Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 11, с. 837 – 842 © 2014 г. 10 декабря

Магнитоупругая перестройка спектра поверхностных фононов пьезомагнитного кристалла

О. В. Приходько, О. С. Сухорукова, С. В. Тарасенко[1], В. Г. Шавров[+]

Донецкий физико-технический институт им. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

[+]Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2014 г.

После переработки 29 октября 2014 г.

Одновременный учет наряду с линейной магнитострикцией также и магнитоупругого взаимодействия приводит к кардинальной перестройке спектра сдвиговых поверхностных упругих волн, распространяющихся вдоль механически свободной поверхности пьезомагнитного кристалла.

DOI: 10.7868/S0370274X14230106

Необходимость создания новых типов смарт-материалов с легко варьируемыми внешним полем динамическими свойствами в акустическом частотном диапазоне является причиной резкого возрастания в последнее время числа работ, в которых изучаются динамические свойства композитных структур с участием пьезомагнитных сред [1–3]. Волновые характеристики таких структур тесно связаны с условиями локализации упругих колебаний и их прохождения через границу раздела контактирующих материалов. Расчет условий формирования сдвиговых поверхностных упругих волн в магнитоупорядоченных средах традиционно основывается на использовании одного из двух принципиально разных (для существа данной работы) теоретических подходов. Один из них применяется в случае акустически гиротропной среды, примером которой может служить легкоосный ферромагнетик (ЛО ФМ) [4–7], а второй – в случае акустически негиротропной магнитной среды (скомпенсированный легкоосный антиферромагнетик (ЛО АФМ) в отсутствие внешнего магнитного поля) [8–11].

Начиная с основополагающих работ [4, 5], расчет спектра сдвиговой поверхностной упругой волны, распространяющейся вдоль механически свободной поверхности ЛО ФМ, намагниченного постоянным внешним магнитным полем касательно к своей поверхности, традиционно проводится с учетом только магнитоупругого взаимодействия:

$$W_{me} = \gamma_{me} M_i M_k u_{ik}, \tag{1}$$

где $\mathbf{M}$ – магнитный момент единицы объема, u_{ik} – тензор упругих деформаций, γ_{me} – константа изотропного магнитоупругого взаимодействия. Однако при таком подходе взаимодействие упругой подсистемы и магнитодипольного поля учитывается лишь косвенным образом (через спиновую подсистему магнетика). Отсюда следует, что в высокочастотном диапазоне влияние указанного взаимодействия на условие локализации SH-волны будет с ростом частоты практически стремиться к нулю по сравнению с эффектами квадратичного магнитострикционного взаимодействия

$$W_{ms2} = \gamma_{ms2} H_i H_k u_{ik}, \tag{2}$$

где γ_{ms2} – константа изотропной квадратичной магнитострикции, $\mathbf{H}$ – магнитное поле.

Принципиально иной (по сравнению с акустикой магнитогиротропных сред) подход используется при расчете спектра сдвиговых поверхностных упругих волн в случае магнитоскомпенсированной среды (в частности, в указанных выше работах речь идет о ЛО АФМ в коллинеарной фазе). В [8–11] в качестве механизма, ответственного за локализацию вблизи механически свободной поверхности антиферромагнетика сдвиговой упругой волны, традиционно рассматривается исключительно пьезомагнитное взаимодействие (называемое также линейной магнитострикцией), структура которого имеет вид

$$W_{ms1} = \bar{\bar{\bar{\gamma}}}_{ms1} H_i u_{kl}, \tag{3}$$

где $\bar{\bar{\bar{\gamma}}}_{ms1}$ – тензор пьезомагнитных констант. Данное взаимодействие может существовать уже в отсутствие спонтанной намагниченности среды, а значит, и квадратичной магнитострикции (например, в магнитоскомпенсированной фазе ЛО АФМ). Известно, однако, что необходимые условия формирования

