УДК 539.3

СДВИГОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СОСТАВНОМ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

С.А. Джилавян, А.С. Саргсян

Ереванский государственный университет

Вопросы изучения закономерностей и выявления особенностей возмущений в упругих диэлектрических средах при взаимодействии упругих и электроупругих полей представляют научный интерес и, следовательно, относятся к числу актуальных проблем механики твердых деформируемых тел. Исследование процессов колебаний и распространения электроупругих волн в неоднородной среде, обладающей пьезоэффектом, тесно связано с развитием электроакустики, пьезотехники и измерительных приборов. Очевидно, что возможности современной технологии в области создания конструктивно неоднородных материалов для инженерной практики сильно повысились.

Результаты рассматриваемой в представленной работе задачи о распространении сдвиговых колебаний в составном пьезоэлектрическом пространстве могут быть использованы при изучении прикладных задач распространения электроупругих локализованных и объемных волн. В составном пьезоэлектрическом пространстве действует линейный механический источник колебаний. Неоднородность среды, обладающей симметрией 6 *mm*, а также пьезоэффект и наличие силового источника приводят к существенным изменениям волнового поля. Связанностью физических полей обусловлены распространения поверхностных (локализованных) волн со смещениями частиц в направлении симметрии кристалла. Проблема взаимодействия различных полей физического происхождения в твердых телах интересна с точки зрения механики сплошной среды и математической физики и, конечно, особенно при проектировании инженерно-физических приборов и изучении принципов работы новых современных акустоэлектрических устройств.

В работе изучается линейное взаимодействие электрического и механического полей при контакте двух пьезоэлектрических полупространств под действием в одном из полупространств линейного источника установившихся механических возмущений. Для рассматриваемого класса гексагональной симметрии задача распространения электроупругих волн в пьезоэлектрических кристаллах разделяется на плоскую и антиплоскую. Построено электроупругое сдвиговое волновое поле в составном пьезоэлектрическом пространстве.

Ключевые слова: пьезоэлектрик, сдвиг, колебания, поверхностные волны, электроупругость.

Введение. Динамические задачи электроупругости в квазистатическом приближении относятся к числу актуальных проблем механики сплошной среды. Актуальность этих исследований продиктована необходимостью дальнейшего развития теории распространения волн в электроупругих неоднородных средах, а также объяснения физико-технических и экспериментальных результатов при проектировании и создании инженерных приборов и устройств. В работе исследуется задача определения волнового поля сдвига в составном пьезоэлектрическом пространстве, выявляются поверхностные–локализованные волны у контактной поверхности полупространств и другие особенности, обусловленные наличием пьезоэффекта.

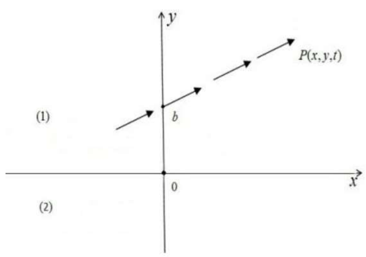
Постановка задачи. Диэлектрическая, неоднородная, упругая среда, обладающая пьезоэффектом, занимает пространство, отнесенное к декартовой системе координат $Oxyz$. Пространство состоит из двух полупространств – пьезоэлектриков класса 6 mm гексагональной симметрии с осью Oz, совпадающей с главной осью кристалла, и с разными электроупругими характеристиками. Между пьезоэлектриками, занимающими полупространства $y>0$ и $y<0$, отсутствует акустический контакт в плоскости $y=0$.

Составное пьезоэлектрическое пространство совершает установившиеся колебания под действием линейного источника по линии $(x=0, y=b)$ $P(x,y,t)=P\delta(x)\delta(y-b)e^{-i\omega t}$, где $P=const$ – интенсивность действующей силы, ω – частота колебаний, t – параметр времени, $\delta(x)$ – функция Дирака.

