

УДК 533.6

ПРИЙОМ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ ЦИЛІНДРИЧНОЮ П'ЕЗОКЕРАМІЧНОЮ ОБОЛОНКОЮ

Бабасв О.А., Штефан Н.І., Гнатейко Н.В.

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

У статті наведена постановка і розв'язок задачі взаємодії плоскої акустичної хвилі тиску, що розповсюджується в нескінченному просторі ідеальної стисливої рідини, яка контактує з тонкостінною п'єзокерамічною циліндричною оболонкою. П'єзокерамічна циліндрична оболонка поляризована у радіальному напрямку. Електроди вважаються розізнаними (тобто струм дорівнює нулю). Представлені основні формули для визначення фізичних характеристик досліджуваного перехідного процесу.

Ключові слова: циліндрична оболонка, акустичне середовище, п'єзоперетворювач, функція Бесселя, функція Ханкеля.

Актуальність. Тематика даної роботи, присвяченої дослідженню динамічних процесів в гідроелектропружних системах та відноситься до одного з сучасних напрямків механіки деформівного твердого тіла, та має інтенсивний розвиток в цьому напрямку в наш час. Отримані фундаментальні наукові результати в цій області знаходять широке застосування при вдосконаленні існуючих і створенні принципово нових технічних пристроїв, дія яких заснована на використанні явища п'єзоефекту, що свідчить про їхню актуальність.

Розширення знань з цієї проблематики вимагає постановок нових класів задач, які по можливості повніше враховують конструктивні особливості та умови експлуатації реальної апаратури, розробки ефективних методів їх вирішення та виявлення нових механічних закономірностей процесів в гідроелектропружних системах.

Математична постановка задачі. Розглядається взаємодія плоскої стаціонарної хвилі тиску, що розповсюджується у нескінченному просторі ідеальної стисливої рідини і яка контактує з нескінченно довгим тонкостінним циліндричним п'єзоперетворювачем, який поляризовано у радіальному напрямку. Токівпровідні покриття на зовнішній та внутрішній поверхні суцільні. Фронт падаючої хвилі паралельна вісі циліндра та орієнтована під довільним кутом.

Будемо вважати, що циліндрична п'єзокерамічна оболонка радіусом R та товщиною h є нескінченно довгою, тонкостінною та оточена ідеальною стисливою рідиною з густиною ρ і швидкістю звука c . У внутрішньому об'ємі – вакуум.

Динамічні процеси які виникають в описаній гідроелектропружній системі моделюється в рамках теорії тонких електропружних оболонок, яка базується на гіпотезах Кірхгофа-Лява та акустичного наближення. В полярних координатах r, θ вихідна система рівнянь записується у наступному вигляді:

$$\left[1 + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^S}\right)\right] \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^S}\right) \frac{\partial^3 w}{\partial \theta^3} - \frac{e_{13}}{C_{11}^E d_{33}} \frac{\partial E_r^{(0)}}{\partial \theta} = \frac{\rho_m c^2}{C_{11}^E} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (1)$$

$$D_r = D_r^{(0)} = e_{13} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{w}{R} \right] + \epsilon_{33}^S E_r^{(0)}; \quad (2)$$

$$E_r = E_r^{(0)} + \xi E_r^{(1)}; \quad (3)$$

$$\text{де } \xi = r - R; \quad E_r = -\frac{\partial \Psi}{\partial r};$$

$$E_r^{(0)} = -\frac{e_{13} d_{33}}{\epsilon_{33}^S} w_0; \quad E_r^{(1)} = -\frac{d_{33} e_{13}}{\epsilon_{33}^S} \left[-\frac{1}{R} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right];$$

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(0)}}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \varphi^{(0)}}{\partial t^2}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial \theta^2} = \frac{\partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial t^2}; \quad (5)$$

$$q = -p; \quad (6)$$

$$p = -\left[\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} \right]_{r=R}; \quad (7)$$

де u та w – нормальні та тангенціальні складові вектора переміщень точок серединної поверхні; q – діюча на неї гідродинамічне навантаження; E_r, D_r – радіальні компоненти напруженості та індукції електричного поля; $\varphi^{(0)}$ та $\varphi^{(1)}$ – потенціали падаючої та відбитої акустичної хвилі; ρ – гідродинамічний тиск; $C_{11}^E, e_{13}, d_{33}, \epsilon_{33}^S, \rho_m$ – модуль пружності, п'єзомодулі, діелектрична проникність та густина п'єзокераміки; y – декартова координата.