[1]e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

в антиферромагнитном кристалле рассматриваемого типа магнитострикционного взаимодействия налагают определенные симметрийные ограничения на допустимую равновесную спиновую конфигурацию [12]. В то же время в магнитоскомпенсированной фазе обменно коллинеарного антиферромагнетика при любой спиновой конфигурации имеет место магнитоупругое взаимодействие вида

$$W_{me} = \bar{\bar{\gamma}}_{me} l_i l_k u_{ik}, \tag{4}$$

где $\bar{\bar{\gamma}}$ – тензор магнитоупругих констант, $\mathbf{l}$ – вектор антиферромагнетизма (имеется в виду двухподрешеточная модель антиферромагнетика). При этом из анализа магнитоупругой динамики неограниченного ЛО АФМ [13] следует возможность резонансной связи между амплитудой малых колебаний вектора l_i вблизи равновесной ориентации и отдельными компонентами тензора упругих деформаций u_{ik} (магнитоакустический резонанс). Это позволяет предполагать, что одновременный учет наряду с линейной магнитострикцией (3) также и магнитоупругого взаимодействия (4) будет приводить к возможности кардинальной трансформации ранее известного спектра сдвиговых упругих волн полуограниченного пьезомагнетика [8–11]. Однако до сих пор подобный анализ не проводился.

Целью данной работы является изучение на основе одновременного учета линейного магнитострикционного и магнитоупругого взаимодействий индуцированных спин-системой магнетика аномалий спектра сдвиговой поверхностной упругой волны, распространяющейся вдоль механически свободной поверхности пьезомагнитного кристалла.

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного (ось OZ) обменно коллинеарного АФМ [8]. Для простоты и наглядности расчетов будем полагать его магнитоупругие и упругие свойства изотропными. В результате соответствующая плотность термодинамического потенциала с учетом линейной магнитострикции W_{ms1} и взаимодействия Дзялошинского W_{D} в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ может быть представлена в виде

$$W = \frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 + \frac{b}{2}(l_x^2 + l_y^2) + W_{\mathrm{D}} + W_{ms1} - \\ - \mathbf{mh} + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu_{ik}^2. \tag{5}$$

Здесь δ, b и γ – константы межподрешеточного обмена, легкоосной магнитной анизотропии ($b > 0$) и изотропного магнитоупругого взаимодействия соответственно, λ и μ – модуль всестороннего сжатия и модуль сдвига, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$, $\mathbf{h}$ – приведенное магнитное поле.

В дальнейшем, так же как и авторы [8–11], ограничимся анализом поверхностной магнитоупругой динамики рассматриваемого АФМ в коллинеарной фазе ($\mathbf{l}\|OZ$), полагая, что плоскость (XY) является сагиттальной, а вектор упругих смещений в сдвиговой волне поляризован вдоль OZ. Если согласно [12] спиновая структура пьезомагнетика есть $4_z^- 2_d^-$, то для рассматриваемого типа распространяющихся упругих волн наибольший интерес представляют следующие компоненты линейного магнитострикционного (пьезомагнитного) взаимодействия:

$$W_{ms1} = \gamma_{ms1}(H_x u_{xz} - H_y u_{yz}). \tag{6}$$

При этом соответствующий (6) инвариант, определяющий взаимодействие Дзялошинского, будет иметь вид

$$W_{\mathrm{D}} = d(m_x l_x - m_y l_y), \tag{7}$$

где d – константа взаимодействия.

В пренебрежении конечностью скорости распространения электромагнитной волны магнитоупругая динамика модели (5)–(7) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$, основного уравнения механики сплошной среды и уравнений магнитостатики [13]:

$$\frac{1}{g}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_{\mathbf{m}}] + [\mathbf{l}H_{\mathbf{l}}], \quad \frac{1}{g}\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_{\mathbf{l}}] + [\mathbf{l}H_{\mathbf{m}}], \tag{8}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{h} = -8\pi \operatorname{div}\mathbf{m}, \quad \rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}.$$

Здесь ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – вектор упругих смещений, g – гиромагнитное отношение, которое мы будем считать одинаковым для обеих подрешеток, $H_r \equiv -\delta W/\delta r$ – эффективное поле, $r = \mathbf{m}, \mathbf{l}$, σ_{ik} – тензор упругих напряжений.