Рассматриваемая среда находится в условиях антиплоской деформации. Задача заключается в определении сдвигового волнового поля в пьезоэлектрических полупространствах. Принимаем дифференциальные уравнения динамической теории упругости и уравнения электродинамики в квазистатическом приближении. Учитывается гармоническая зависимость от времени всех составляющих волнового поля (временной множитель $e^{-i\omega t}$), и задача решается в амплитудах. Для определения амплитуд перемещения $w_1(x,y)$, $w_2(x,y)$ и электрического потенциала $\Phi_1(x,y)$, $\Phi_2(x,y)$ в соответствующих полупространствах имеем уравнения [1-4]

$$\begin{aligned} &c_1\Delta w_1 + e_1\Delta\Phi_1 + \omega^2\rho_1 w_1 = P\delta(x)\delta(y-b), \\ &e_1\Delta w_1 - \varepsilon_1\Delta\Phi_1 = 0, \end{aligned} \qquad y>0; \tag{1}$$

$$\begin{aligned} &c_2\Delta w_2 + e_2\Delta\Phi_2 + \omega^2\rho_2 w_2 = 0, \\ &e_2\Delta w_2 - \varepsilon_2\Delta\Phi_2 = 0, \end{aligned} \qquad y<0. \tag{2}$$



В вышеприведенных уравнениях (1), (2): $\varepsilon_i = \varepsilon_{11}^{(i)}$, $e_i = e_{15}^{(i)}$, $c_i = c_{44}^{(i)}$, $i = 1,2$ – диэлектрические, пьезоэлектрические и упругие постоянные в соответствующих пьезоэлектрических полупространствах $y > 0$ и $y < 0$, а ρ_i – плотность материалов этих полупространств, $\Delta = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2}$. Согласно постановке задачи, решения уравнений (1), (2) должны удовлетворять следующим уравнениям на плоскости контакта $y = 0$ (непрерывность электрического поля):

$$\Phi_1(x,0) = \Phi_2(x,0), \quad D_y^{(1)}(x,0) = D_y^{(2)}(x,0)\,. \tag{3}$$

Отсутствие акустического контакта между полупространствами в плоскости $y = 0$ приводит к условию

$$\sigma_{yz}^{(1)}\left(x,+0\right) = \sigma_{yz}^{(2)}\left(x,-0\right) = 0, \tag{4}$$

т.е. в составном пространстве имеется бесконечная трещина (в математическом смысле) [2,5].

В уравнениях (3) и (4): $D_y^{(1)}(x,y)$, $D_y^{(2)}(x,y)$ – амплитуды составляющих вектора электрической индукции в соответствующих полупространствах, а $\sigma_{yz}^{(1)}\left(x,y\right)$, $\sigma_{yz}^{(2)}\left(x,y\right)$ – амплитуды напряжений, при этом

$$\sigma_{yz}^{(i)} = c_i \frac{\partial w_i}{\partial y} + e_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial y}, \quad D_y^{(i)} = e_i \frac{\partial w_i}{\partial y} - \varepsilon_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial y}\,, \qquad i = 1,2\,. \tag{5}$$

Решение задачи. Применяя интегральное преобразование Фурье по переменной x к уравнениям (1), (2) и условиям контакта (3), (4) между пьезоэлектриками, получим решение задачи (1) – (4), представляющее уходящую волну:

$$\begin{aligned} w_1(x,y) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} A_1(\sigma) e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}\,y} e^{-i\sigma x} d\sigma - \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} Q_1(\sigma,y) e^{-i\sigma x} d\sigma, \\ \Phi_1(x,y) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} B_1(\sigma) e^{-|\sigma| y} e^{-i\sigma x} d\sigma + \frac{e_1}{\varepsilon_1} w_1, \end{aligned} \tag{6}$$

$$w_2(x,y)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}A_2(\sigma)e^{\sqrt{\sigma^2-k_2^2}\,y}e^{-i\sigma x}d\sigma,$$
$$\Phi_2(x,y)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}B_2(\sigma)e^{|\sigma|y}e^{-i\sigma x}d\sigma+\frac{e_2}{\varepsilon_2}w_2, \tag{7}$$

где подынтегральные функции имеют вид

$$A_1(\sigma)=-\frac{Q\chi_1|\sigma|e^{-\sqrt{\sigma^2-k_1^2}b}}{(1+\chi_1)(\sigma^2-k_1^2)K(\sigma)},\quad B_1(\sigma)=\frac{e_1}{\varepsilon_1}\frac{Qe^{-\sqrt{\sigma^2-k_1^2}b}}{\sqrt{\sigma^2-k_1^2}K(\sigma)},$$
$$A_2(\sigma)=\frac{e_1}{e_2}\frac{\chi_2|\sigma|Qe^{-\sqrt{\sigma^2-k_1^2}b}}{(1+\chi_2)\sqrt{\sigma^2-k_2^2}\sqrt{\sigma^2-k_1^2}K(\sigma)},\quad B_2(\sigma)=-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}B_1(\sigma), \tag{8}$$
$$Q_1(\sigma,y)=\frac{Q}{2\sqrt{\sigma^2-k_1^2}}(e^{-\sqrt{\sigma^2-k_1^2}|y-b|}+e^{-\sqrt{\sigma^2-k_1^2}(y+b)}).$$