Гранична умова, яка забезпечує безвідривний рух циліндричної оболонки та контактуючою з нею середовища, наступна

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \left[\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial r} + \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r} \right]_{r=R}. \quad (8)$$

Враховуючи те, що циліндрична оболонка має суцільні електроди електрична напруга (нульова мода), яка виникає на струмопровідних покриттях п'єзоперетворювача має наступний вигляд

$$U_0 = -\frac{e_{13} d_{33} h}{\epsilon_{33}^S} w_0. \quad (9)$$

Відмітимо, що вихідні дані (1)-(9) були записані у безрозмірних величинах, згідно яким u, w, r, R, h віднесені до $R(R=1)$; q, p – до ρc^2 ; t – до R/c ; $\varphi^{(0)}, \varphi^{(1)}$ – до Rc ; E_r – до $1/d_{33}$; D_r – до e_{13} ; U – до R/d_{33} .

Розв'язок задачі. При розв'язку задачі невідомі u, w будемо шукати у вигляді розкладання у ряди Фур'є по власним формам коливань

$$u = e^{i\alpha t} \sum_{n=1}^{\infty} u_n \sin n\theta;$$

$$w = e^{i\alpha t} \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos n\theta. \quad (10)$$

Загальні розв'язки хвильових рівнянь (4), (5) для потенціалів падаючої $\varphi^{(0)}$ та відбитої $\varphi^{(1)}$ акустичної хвилі мають наступний вигляд

$$\varphi^{(0)} = A_0 e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n J_n(\omega R) \cos n\theta; \quad (11)$$

$$\varphi^{(1)} = e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(\omega R) \cos n\theta, \quad (12)$$

$$\text{де } \epsilon_n = \begin{cases} 1, n=0 \\ 2, n>0 \end{cases},$$

A_0 – амплітуда падаючої хвилі, $J_n(\omega R)$ – функція Беселля, $H_n^{(2)}$ – функція Ханкеля n порядку другого роду, B_n – невідома функція.

Амплітуда падаючої хвилі A_0 була отримана коли приймалась умова, що гідродинамічний тиск падаючої хвилі p_0 на поверхні циліндричної оболонки дорівнює одиниці. Тоді в нашому разі

$$A_0 = -\frac{1}{i\omega} e^{-i\omega R}. \quad (13)$$

Після підстановки в систему рівнянь (1), яка описує рух циліндричної оболонки, загальних розв'язків хвильових рівнянь (11) та (12) враховуючи граничну умову (7) та співвідношення (6), (10) отримуємо співвідношення між компонентами переміщення u_n , w_n та невідомим коефіцієнтом B_n

$$\left\{ \left[1 + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) \right] n^2 - \frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E} \right\} u_n + \left\{ n + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) n^3 \right\} w_n = 0, \\ \left\{ n + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) n^3 \right\} u_n + \left\{ \left[1 + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) \right] n^4 - \frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E} \right\} w_n = \\ = \frac{\rho c^2 R i \omega}{C_{11}^E h} A_0 \epsilon_n i^n J_n(\omega R) + \frac{\rho c^2 R i \omega}{C_{11}^E h} B_n H_n^{(2)}(\omega R). \quad (14)$$

Систему рівнянь (14) необхідно доповнити, після підстановки в граничну умову (8) загальних розв'язків хвильового рівняння (11), (12), рівнянням

$$w_n = \frac{A_0 \epsilon_n i^n \frac{\partial J_n(\omega R)}{\partial R} + B_n \frac{\partial H_n^{(2)}(\omega R)}{\partial R}}{i\omega}. \quad (15)$$

де

$$\frac{\partial J_n(\omega R)}{\partial R} = \frac{n}{\omega R} J_n(\omega R) - J_{n+1}(\omega R); \\ \frac{\partial H_n^{(2)}(\omega R)}{\partial R} = \frac{n}{\omega R} H_n^{(2)}(\omega R) - H_{n+1}^{(2)}(\omega R). \quad (16)$$

Для знаходження коефіцієнта B_n необхідно знати вигляд функції Беселля n порядку та функції Ханкеля n порядку другого роду. Ці функції мають наступний вигляд:

$$H_n^{(2)}(z) = J_n(z) - iN_n(z), \quad (17)$$

де $J_n(z)$ – функція Беселля першого роду, $N_n(z)$ – функція Неймана.