Расчет показывает, что для сдвиговой волны с $\mathbf{u}\|OZ$, $\mathbf{k} \in (XY)$ материальные соотношения в ЛО АФМ (5) со структурой $4_z^- 2_d^-$ могут быть представлены в виде

$$\begin{cases} \sigma_{zx} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial x} + \beta_{15}h_x - i\beta_* h_y; \\ \sigma_{zy} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial y} - \beta_{24}h_y + i\beta_* h_x; \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_x = \mu_\perp h_x - 4\pi\beta_{15}\dfrac{\partial u_z}{\partial x} + 4\pi i\beta_*\dfrac{\partial u_z}{\partial y}; \\ B_y = \mu_\perp h_y + 4\pi\beta_{24}\dfrac{\partial u_z}{\partial y} - 4\pi i\beta_*\dfrac{\partial u_z}{\partial x}; \end{cases} \tag{9}$$

$$
\begin{cases}
c_\perp \equiv \mu \dfrac{\omega_*^2 - \omega_{me}^2 - \omega^2}{\omega_*^2 - \omega^2}; \ \omega_{me}^2 \equiv \dfrac{g^2 M_0^2 \delta \gamma^2}{\mu}; \\
\omega_*^2 \equiv \omega_0^2 + \omega_{me}^2; \quad \mu_\perp \equiv 1 + 4\pi\chi; \\
\beta_{15} = \beta_{24} \equiv \gamma_{ms1} + \dfrac{g^2 M_0^2 \gamma d}{\omega_*^2 - \omega^2}, \quad \beta_* \equiv \dfrac{g M_0 \gamma \omega}{\omega_*^2 - \omega}; \\
\chi \equiv \chi_\perp \dfrac{\omega_*^2}{\omega_*^2 - \omega^2}; \quad \chi_\perp \equiv \dfrac{4}{\delta},
\end{cases}
\tag{10}
$$

где $\mathbf{B}$ – магнитная индукция, φ – магнитостатический потенциал ($\mathbf{h} \equiv -\nabla\varphi$), $c_\perp$ – эффективный упругий модуль, β_{15}, β_{24}, β_* – эффективные пьезомагнитные модули, $\mu_\perp$ – компоненты тензора магнитной проницаемости, $\omega_0^2 = g^2 M_0^2(\delta b - d^2)$ – индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны, ω_{me}^2 – магнитоупругая щель [9].

Так как целью данной работы является изучение условий формирования и распространения сдвиговой упругой волны с $\mathbf{u}\|OZ$ и $\mathbf{k} \in (XY)$ вблизи механически свободной поверхности пьезомагнетика (9), (10) с нормалью $\mathbf{n}$, рассматриваемая система динамических уравнений должна быть дополнена соответствующими упругими и электродинамическими граничными условиями. В дальнейшем будем полагать, что система граничных условий на внешней поверхности полуограниченного ЛО АФМ имеет вид [10]

$$\sigma_{zi} n_i = 0, \quad \mathbf{Bn} = \tilde{\mu} k_\perp \phi, \quad \zeta = 0 \tag{11}$$

(где ζ – текущая координата вдоль $\mathbf{n}$), а требование локализации сдвиговой волны вблизи внешней поверхности рассматриваемого ЛО АФМ запишем как

$$u_z(\zeta \to -\infty) \to 0, \quad \phi(\zeta \to -\infty) \to 0. \tag{12}$$

Расчет показывает, что вследствие (9), (10) при направлении распространения сдвиговой волны с $\mathbf{u}\|OZ$ вдоль OY для краевой задачи (11), (12) при $\mathbf{n}\|(OX)$ справедливо следующее характеристическое уравнение:

$$
k_\|^4 - k_\|^2 k_\perp^2 \left[\frac{k_0^2}{2\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)} - k_\perp^2 \frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2}\right] +
$$
$$
+ k_\perp^2 \left[k_\perp^2 - \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)}\right] = 0, \quad \kappa^2 \equiv \frac{4\pi\beta_{15}^2}{\mu_\perp c_\perp}, \tag{13}
$$

