ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS

Հատոր Том Volume 117 2017 № 4

МЕХАНИКА

УДК 539.3

Академик Г. Е. Багдасарян

Существование и характер распространения сдвиговых поверхностных волн в магнитострикционном полупространстве

(Представлено 27/VII 2017)

Ключевые слова: *волны Рэлея, магнитострикционное полупространство, магнитное поле.*

1. Постановка задачи. Пусть упругая диэлектрическая среда с упорядоченной магнитной структурой находится во внешнем стационарном магнитном поле, которое в отсутствие магнитострикционного ферромагнитного тела характеризуется вектором напряженности $\mathbf{H}_0$ и вектором магнитной индукции $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$, где μ_0 – магнитная постоянная $\left(\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\, N / A^2\right)$. Окружающая тело среда считается вакуумом. Изложение приводится в прямоугольных декартовых координатах x_i, с использованием результатов работы [1]. В этой работе исходя из основных положений теории малых возмущений получены следующие линейные уравнения и поверхностные условия относительно магнитоупругих возмущений $\mathbf{u}$, $\mathbf{h}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{m}$ и s_{ij}, (u_k – компоненты вектора $\mathbf{u}$ упругих перемещений (возмущений), h_k, b_k и m_k – компоненты векторов $\mathbf{h}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{m}$ напряженности, магнитной индукции и намагниченности возмущенного магнитного поля, s_{ij} – возмущения компонент тензора магнитоупругих напряжений):

уравнения во внутренней области

$$\begin{gathered}
\frac{\partial}{\partial x_i}\left[s_{ik} + s_{im}^H \frac{\partial u_k}{\partial x_m}\right] + \mu_0 M_i^H \frac{\partial h_k}{\partial x_i} + \mu_0 m_i \frac{\partial H_k^H}{\partial x_i} = \rho_0 \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2}, \\
\operatorname{rot}\mathbf{h} = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{b} = 0, \quad \mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}), \\
s_{ij} = \bar{c}_{ijk\ell} \frac{\partial u_k}{\partial x_\ell} + \mu_0 e_{ijk} m_k, \\
h_i = g_{ijk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + A_{ik} m_k,
\end{gathered} \tag{1.1}$$

где величины s_{im}^{H}, H_k^H и $M_i^H = \chi H_i^H$, отмеченные индексом “Н”, являются компонентами магнитоупругих напряжений, магнитного поля и намагниченности среды в невозмущенном состоянии, ρ_0 – плотность среды;

уравнения во внешней области

$$\operatorname{rot}\mathbf{h}^{(e)} = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{b}^{(e)} = 0, \quad \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{h}^{(e)}, \tag{1.2}$$

где индекс e означает принадлежность к внешней среде;

граничные условия на свободной поверхности S_0 недеформированного тела

$$\begin{aligned} &\left[s_{ik} + s_{mk}^{H}\frac{\partial u_i}{\partial x_m}\right]N_k^0 = \left[t_{ki}^{(e)} - t_{ki}\right]N_k^0 + \left[T_{km}^{H(e)} - T_{km}^{H}\right]\frac{\partial u_i}{\partial x_m}N_k^0, \\ &\left[b_k - b_k^{(e)}\right]N_k^0 - \left[B_i^H - B_i^{H(e)}\right]\frac{\partial u_m}{\partial x_i}N_m^0 = 0, \\ &\varepsilon_{nmk}\left\{\left[h_n - h_n^{(e)}\right]N_m^0 - \left[H_n^H - H_n^{H(e)}\right]\frac{\partial u_i}{\partial x_m}N_i^0\right\} = 0, \end{aligned} \tag{1.3}$$

где $\mathbf{N}^0$ – единичный вектор внешней нормали к поверхности S_0,

$$\begin{aligned} &t_{ki} = H_i^H b_k + h_i B_k^H - \mu_0 \delta_{ik} \mathbf{H}^{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{h}, \\ &t_{ki}^{(e)} = \mu_0\left[H_k^{H(e)} h_i^{(e)} + h_k^{(e)} H_i^{H(e)} - \delta_{ki} \mathbf{H}^{\mathbf{H(e)}} \cdot \mathbf{h}^{(\mathbf{e})}\right], \end{aligned} \tag{1.4}$$

$T_{km}^{H(e)}$ и T_{km}^{H} определяются согласно (1.8).