Для малих значень z функції $J_n(z)$ та $N_n(z)$ мають наступний вигляд:

$$J_n(z) = \left(\frac{z}{2} \right)^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(n+k+1)} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \quad (|\arg z| < \pi); \quad (18) \\ N_n(z) = \frac{1}{\sin n\pi} [J_n(z) \cos n\pi - J_{-n}(z)] \quad (n \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots); \\ N_n(z) = (-1)^n N_{-n}(z) = \frac{2}{\pi} J_n(z) \left(\ln \frac{z}{2} + C \right) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{z}{2} \right)^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! (n+k)!} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \left(\sum_{j=1}^k \frac{1}{j} + \sum_{j=1}^{n+k} \frac{1}{j} \right) - \\ - \frac{1}{\pi} \left(\frac{z}{2} \right)^{-n} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(n-k-1)!}{k!} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \quad (n=0,1,2,\dots; |\arg z| < \pi); \quad (19)$$

– постійна Ейлера-Маскероні.

Для великих значень $z \rightarrow \infty$ функції $J_n(z)$ та $N_n(z)$ мають наступний вигляд:

$$J_n(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_n(z) \cos \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) - B_n \sin \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]; \\ N_n(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_n(z) \sin \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) + B_n \cos \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]; \quad (20)$$

де функції $A_n(z)$ та $B_n(z)$ мають асимптотичне розкладання (не враховуючи остаточний член)

$$A_n(z) = 1 - \frac{(4n^2-1)(4n^2-9)}{2!(8z)^2} + \frac{(4n^2-1)(4n^2-9)(4n^2-25)(4n^2-49)}{4!(8z)^4}, \\ B_n(z) = \frac{4n^2-1}{8z} - \frac{(4n^2-1)(4n^2-9)(4n^2-25)}{3!(8z)^3}; \quad (21)$$

Підставляє розкладання (20) та (21) у формулу (17), отримуємо відповідні асимптотичні розкладання для $H_n^{(2)}(z)$. З розкладання (20) та (21) слідує, що для $z \gg n$ при $z \rightarrow \infty$

$$J_n(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right), \\ N_n(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right), \quad (22) \\ H_n^{(2)}(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{i \left(z - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right)}.$$

З системи рівнянь (14), з урахуванням співвідношення (15), знайдемо остаточно вигляд коефіцієнта B_n

$$B_n = \frac{A_0 \epsilon_n i^n \left[-a_n^{(1)} J_n(\omega R) + b_n^{(1)} J_{n+1}(\omega R) \right]}{a_n^{(1)} H_n^{(2)}(\omega R) - b_n^{(1)} H_{n+1}^{(2)}(\omega R)}. \quad (23)$$

де

$$a_n = \left[1 + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) \right] n^2 - \frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E}; \quad b_n = n + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) n^3; \\ c_n = 1 + \frac{h^2}{12R^2} \left(1 + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} \right) n^4 - \frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E} + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} (2 - \epsilon_n); \quad a_n^{(1)} = d_n + \left(\frac{b_n^2}{a_n} + c_n \right) \frac{n}{R}; \\ b_n^{(1)} = \left(\frac{b_n^2}{a_n} + c_n \right) \omega. \quad (24)$$

У випадку коли $n = 0$ коефіцієнт B_n (23) та співвідношення (16)-(24) набувають вигляду

$$B_0 = \frac{A_0 \epsilon_0 \left[-a_0^{(1)} J_0(\omega R) + b_0^{(1)} J_1(\omega R) \right]}{a_0^{(1)} H_0^{(2)}(\omega R) - b_0^{(1)} H_1^{(2)}(\omega R)}, \quad (25)$$

де

$$a_0 = -\frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E}; \quad b_0 = 0; \quad c_0 = 1 - \frac{\rho_m c^2 \omega^2}{C_{11}^E} + \frac{e_{13}^2}{C_{11}^E \epsilon_{33}^s} (2 - \epsilon_0); \quad a_0^{(1)} = d_0; \quad b_0^{(1)} = \left(\frac{b_0^2}{a_0} + c_0 \right) \omega,$$