В этих формулах $k_i=\omega/C_i$, C_i, $\chi_i=e_i^2/c_i\varepsilon_i$, $i=1,2-$ волновое число, скорость распространения сдвиговой электроупругой волны и коэффициент электромеханической связи в полупространствах $y>0$ и $y<0$ соответственно, $C_i=\sqrt{c_{44}^{(i)}(1+\chi_i)/\rho_i}$, $Q=P/c_1(1+\chi_1)$.

Характеристическая функция данной задачи имеет вид

$$K(\sigma)=\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{\varepsilon_2}-\frac{\chi_1|\sigma|}{(1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2-k_1^2}}-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{\chi_2|\sigma|}{(1+\chi_2)\sqrt{\sigma^2-k_2^2}}. \tag{9}$$

Выполняя условия уходящей волны, принимается, что $\sqrt{\sigma^2-k_i^2}=-i\sqrt{\sigma^2-k_i^2}$, $i=1,2$, $\sqrt{\sigma^2-k_i^2}\to|\sigma|$ при $|\sigma|\to\infty$, т.е. действительная ось комплексной плоскости $\alpha=\sigma+i\tau$ обходит точки ветвления двузначных функций $\gamma_i(\alpha)=\sqrt{\alpha^2-k_i^2}$ $-k_1$, $-k_2$ сверху, а k_1, k_2 – снизу [4,5].

Для однородного пьезоэлектрического пространства с бесконечной трещиной $y=0$, когда полупространства имеют одинаковые электроупругие характеристики – ε_1, e_1, c_1, ρ_1, характеристическое уравнение [1,2]

$$(1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2-k_1{}^2}-\chi_1|\sigma|=0 \tag{10}$$

имеет решение $\sigma = \pm\sigma_0^{(1)}$, где $\sigma_0^{(1)}$ – единственный положительный корень уравнения (10):

$$\sigma_0^{(1)} = k_1 \frac{1+\chi_1}{\sqrt{1+2\chi_1}} > k_1 > 0. \tag{11}$$

Следовательно, в пьезоэлектрических полупространствах возникают поверхностные сдвиговые электроупругие волны Гуляева–Блюстейна, которые распространяются по направлению x к $\pm\infty$ со скоростью ω/σ_0.

Следует отметить, что амплитуды поверхностных (локализованных у граничной поверхности) волн при удалении в глубь полупространств $(y \to \pm\infty)$ стремятся к нулю, т.е. волны затухают.

Интересно, что в случае другой частной задачи, когда пьезоэлектрическое полупространство граничит без акустического контакта с диэлектрическим полупространством $y<0$, не обладающим пьезоэффектом $(e_2 = 0)$, характеристическое уравнение для определения волнового числа поверхностной волны примет вид [3,5]

$$K_1(\sigma) = (1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} - \chi_1 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}|\sigma| = 0. \tag{12}$$

Единственный положительный корень уравнения (12) будет

$$\sigma_1 = k_1 \frac{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)(1+\chi_1)}{\sqrt{(1+\chi_1)^2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^2 - \varepsilon_1^2\chi_1^2}} < \sigma_0, \tag{13}$$

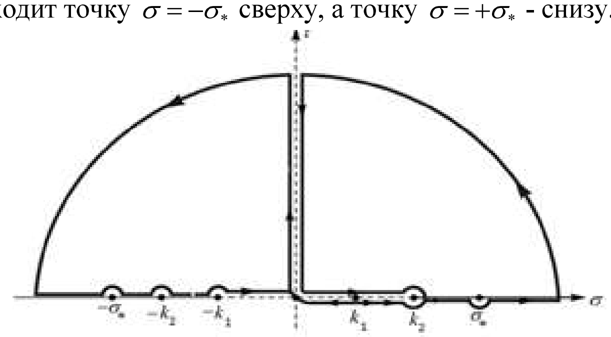
т.е. поверхностная волна типа Гуляева–Блюстейна распространяется со скоростью ω/σ_1, при этом

$$\frac{\omega}{k_1} > \frac{\omega}{\sigma_1} > \frac{\omega}{\sigma_0^{(1)}}. \tag{14}$$

Таким образом, существование сдвиговых поверхностных волн в полупространствах обусловлено пьезоэффектом, а наличие источника механических колебаний приводит к распространению этих электроупругих волн.