где $s_t^2 \equiv \mu/\rho$, $k_0^2 \equiv \omega^2/s_t^2$, $\bar{c}_\perp \equiv c_\perp/\mu$, $\mathbf{k} = \{k_\|, k_\perp, 0\}$. (Для удобства сопоставления полученных соотношений с [8–11] при определении коэффициента параметра магнитомеханической связи сохранено обозначение κ^2. Однако в нашем случае вследствие дисперсии он может принимать и отрицательные значения.)

Для того чтобы для заданных внешних параметров частота–поперечное волновое число такая упругая волна была поверхностной в пьезомагнитной среде (9), (10), необходимо выполнение системы неравенств:

$$k_\perp^2 > \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)}, \quad \frac{k_0^2}{2\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)} < k_\perp^2 \frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2} \tag{14}$$

или

$$
\frac{k_0^2}{2\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)} < k_\perp^2 \frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2};
$$
$$
\left[\frac{k_0^2}{2\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)} - k_\perp^2 \frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2}\right] < k_\perp^2 \left[k_\perp^2 - \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)}\right]. \tag{15}
$$

В обоих случаях удовлетворяющее условию (12) пространственное распределение поля, сдвиговых упругих смещений и магнитостатического потенциала в пьезомагнетике отвечает двухпарциальной волне ($k_\|^2 \equiv -q^2$):

$$U_z = \sum_{i=1}^{2} A_i \exp(q_i x) \exp[i(k_\perp y - \omega t)], \tag{16}$$

$$\varphi - \sum_{i=1}^{2} A_i \Delta_i \exp(q_i x) \exp[i(k_\perp y - \omega t)];$$

$$\Delta_i \equiv \frac{4\pi\beta_{15}}{\mu\mu_\perp} \frac{k_\perp^2 + q_i^2}{k_\perp^2 - q_i^2}.$$

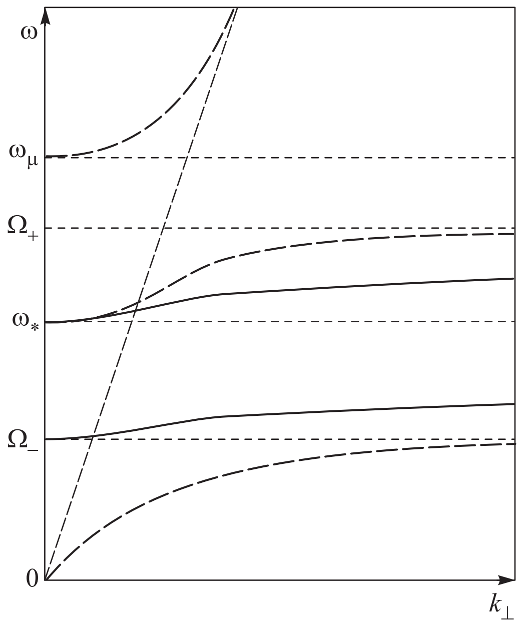
В результате решение краевой задачи (11), (12) дает следующее выражение для спектра сдвиговой поверхностной волны с вектором упругих смещений $\mathbf{u}\|OZ$, распространяющейся вдоль оси OY в полуограниченном пьезомагнетике (9), (10) с механически свободной поверхностью ($\mathbf{n}\|(OX)$):

$$
\sqrt{1-x}\left[\frac{2}{\eta(\alpha+1)}\sqrt{2\alpha - x + 2\sqrt{1-x}} + 1\right] =
$$
$$
= \frac{2x}{\alpha+1} - 1 - \frac{\beta^4}{\eta}\sqrt{2\alpha - x + 2\sqrt{1-x}},
$$
$$
\beta^4 \equiv \frac{4\pi\beta_*^2}{\mu_\perp c_\perp}; \quad x \equiv \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp(1+\kappa^2)k_\perp^2};
$$
$$
\alpha \equiv \frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2}; \quad \eta \equiv \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\perp}. \tag{17}
$$

