектрик // Мат. методи та фіз.-мех. поля. 1989. Вип. 30. С. 4–8 .*

4. ***Левченко В. В.*** *Плоскополяризованные объемные волны в регулярно-слоистой среде с проскальзыванием на границах раздела // Вчені записки Таврійського нац. ун-ту імені В. І. Вернадського. Серія: технічні науки, 2017. Т. 28 (67). № 2. С. 27–30.*

5. ***Левченко В. В., Петренко А. Я.*** *Объёмные волны сдвига в регулярно-слоистом пространстве. // 11th The International scientific and practical conference «Scientific achievements of modern society» (June 24-26, 2020) Cognum Publishing. House, Liverpool, United Kingdom. 2020. 495–503 p.*

6. ***Шульга М. О.*** *Основи механіки шаруватих середовищ періодичної структури. Київ: Наукова думка, 1981. 200 с.*

7. ***Шульга М. О., Подліпенець О. М.*** *Об'ємні хвилі в шаруватих композитах / / Динаміка та стійкість матеріалів. Київ: Наук. думка. Механіка композитів: 12 . Т. 2, 1993. С. 35–83.*

8. ***Шульга М. О.*** *Поширення пов'язаних хвиль у періодично-неоднорідних середовищах при взаємодії з електромагнітним полем // Прикл. механіка. 2003. Вип. 39. № 10. С. 38–68.*

9. ***Levchenko V. V.*** *Localization of shear waves near layers separating two regularly laminated half-spaces // Int. Appl. Mech. 2005. Vol. 41, № 1. P. 98–103.*

10. ***Sapriel J., Djafari-RouhaniD.*** *Vibrationsin Superlattices // Surf. Sci. Repts. 1989. Vol. 10, № 4/5. P. 189–275.*

11. ***H. van de Vaart.*** *Magnetoelastic Love-Wave propagation in metal-coated layered substrates // Journal of Applied physics. 1971. Vol. 48, № 3. P. 5305–5312.*

12. ***Shul'ga N. A.*** *Spatial Modes in Periodically Inhomogeneous Media // Int. Appl. Mech. 2005. Vol. 41, № 5. P. 463–468.*

13. ***Shul'ga N. A.*** *Effective magnetoelastic properties of laminated composites // Int. Appl. Mech. 2006. Vol. 42, № 8. P. 879–885.*

V. Levchenko, S. Simchenko

DISPERSION PROPERTIES OF VOLUME SHEAR WAVES IN SHARUWATO PERIODIC MEDIUM TYPE METAL PIEZOELECTRIC–DIELECTRIC

The paper proposes methods of constructing dispersion relations for bulk acoustoelectric waves propagating in layered-periodic media formed by the repetition of a piezo-dielectric metallized "generating" package.

A method of constructing dispersion relations for volumetric acoustoelectric shear waves propagating in layered-periodic media formed by repeating a materialized package consisting of two different piezoelectric layers separated by a dielectric layer is proposed. Dispersion ratios for different geometries and materials included in the package were numerically analyzed. The use of CdS and ZnO was considered as piezoelectric materials. Dispersion ratios were obtained numerically, which allow analyzing the zonal structure of the propagation spectrum of acoustic-electric waves.

Numerical calculations were carried out using the condition of metallization on the outer surfaces of the package, the dispersion relations are given through the elements of the second-order transmission matrices. Numerical analysis showed that the boundaries of the zones do not intersect in the range of changes in wave number and circular frequency. In the case of similarity of the physical properties of the piezoelectric layers, the crossing of transmission zones is observed for the case of a symmetric medium. As a result of the conducted numerical modeling, a shift of the spectrum of volume waves to the high-frequency region was established.

In a wide range of changes in frequency and wave number, numerical studies were carried out and the regularities of the propagation of volume waves in various structures were described. The influence of the physical-mechanical and geometrical parameters of the layers on the structure of the blocking and transmission zones was studied, as well as the influence of the piezo effect on the location of the zone boundaries when the relative thickness of the layers in the package changed.

Keywords: bulk shear waves; periodically layered medium; piezoelectric; dielectric; transmission zones.