В уравнениях (1.1) использованы следующие приближенные выражения для тензоров:

$$\begin{aligned} &\overline{c}_{ijkl} = c_{ijkl}, \qquad e_{ijk} = B_{ijkl} M_l^H, \qquad g_{ikl} = B_{klri} M_r^H \\ &c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij}\delta_{kl} + \mu\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{kj}\right), \quad A_{ik} = \chi^{-1}\delta_{ik}, \\ &B_{ijkl} = e_2 \delta_{ij}\delta_{kl} + \frac{e_1 - e_2}{2}\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}\right), \end{aligned} \tag{1.5}$$

где λ и μ – постоянные Ляме, $\chi = \mu_r - 1$ – магнитная восприимчивость, μ_r – относительная магнитная проницаемость, e_1 и e_2 – коэффициенты магнитострикции материала среды. В представлениях (1.5), имея в виду, что основных магнитострикционных материалов $30 < \chi < 10^4$, $5 < e_1 < 5 \cdot 10^2$, λ и $\mu \sim 10^{11} H/m^2$, $B \le B_s \sim 2\,\mathrm{Tl}$ (B_s – индукция насыщения), принято, что $\chi e_i >> 1$ и $e_i B_0^2 (\mu_0 \lambda)^{-1} << 1$.

Рассматривая линеаризованные уравнения и соотношения (1.1) – (1.5), замечаем, что в коэффициенты этих выражений входят величины с индексом “н”, определяемые из линейных уравнений и граничных условий невозмущенного состояния. Эти уравнения и поверхностные условия также получены в работе [2] на основе следующих предположений: а) магнитное поле невозмущенного состояния совпадает с магнитным полем недеформированного тела; б) напряжения и деформации невозмущенного состояния можно определить из решения следующей статической задачи теории упругости:

уравнения равновесия

$$\frac{\partial s_{ik}^H}{\partial x_i} + \mu_0 M_n^H \frac{\partial H_k^H}{\partial x_n} = 0,$$
$$s_{ij}^H = c_{ijk\ell}\varepsilon_{k\ell}^H + \mu_0 A_{ik} M_j^H M_k^H + \frac{1}{2}\mu_0 B_{ijk\ell} M_k^H M_\ell^H; \tag{1.6}$$

условия на поверхности S_0 недеформированного тела

$$s_{ki}^H N_k^0 = \left[T_{ki}^{H(e)} - T_{ki}^H\right] N_k^0, \tag{1.7}$$

$$T_{ki}^{H(e)} = \mu_0 \left\{ H_k^{H(e)} H_i^{H(e)} - \frac{1}{2}\delta_{ik}\left[\mathrm{H}^{H(e)}\right]^2 \right\},$$
$$T_{ki}^H = H_i^H B_k^H - \frac{1}{2}\mu_0 \delta_{ik}\left(\mathrm{H}^H\right)^2. \tag{1.8}$$

Входящие в (1.6) – (1.8) характеристики невозмущенного магнитного поля, согласно принятому предположению, определяются из следующей задачи магнитостатики для недеформированного тела:

уравнения магнитостатики во внутренней области

$$rot\,\mathrm{H}^H = 0, \qquad div\,\mathrm{B}^H = 0,$$
$$\mathrm{B}^H = \mu_0\left(\mathrm{H}^H + \mathrm{M}_H\right), \quad H_k^H = A_{k\ell} M_\ell^H; \tag{1.9}$$

уравнения во внешней области

$$rot\,\mathrm{H}_H^{(e)} = 0, \qquad div\,\mathrm{H}_H^{(e)} = 0,$$
$$\mathrm{M}_H^{(e)} = 0, \qquad \mathrm{B}_H^{(e)} = \mu_0 \mathrm{H}_H^{(e)}; \tag{1.10}$$

условия сопряжения на поверхности S_0

$$\left[\mathrm{B}_H - \mathrm{B}_H^{(e)}\right] \mathrm{N}_0 = 0, \quad \left[\mathrm{H}_H - \mathrm{H}_H^{(e)}\right] \times \mathrm{N}_0 = 0 \tag{1.11}$$

и условия на бесконечности

$$\mathrm{H}_H^{(e)} \to \mathrm{H}_0 \quad \text{ïðè} \quad x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \to \infty. \tag{1.12}$$

Таким образом, вопрос исследования поведения возмущений магнитоупругих величин некоторого состояния сводится к поэтапному решению следующих трех задач:

1) определение характеристик магнитного поля недеформируемого тела на основе (1.9) – (1.12);
2) определение магнитоупругих величин невозмущенного состояния на основе (1.6) – (1.8) с использованием решения первой задачи;
3) исследование поведения магнитоупругих возмущений на основе (1.1) – (1.5) с использованием решения первых двух задач.