При $\eta = 0$ имеет место точно решаемый частный случай (17). Он отвечает спектру сдвиговой поверхностной упругой волны, распространяющейся вдоль границы скольжения пьезомагнетик–идеальный диамагнетик:

$$k_\perp^2 = \frac{k_0^2 \mu\mu_\perp(\mu_\perp c_\perp + 4\pi\beta_{15}^2)}{(\mu_\perp c_\perp + 4\pi\beta_{15}^2)^2 - (4\pi\beta_*^2)^2}. \tag{18}$$

Из (18) следует, что без учета магнитоупругого взаимодействия ($\gamma = 0$) такой поверхностной SH-волны в пьезомагнетике (9), (10) не существует. Спектр (18) состоит из двух ветвей. Диапазон частот, в котором лежат эти ветви, определяется условиями $x < 1$ и $\mu_\perp c_\perp + 4\pi\beta_{15}^2 < 0$ (см. рисунок).



Структура спектра сдвиговой поверхностной упругой волны на границе раздела пьезомагнетик–идеальный диамагнетик (18). Пунктирная линия – $x(\omega \to \infty) = 1$, $\mu_\perp(\omega = \omega_\mu) = 0$. Частоты $\Omega_\pm$ – корни уравнения $1 + \kappa^2 = 0$

В пределе $\gamma \to 0$ (пренебрежение в (5) магнитоупругим взаимодействием) соотношение (17) переходит в "пьезомагнитный" вариант уравнения Тсенга для спектра сдвиговой двухпарциальной упругой волны [11]:

$$\sqrt{1-x}\left[\frac{2}{\eta(\alpha+1)}\sqrt{2\alpha - x + 2\sqrt{1-x}} + 1\right] = \frac{2x}{\alpha+1} - 1. \quad (19)$$

Совместный анализ (9), (10), (17) показывает, что и в низкочастотном, и в высокочастотном пределах имеет место соотношение

$$\beta_*^2 \ll \beta_{15}^2. \quad (20)$$

В результате в этих частотных диапазонах дисперсионная кривая рассматриваемой сдвиговой поверхностной волны (17) практически совпадает с (19), но с условием, что в отличие от [11] коэффициенты в (19) определяются из материальных соотношений (10).

Если соотношение (20) не выполняется, то, как следует из (17), становится возможным формирование точек окончания спектра обсуждаемой сдвиговой поверхностной упругой волны SH-типа. Частота и волновое число $k_\perp \neq 0$ этих точек согласно (17) определяются соотношениями

$$\beta_{15}^2 = \frac{\beta_*^2}{\eta}\sqrt{\frac{1-3\kappa^2}{1+\kappa^2}}; \quad x = 1. \quad (21)$$

Поскольку при $x = 1$ в (13)–(16) $q_1^2 = 0$, $q_2^2 = k_\perp^2$, следуя классификации, введенной в [14], можно говорить, что $x = 1$ определяет спектр особой волны второго типа в рассматриваемом пьезомагнетике. В данном случае это объемная волна с потоком энергии, параллельным заданной поверхности, удовлетворяющая при определенном выборе $k_\perp \neq 0$ граничным условиям (11), (12) только совместно с неоднородной волной ($q_1^2 = 0$, $q_2^2 = k_\perp^2$). Таким образом, (21) можно рассматривать как результат пересечения спектров сдвиговой поверхностной упругой волны (17) и особой волны второго типа в рассматриваемом полуограниченном пьезомагнетике (9)–(12).