та

$$\frac{\partial J_0(\omega R)}{\partial R} = -J_1(\omega R), \\ \frac{\partial H_0^{(2)}(\omega R)}{\partial R} = -H_1^{(2)}(\omega R).$$

Вигляд функції Ханкеля нульового та першого порядку другого роду мають наступний вид:

$$H_0^{(2)}(z) = J_0(z) - iN_0(z), \quad H_1^{(2)}(z) = J_1(z) - iN_1(z), \quad (26)$$

де $J_0(z)$, $J_1(z)$ – функції Беселля, $N_0(z)$, $N_1(z)$ – функції Неймана.

Для малих значень z функції $J_0(z)$, $J_1(z)$ та $N_0(z)$, $N_1(z)$ мають наступний вигляд:

$$J_0(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+1)} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k}, \\ J_1(z) = \left(\frac{z}{2} \right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+2)} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \quad (|\arg z| < \pi); \quad (27) \\ N_0(z) = N_{-0}(z) = \frac{2}{\pi} J_0(z) \left(\ln \frac{z}{2} + C \right) - \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! (k)!} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \left(\sum_{j=1}^k \frac{1}{j} + \sum_{j=1}^k \frac{1}{j} \right), \\ N_1(z) = -N_{-1}(z) = \frac{2}{\pi} J_1(z) \left(\ln \frac{z}{2} + C \right) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{z}{2} \right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! (k+1)!} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k} \left(\sum_{j=1}^k \frac{1}{j} + \sum_{j=1}^{k+1} \frac{1}{j} \right) \\ (n=0,1,2,\dots; |\arg z| < \pi); \quad (28)$$

$C = 0,5772156649015325$ – постійна Ейлера-Маскероні.

Для великих значень $z \rightarrow \infty$ функції $J_0(z)$, $J_1(z)$ та $N_0(z)$, $N_1(z)$ мають наступний вигляд:

$$J_0(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_0(z) \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) - B_0 \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right];$$

$$\begin{aligned} N_0(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_0(z) \sin\left(z - \frac{\pi}{4}\right) + B_0 \cos\left(z - \frac{\pi}{4}\right) \right]; \\ J_1(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_1(z) \cos\left(z - \frac{3\pi}{4}\right) - B_1 \sin\left(z - \frac{3\pi}{4}\right) \right]; \\ N_1(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A_1(z) \sin\left(z - \frac{3\pi}{4}\right) + B_1 \cos\left(z - \frac{3\pi}{4}\right) \right]; \end{aligned} \quad (29)$$

де функції $A_0(z)$, $A_1(z)$ та $B_0(z)$, $B_1(z)$ мають асимптотичне розкладення (не враховуючи остаточної член)

$$\begin{aligned} A_0(z) &= 1 + \frac{9}{2!(8z)^2} + \frac{11025}{4!(8z)^4}; \\ B_0(z) &= -\frac{1}{8z} + \frac{225}{3!(8z)^3}; \\ A_1(z) &= 1 + \frac{15}{2!(8z)^2} - \frac{14175}{4!(8z)^4}; \\ B_1(z) &= \frac{3}{8z} - \frac{315}{3!(8z)^3}; \end{aligned} \quad (30)$$

Підставляє розкладення (29) та (30) у формулу (26), отримаємо відповідні асимптотичні розкладання для $H_0^{(2)}(z)$, $H_1^{(2)}(z)$. З розкладання (29) та (30) слідує, що $z \gg n$ при $z \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} J_0(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos\left(z - \frac{\pi}{4}\right), \quad J_1(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos\left(z - \frac{3\pi}{4}\right), \\ N_0(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin\left(z - \frac{\pi}{4}\right), \quad N_1(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin\left(z - \frac{3\pi}{4}\right), \quad (31) \\ H_0^{(2)}(z) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{i\left(z - \frac{\pi}{4}\right)}, \quad H_1^{(2)}(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{i\left(z - \frac{3\pi}{4}\right)}. \end{aligned}$$