2. Уравнения и граничные условия плоских поверхностных волн. Из приведенных уравнений и поверхностных условий выведем граничные задачи, описывающие распространение двумерных поверхностных волн в магнитострикционном полупространстве при наличии внешнего постоянного магнитного поля, перпендикулярного к плоскости движения. Пусть упругая магнитострикционная среда занимает полубесконечную область $x_2 \le 0$ (в декартовой системе координат x_1, x_2, x_3) и находится во внешнем постоянном магнитном поле с вектором индукции, направленной вдоль оси x_3. Тогда задача (1.9)-(1.12) имеет следующее решение:

$$\begin{gathered}\mathbf{H} = B_0\hat{\mathbf{e}}_3, \qquad \mathbf{H} = \mu_r B_0 \hat{\mathbf{e}}_3, \\ \mathbf{H} = \mu_0^{-1}\mathbf{H}^{(e)}, \quad \mathbf{H} = \left(\mu_0\mu_r\right)^{-1}\mathbf{H}^{(e)},\end{gathered} \tag{2.1}$$

где $\hat{\mathbf{e}}_k$ – единичные векторы координатных осей, B_0 – заданная индукция внешнего магнитного поля в вакууме при отсутствии ферромагнитной среды.

Задачу будем решать в двумерной постановке, предполагая, что все искомые величины не зависят от координаты x_3. Тогда из уравнений $\operatorname{rot}\mathbf{h} = 0,\ \operatorname{rot}\mathbf{h}^{(e)} = 0,$ и последнего условия из (1.3) легко получить, что $h_3^{(e)} = h_3 = 0$. Кроме того, поскольку $\mathbf{H}$ параллельна границе полупространства, то из решений (2.1) задачи (1.2)-(1.12) следует, что

$$M_i^H\frac{\partial H_k^H}{\partial x_i} \equiv 0, \quad \left[T_{ki}^{H(e)} - T_{ki}^H\right]N_k^0\Big|_{S_0} = 0.$$

Следовательно, магнитные объемные и поверхностные силы невозмущенного состояния равны нулю, и поэтому задача (1.6)-(1.8) имеет нулевое решение: $\sigma_{ij}^H \equiv 0$. Учитывая сказанное, из (1.1) и (1.5) в силу (2.1) и принятого предположения о двумерности движения получим следующие уравнения, описывающие распространение двумерных волн в магнитострикционной среде:

уравнения относительно $u_i\left(x_1, x_2, t\right)$ $\left(i = 1, 2, 3\right)$

$$\begin{gathered}\left(\bar{\lambda} + 2\mu\right)\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \left(\bar{\lambda} + \mu\right)\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + \mu\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} = \rho_0\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}, \\ \left(\bar{\lambda} + 2\mu\right)\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} + \left(\bar{\lambda} + \mu\right)\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + \mu\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} = \rho_0\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2};\end{gathered} \tag{2.2}$$

$$\begin{cases}\bar{\mu}\Delta u_3 = \rho_0\dfrac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}, \\ \Delta\varphi = \dfrac{\chi}{\mu_r}M_3\dfrac{e_1 - e_2}{2}\Delta u_3, \quad \Delta\varphi^{(e)} = 0, \\ h_k = \dfrac{\partial\varphi}{\partial x_k}, \qquad h_k^{(e)} = \dfrac{\partial\varphi^{(e)}}{\partial x_k},\end{cases} \tag{2.3}$$

где

$$\bar{\lambda} = \lambda - \mu_0\chi M_3^2 e_2^2, \bar{\mu} = \mu - \mu_0 M_3^2\frac{\chi}{\mu_r}\left(\frac{e_1 - e_2}{2}\right)^2,$$

φ и $\varphi^{(e)}$ – потенциалы индуцированного магнитного поля в области вакуума и в среде соответственно, Δ – двумерный оператор Лапласа.