Вернемся к полученным функциям амплитуд (6), (7). Для определенности принимается $k_2 > k_1$. Уравнение $K(\sigma) = 0$ имеет единственный положительный корень $\sigma = \sigma_* > k_2$, т.е. $\sigma = \pm\sigma_*$ – нули функции $K(\sigma)$.

Рассмотрим волновое поле в составном пьезоэлектрическом полупространстве $x<0$. Преобразуем интегралы методом контурного интегрирования в комплексной плоскости $\alpha = \sigma + i\tau$. Действительная ось обходит как точки ветвления функций $\gamma_i(\sigma) = \sqrt{\sigma^2 - k_i^2}$, так и нули функции $K(\sigma)$, представляющие полюсы соответствующих подынтегральных функций. Обеспечивая условия уходящей волны, действительная ось комплексной плоскости обходит точку $\sigma = -\sigma_*$ сверху, а точку $\sigma = +\sigma_*$ - снизу.



Для выбора ветвей двузначных функций $\gamma_1(\alpha)$, $\gamma_2(\alpha)$ следует провести в комплексной плоскости разрезы до бесконечности от точек $\sigma = k_1$, $\sigma = k_2$ в верхней полуплоскости и от точек $\sigma = -k_1$, $\sigma = -k_2$ в нижней полуплоскости, принимая за основу принцип уходящей волны. Аналитическое продолжение функции $|\sigma|$ в комплексной плоскости представляется в виде $|\alpha| = \alpha$ при $\mathrm{Re}\,\alpha > 0$ и $|\alpha| = -\alpha$ при $\mathrm{Re}\,\alpha < 0$. Путь интегрирования замыкается в верхней полуплоскости комплексной плоскости [4,5].

Аналитические продолжения подынтегральных функций $A_1(\sigma)$, $A_2(\sigma)$ при таких разрезах в комплексной плоскости внутри контура интегрирования имеют единственную особую точку $\sigma = \sigma_*$ – простой полюс, т.к. $K_*(\sigma_*) = 0$.

После контурного интегрирования получим представления функций амплитуд в виде суммы поверхностных волн и регулярных интегралов по берегам разрезов, характеризующих объемные волны. Амплитуды поверхностных волн, распространяющихся в составном полупространстве $x < 0$, имеют вид

$$w_{1n}(x,y) = A_n^{(1)} e^{-\sqrt{\sigma_*^2 - k_1^2}\,y} e^{-i\sigma_* x}, \quad y>0,$$
$$w_{2n}(x,y) = A_n^{(2)} e^{\sqrt{\sigma_*^2 - k_2^2}\,y} e^{-i\sigma_* x}, \quad y<0, \tag{15}$$

$$A_n^{(1)} = \frac{iQ\chi_1\sigma_*}{(1+\chi_1)(\sigma_*^2 - k_1^2)K_{*1}(\sigma_*)} e^{-\sqrt{\sigma_*^2 - k_1^2}\,b}, \qquad K_{*1}(\sigma) = \frac{dK_*}{d\sigma},$$

$$A_n^{(2)} = \frac{e_1}{e_2} \frac{iQ\chi_2\sigma_*}{(1+\chi_2)\sqrt{\sigma_*^2 - k_1^2}\sqrt{\sigma_*^2 - k_2^2}K_{*1}(\sigma_*)} e^{-\sqrt{\sigma_*^2 - k_1^2}b}.$$

Скорость распространения этих поверхностных волн – ω / σ_*, при этом $\sigma_0^{(1)} < \sigma_* < \sigma_0^{(2)}$ или $\sigma_0^{(2)} < \sigma_* < \sigma_0^{(1)}$, т.е. значение скорости обнаруженной поверхностной волны находится между значениями скоростей волн Гуляева–Блюстейна в полупространствах $y > 0$ и $y < 0$. При удалении в глубь полупространств $(y \to \pm\infty)$ поверхностные волны затухают.

Рассматриваемая задача линейного источника сдвиговых колебаний симметрична по x, следовательно, такие же представления функций амплитуд имеют место и в составном полупространстве $x > 0$. Путь интегрирования замыкается уже в нижней полуплоскости комплексной плоскости с соответствующими разрезами. Аналитические продолжения подынтегральных функций внутри контура интегрирования имеют единственную особую точку $\sigma = -\sigma_*$ - простой полюс, т.к. $K_*(-\sigma_*) = 0$.