Если $k_\perp = 0$, то длинноволновые точки окончания спектра (17) имеют частоты $\omega = 0$, ω_* и ($\mu_\perp(\omega = \omega_\mu) = 0$). Кроме того, как показывает анализ, существует также и длинноволновая точка окончания спектра (17) с $k_\perp \neq 0$. Ее частота определяется условием $1 + \kappa^2 = 0$.

Принципиально новым эффектом, связанным с учетом магнитоупругого взаимодействия, является возможность формирования рассматриваемой поверхностной упругой волны SH-типа (17) уже в коротковолновом (эластостатическом, $x \to 0$) пределе:

$$1 + \eta\sqrt{1+\kappa^2} = -\frac{4\pi(\beta_*^2 + \beta_{15}^2)}{\mu_\perp c_\perp}. \quad (22)$$

Таким образом, найденные соотношения позволяют утверждать, что в случае, когда формирование сдвиговой поверхностной упругой волны в пьезомагнетике возможно за счет только линейной магнитострикции, магнитоупругое взаимодействие может приводить к кардинальной трансформации как дисперсионных свойств, так и условий локализации поперечных SH-фононов.

Следует отметить, что формирование вследствие гибридизации линейной магнитострикции и магнитоупругого взаимодействия рассмотренной выше двухпарциальной сдвиговой поверхностной акустической волны (ПАВ) (17) с $\mathbf{k} \in (XY)$ возможно также и в случае, когда спиновой структурой ЛО АФМ (5) является $4_z^- 2_d^-$, по-прежнему выполнены граничные условия (11), (12), но $\mathbf{n}\|[110]$. В данной геометрии материальные соотношения принимают вид, аналогичный (9), (10).

При этом согласно [12] вклады в (5) от линейной магнитострикции и взаимодействия Дзялошинского определяются как

$$W_{ms1} = \gamma_{ms1}(H_x u_{yz} + H_y u_{xz}), \quad W_{\mathrm{D}} = d(m_x l_y + m_y l_x). \tag{23}$$

Анализ показал, что учет магнитоупругого взаимодействия может приводить к формированию в пьезомагнетике (5) поверхностной упругой волны SH-типа даже в том случае, когда ее локализация вблизи механически свободной поверхности (11), (12) только за счет механизма линейной магнитострикции невозможна. В качестве примера рассмотрим ЛО АФМ (5), в котором линейное магнитострикционное взаимодействие и взаимодействие Дзялошинского имеют вид

$$W_{ms1} = \gamma_{ms1}(H_x u_{yz} - H_y u_{xz}), \quad W_{\mathrm{D}} = d(m_x l_y - m_y l_x). \tag{24}$$

Согласно [12], это возможно, если спиновой структурой магнетика является $4_z^+ 2_d^-$ или $6_z^+ 2_x^-$. Расчет показывает, что в таком случае для сдвиговой волны с $\mathbf{u}\|OZ$, $\mathbf{k} \in (ZY)$ материальные соотношения с учетом (10) могут быть представлены в виде ($\beta_{14} = \beta_{25} = \beta_{15} = \beta_{24}$):

$$\begin{cases} \sigma_{zx} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial x} - \beta_{14} h_y - i\beta_* h_y; \\ \sigma_{zy} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial y} + \beta_{25} h_x + i\beta_* h_x; \end{cases} \tag{25}$$

$$\begin{cases} B_x = \mu_\perp h_x - 4\pi\beta_{25} \dfrac{\partial u_z}{\partial y} + 4\pi i\beta_* \dfrac{\partial u_z}{\partial y}; \\ B_y = \mu_\perp h_y + 4\pi\beta_{14} \dfrac{\partial u_z}{\partial x} - 4\pi i\beta_* \dfrac{\partial u_z}{\partial x}. \end{cases}$$