Після знайдення коефіцієнта B_n не визиває ускладнень знаходження фізичних характеристик досліджуваного процесу, таких як, нормальне w та тангенціальне u переміщення точок середньої поверхні циліндричної оболонки

$$w = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_0 \epsilon_n i^n \left[\frac{n}{R} J_n(\omega R) - \omega J_{n+1}(\omega R) \right] + B_n \left[\frac{n}{R} H_n^{(2)}(\omega R) - \omega H_{n+1}^{(2)}(\omega R) \right]}{i\omega} \cos n\theta; \quad (32)$$

$$u = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n \epsilon_n i^n \left[\frac{n}{R} J_n(\omega R) - \omega J_{n+1}(\omega R) \right] + B_n \left[\frac{n}{R} H_n^{(2)}(\omega R) - \omega H_{n+1}^{(2)}(\omega R) \right]}{i\omega} \sin n\theta; \quad (33)$$

гідродинамічного тиску p

$$p|_{r=R} = -i\omega \left[A_0 \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n J_n(\omega R) \cos n\theta + \sum_{n=0}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(\omega R \cos n\theta) \right] e^{i\omega t}; \quad (34)$$

та електричної напруги U_0 (нульова мода)

$$U_0 = -\frac{e_{13} d_{33} h}{\epsilon_{33}} (A_0 \epsilon_0 J_1(\omega R) + B_0 H_1^{(2)}(\omega R)) i. \quad (35)$$

Висновки. Виконана постановка задачі прийому акустичних хвиль гідроелектропружною системою, яка складається з циліндричної п'єзокерамічної оболонки що контактує з ідеальною стислою рідиною; дослідження закономірностей динамічних процесів перетворювача при різних фізико-механічних властивостях системи. Наведені основні формули для визначення фізичних характеристик досліджуваного перехідного процесу.

Отримані результати можуть бути використані в науково-дослідних організаціях при розробці акустичної техніки, а також в педагогічному процесі.

Список літератури:

1. Бабаев А.Э. Нестационарные волны в сплошных средах с системой отражающих поверхностей. – Киев.: Наукова думка, 1990. – 176 с.
2. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. – Киев.: Наукова думка, 1978. – 291 с.
3. Головчан В.Т., Кубенко В.Д., Шульга Н.А., Гузь А.Н., Гринченко В.Т. Пространственные задачи теории упругости и пластичности: В шести т.-т.5. Динамика упругих тел. – К.: Наукова думка, 1986. – 286 с.
4. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматгиз, 1962, 108 с.
5. Гринченко В.Т., Улитко А.Ф., Шульга Н.А. Электроупругость. т.5 – Механика связанных полей в элементах конструкций. – Киев.: Наукова думка, 1989. – 280 с.
6. Диткин В.А., Прудников А.О. Справочник по операционному исчислению. – М.: Высшая школа, 1965. – 466 с.
7. Пьезокерамические преобразователи // Под. ред. С.И. Пугачева. – Л.: Судостроение, 1984. – 256 с.
8. Слепян Л.И. Нестационарные упругие волны. – Л.: Судостроение, 1972. – 374 с.

Бабаев А.А., Штефан Н.И., Гнатейко Н.В.

Национальный технический университет Украины

«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского»

ПРИЙОМ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Аннотация

В статье приведена постановка и решение задачи взаимодействия плоской акустической волны давления которая распространяется в бесконечном пространстве идеальной сжимаемой жидкости и контактирует с тонкостенной пьезокерамической цилиндрической оболочкой. Пьезокерамическая цилиндрическая оболочка поляризована в радиальном направлении. Электроды считаются разомкнутыми (то есть ток равен нулю). Представлены основные формулы для определения физических характеристик исследуемого переходного процесса.

Ключевые слова: цилиндрическая оболочка, акустическая среда, пьезопреобразователь, функция Бесселя, функция Ханкеля.

Babaev A.A., Shtefan N.I., Gnatejko N.V.

National Technical University of Ukraine

«Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute»

RECEPTION OF ACOUSTIC WAVE OF CYLINDRICAL PIEZOCERAMIC SHELL

Summary

The article describes the formulation and solution of the problem of interaction of a plane acoustic pressure wave that propagates in the infinite space of an ideal compressible liquid and in contact with the thin piezoceramic cylindrical shell. Piezoceramic cylindrical shell is polarized in a radial direction. Electrodes are considered open (that is, the current is zero). The basic formula for determining the physical characteristics of the test of the transition process.

Keywords: cylindrical shell, acoustic, piezoelectric transducer, the Bessel function of the Hankel function.