Амплитуды поверхностных волн, распространяющихся в составном полупространстве $x > 0$, имеют вид

$$\begin{aligned} w_{1n}(x, y) &= A_n^{(1)} e^{-\sqrt{\sigma_*^2 - k_1^2}\, y} e^{i\sigma_* x}, \qquad y>0, \\ w_{2n}(x, y) &= A_n^{(2)} e^{\sqrt{\sigma_*^2 - k_2^2}\, y} e^{i\sigma_* x}. \qquad y<0. \end{aligned} \tag{16}$$

На свободной ($y = 0$) граничной поверхности полупространств амплитуда поверхностной волны принимает максимальное значение. Используется методика, развитая в [4-6]. Асимптотические представления перемещений на граничной поверхности при $|x| \to \infty$ имеют вид

$$\begin{aligned} w_1(x,0) &= A_n^{(1)} e^{i\sigma_*|x|} + e^{ik_1 x} O\left(|k_1 x|^{-3/2}\right) + \chi_1 O\left(|k_1 x|^{-2}\right), \\ w_2(x,0) &= A_n^{(2)} e^{i\sigma_*|x|} + \chi_2 e^{ik_2 x} O\left(|k_2 x|^{-3/2}\right) + \chi_2 O\left(|k_2 x|^{-2}\right). \end{aligned} \tag{17}$$

В пространстве появляются объемные волны, распространяющиеся от контактной поверхности по направлению y и имеющие неволновой характер по x на контактной поверхности. Электроупругие поверхностные волны имеют важное значение в акустоэлектрической технике, дефектоскопии, инженерной медицине. Поверхностные волны обладают уникальными особенностями – относительно малой скоростью распространения и возможностью возбуждения волн в пьезоэлектриках с малыми потерями.

Заключение. Исследование электроупругого волнового процесса в составном пространстве выявило особые свойства, присущие взаимосвязанным средам и полям. Наличие источника механических колебаний приводит к распространению сдвиговой поверхностной волны (локализованной у контактной поверхности), обусловленной пьезоэффектом полупространств.

Литература

1. **Балакирев М.К., Гилинский И.А.** Волны в пьезокристаллах. - Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1982. - 240с.
2. **Григорян Э.Х., Джилавян С.А.** Дифракция плоской сдвиговой волны на полубесконечной трещине в пьезоэлектрическом пространстве // Изв. НАН Армении. Механика. - 2005. - Т.58, №1. - С. 38–50.
3. **Аветисян А.С., Маргарян Дж.М.** Электроупругие поверхностные волны сдвига на границе раздела двух пьезоэлектрических полупространств // Изв. НАН Армении. Механика. - 1994. - Т.47, №3–4. - С. 31–36.
4. **Григорян Э.Х., Синанян С.С.** Задача линейного источника сдвиговых колебаний в пьезоэлектрическом пространстве с бесконечным металлическим слоем // Изв. НАН Армении. Механика. - 2009. - Т.62, №1.- С. 40–51.
5. **Григорян Э.Х., Джилавян С.А., Казарян А.А.** Дифракция сдвиговой плоской волны на полубесконечной трещине в пространстве пьезоэлектрик–диэлектрик // Труды 7–й Межд. конф. "Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред". – Ереван, 2011. - С.137–143.
6. **Агаян К.Л., Григорян Э.Х.** О новом методе определения асимптотических формул в задачах дифракции волн // Доклады НАН Армении.- 2010.- Т.110, №3. - С.261–271.

Поступила в редакцию 09.11.2018.
Принята к опубликованию 18.12.2018.

ՍԱՀՔԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՊԻԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԲԱՂԱԴՐՅԱԼ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Ս.Հ. Ջիլավյան, Ա.Ս. Սարգսյան

Առաձգական և էլեկտրաառաձգական դաշտերի փոխազդեցության դեպքում առաձգական դիէլեկտրակական միջավայրում գրգռումների տարածման օրինաչափությունների և առանձնահատկությունների հետազոտումը գիտական մեծ հետաքրքրություն է առաջացնում. այդ հարցերը դեֆորմացվող պինդ մարմինների մեխանիկայի արդիական խնդիրներից են: Պիեզոէֆեկտով օժտված անհամասեռ միջավայրերում տատանումների և էլեկտրաառաձգական ալիքների տարածման պրոցեսների ուսումնասիրությունը սերտ կապված է էլեկտրաակուստիկայի, պիեզոտեխնիկայի և չափագրման սարքերի զարգացման հետ: Ակնհայտ է, որ ժամանակակից տեխնոլոգիական գիտությունները հնարավորություն են տալիս ստեղծել ճարտարագիտության համար շատ կարևոր կառուցվածքային անհամասեռ նյութեր:

Ներկայացված աշխատանքում պիեզոէլեկտրական բաղադրյալ տարածությունում սահքային տատանումների տարածման խնդրի հետազոտման արդյունքները կարող են օգտագործվել էլեկտրաառաձգական տեղայնացված և ծավալային ալիքների տարածման կիրառական խնդիրների ուսումնասիրման ժամանակ: Պիեզոէլեկտրական բաղադրյալ տարածությունում գործում է մեխանիկական տատանումների գծային աղբյուր, որի առկայությունը և 6 mm դասի համաչափությամբ օժտված միջավայրի անհամասեռությունն ու պիեզոէֆեկտը էական փոփոխության են ենթարկում ալիքային դաշտը: Ֆիզիկական դաշտերի կապակցվածությամբ է պայմանավորված բյուրեղի համաչափության առանցքով ուղղված տեղափոխություններով մակերևութային (տեղայնացված) ալիքների տարածումը: Պինդ մարմիններում բնույթով տարբեր ֆիզիկական դաշտերի փոխազդեցությունը կարևոր է հոծ միջավայրի մեխանիկայի և մաթեմատիկական ֆիզիկայի արդի խնդիրների տեսանկյունից: Անկասկած, կարևոր է նաև ճարտարագիտական, ակուստաէլեկտրական նորագույն սարքերի նախագծման և աշխատանքի սկզբունքների հետազոտման համար: Այս աշխատանքում ուսումնասիրված է մեխանիկական և էլեկտրական դաշտերի գծային փոխկապակցվածությունը, երբ միմյանց հետ հպման մեջ գտնվող պիեզոէլեկտրական կիսատարածություններից մեկում գործում է մեխանիկական հաստատված գրգռումների գծային աղբյուրը: Հեքսագոնալ համաչափությամբ օժտված տվյալ դասի բյուրեղային միջավայրում էլեկտրաառաձգական ալիքների տարածման հակահարթ՝ սահքի խնդիրը առանձնանում է, և հնարավոր է լինում կառուցել սահքի ալիքի դաշտը պիեզոէլեկտրական բաղադրյալ տարածությունում:

Առանցքային բառեր. պիեզոէլեկտրիկական, սահք, տատանումներ, մակերևութային ալիքներ, էլեկտրաառաձգականություն:

SHIFT VIBRATIONS IN COMPOSITION PIEZOELECTRIC SPACE

S.H. Jilavyan, A.S. Sargsyan

It is known that the issues of studying patterns and identifying features of disturbances in elastic dielectric media during the interaction of elastic and electroelastic fields are of scientific interest, therefore, they are among the urgent problems of mechanics of solid deformable bodies. Studies of the processes of vibration and propagation of electro-elastic waves in an inhomogeneous medium with a piezoelectric effect are closely related to the development of electroacoustics, piezotechnics and measuring instruments. Obviously, the possibilities of modern technology for creating constructively heterogeneous materials for engineering practice have increased.

The results of the problem of the propagation of shear vibrations in a composite piezoelectric space considered in the present paper can be used for studying applicable problems of propagation of electroelastic localized and volume waves. A linear mechanical oscillation source acts in the composite piezoelectric space. The inhomogeneity of the medium with a 6mm symmetry, the piezoelectric effect and the presence of a power source lead to significant changes in the wave field. The coherence of the physical fields is due to the propagation of surface (localized) waves with particle displacements in the direction of the symmetry of the crystal.

The problem of the interaction of different fields of physical origin in solids is interesting from the point of view of continuum mechanics and mathematical physics, and of course, it is very important while designing engineering-physical devices and studying the principles of operation of new modern acoustoelectric devices. The paper studies the linear interaction of the electric and mechanical fields in the contact of two piezoelectric half-spaces, under the action of a linear source of steady-state mechanical perturbations in one of the half-spaces, and an electroelastic wave field is constructed in a composite piezoelectric space.

Keywords: piezoelectric, shear, vibrations, surface waves, electroelasticity.