В результате для той же геометрии распространения сдвиговой волны, что и выше ($\mathbf{u}\|OZ, \mathbf{k} = \{k_\|, k_\perp, 0\}$), по аналогии с [15] получаем следующее характеристическое уравнение для модели неограниченного пьезомагнетика:

$$(k_\|^2 + k_\perp^2)\left(k_\|^2 + k_\perp^2 - \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp}\right) = 0. \tag{26}$$

Это означает, что в полуограниченном пьезомагнетике ($x < 0$) пространственное распределение полей как сдвиговых упругих смещений, так и магнитостатического потенциала отвечает однопарциальной поверхностной волне:

$$u_z = A \exp(qx) \exp[i(k_\perp y - \omega t)],$$
$$k_\|^2 \equiv -q^2 = k_\perp^2 - \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp},$$
$$\varphi = B \exp(k_\perp x) \exp[i(k_\perp y - \omega t)]. \tag{27}$$

Решение с учетом (10), (25) краевой задачи (11), (12) дает следующее выражение для спектра сдвиговой поверхностной волны, поляризованной вдоль оси OZ и распространяющейся вдоль оси OY в рассматриваемом полуограниченном пьезомагнетике ($\mathbf{n}\|OX$):

$$k_\perp^2 = \frac{k_0^2 \mu c_\perp [\mu_\perp (1+\eta)]^2}{[\mu_\perp c_\perp (1+\eta)]^2 - [4\pi(\beta_*^2 + \beta_{14}^2)]^2}. \tag{28}$$

Как показывает анализ, необходимым условием существования данной поверхностной волны является одновременное выполнение неравенств

$$k_\perp^2 > \frac{k_0^2}{\bar{c}_\perp}, \quad c_\perp(\mu_\perp + \tilde{\mu}) < 0. \tag{29}$$

Таким образом, для данного типа пьезомагнитного кристалла учет наряду с линейной магнитострикцией также и магнитоупругого взаимодействия играет принципиально важную роль. Он приводит к возможности локализации сдвиговых фононов как на границе раздела пьезомагнетик–вакуум, так и на границе скольжения пьезомагнетик–идеальный диамагнетик.

Эффекты, связанные с влиянием электрострикции и квадратичной магнитострикции на условия локализации и дисперсионные свойства сдвиговой поверхностной упругой волны для рассмотренных типов пьезомагнитного кристалла, будут исследованы в отдельной работе.

Работа частично поддержана грантами # 29-02-14(У) и 14-02-90416 (Р) в рамках конкурса совместных украинско-российских исследовательских проектов НАН Украины–РФФИ, а также грантом РНФ # 14-22-00279.

1. L. Li and P. J. Wei, J. Sound Vibr. **333**, 2312 (2014).
2. D. G. Piliposyan, K. B. Ghazaryan, and G. T. Piliposian, JAP **116**, 044107 (2014).
3. Y. Pang', J.-S. Gao, and J.-X. Liu , Ultrasonics **54**, 1341 (2014).
4. J. P. Parekh, Electron. Lett. **6**, 322 (1969).
5. H. Matthews, H. van de Vaart, APL **15**, 373 (1969).

6. Ж. Можен, *Механика электромагнитных сплошных сред*, Мир, М. (1991).
7. Ю. В. Гуляев, И. Е. Дикштейн, В. Г. Шавров, УФН **167**, 735 (1997).
8. Ю. В. Гуляев, Ю. А. Кузавко, И. Н. Олейник, В. Г. Шавров, ЖЭТФ **87**, 674 (1984).
9. М. И. Каганов, Ю. А. Косевич, Поверхность **5**, 148 (1986).
10. V. I. Alshits, A. N. Darinskii, and J. Lothe, Wave Motion **16**, 265 (1992).
11. Y. A. Kosevich, E. S. Syrkin, and A. M. Kosevich, Prog. Surf. Science **55**, 59 (1997).
12. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Наука, М. (1963).
13. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
14. В. И. Альшиц, Е. Лоте, В. Н. Любимов, Кристаллография **28**, 635 (1983).
15. М. К. Балакирев, И. А. Гилинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Н. (1982).