Аналогичным образом из (1.3) получаются следующие граничные условия на плоскости $x_2 = 0$:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0, \\ &\bar{\lambda}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right) + 2\mu\frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0; \end{aligned}\right\} \tag{2.5}$$

$$\left.\begin{aligned} &\varphi = \varphi^{(e)}, \quad \frac{\partial \varphi^{(e)}}{\partial x_2} = \mu_r \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \chi M_3 \frac{e_1 - e_2}{2}\frac{\partial u_3}{\partial x_2}, \\ &\left[\mu - \mu_0 \chi M_3^2 \left(\frac{e_1 - e_2}{2}\right)^2\right]\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \mu_0 \chi M_3 \frac{e_1 - e_2}{2}\frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

Из (2.2) – (2.6) следует, что: а) задача (2.2), (2.5) (плоская задача для определения u_1 и u_2 или задача распространения магнитоупругих волн Рэлея) отделена от задачи (2.3), (2.6) (антиплоская задача для определения u_3, φ, $\varphi^{(e)}$ или задача распространения магнитоупругих сдвиговых поверхностных волн); б) существование сдвиговой поверхностной волны обусловлено исключительно учетом магнитострикционного эффекта (вспомним, что при отсутствии магнитного поля чисто упругая сдвиговая поверхностная волна не существует [2,3]).

В дальнейшем приводятся исследования, относящиеся только к существованию и характеру распространения магнитоупругих сдвиговых поверхностных волн.

3. Сдвиговые поверхностные магнитоупругие волны. На основе уравнений (2.3) и граничных условий (2.6) рассмотрим вопросы существования и распространения сдвиговых поверхностных волн. Для этой цели решение указанной граничной задачи представим в виде

$$\begin{aligned} &u_3 = w(x_2)e^{i(kx_1 - \omega t)}, \\ &\varphi = \varphi_0(x_2)e^{i(kx_1 - \omega t)}, \\ &\varphi^{(e)} = \varphi_0^{(e)}(x_2)e^{i(kx_1 - \omega t)}, \end{aligned} \tag{3.1}$$

где $w(x_2)$, $\varphi_0(x_2)$, $\varphi_0^{(e)}$ – неизвестные функции, подлежащие определению.

Подставляя (3.1) в первое уравнение системы (2.3), получим уравнение относительно неизвестной функции $w(x_2)$:

$$\frac{d^2 w}{dx_2^2} - \left(k^2 - k_3^2\right) w = 0, \tag{3.2}$$

где

$$k_3 = \frac{\omega}{\bar{c}_2}, \quad \bar{c}_2^2 = \frac{\bar{\mu}}{\rho_0}.$$

В соответствии с условием на бесконечности $(x_2 \to -\infty)$ необходимо, чтобы

$$\beta^2 = k^2 - k_3^2 > 0. \tag{3.3}$$

Из условия (3.3) следует, что величина c фазовой скорости $\left(c = \omega k^{-1}\right)$ сдвиговой поверхностной волны (если она существует) должна быть меньше модуля скорости объемных поперечных магнитоупругих волн $\left(c < \bar{c}_2 < c_2\right)$.

Находя общее решение уравнения (3.2) и требуя, чтобы $u_3\left(x_1, x_2, t\right)$ описывало поверхностную волну, получим представление для перемещения $u_3\left(x_1, x_2, t\right)$

$$u_3\left(x_1, x_2, t\right) = Ae^{\beta x_2} e^{i\left(kx_1 - \omega t\right)}, \tag{3.4}$$

где A – произвольная постоянная.

В силу (3.4) из второго уравнения системы (2.3) получим неоднородное дифференциальное уравнение относительно $\varphi_0\left(x_2\right)$:

$$\frac{d^2\varphi_0}{dx_2^2} - k^2\varphi_0 = \Phi_0 e^{\beta x_2}, \tag{3.5}$$

где

$$\Phi_0 = -M_3 \frac{\chi}{\mu_r} \frac{e_1 - e_2}{2} k_3^2 A.$$

Находя общее решение уравнения (3.5) и удовлетворяя условию на бесконечности, получим следующее представление для потенциальной функции $\varphi\left(x_1, x_2, t\right)$:

$$\varphi\left(x_1, x_2, t\right) = \left[Be^{kx_2} + \frac{\chi}{\mu_r} M_3 \frac{e_1 - e_2}{2} Ae^{\beta x_2}\right] Ce^{i\left(kx_1 - \omega t\right)}, \tag{3.6}$$

где B – произвольная постоянная.

Наконец решение последнего уравнения из (2.3), удовлетворяющего условию на бесконечности, имеет вид:

$$\varphi^{(e)}\left(x_1, x_2, t\right) = Ce^{-kx_2} e^{i\left(kx_1 - \omega t\right)}, \tag{3.7}$$

C – произвольная постоянная.

Удовлетворяя граничным условиям (2.6), получим линейную систему однородных алгебраических уравнений относительно A, B, C. Из условия совместности этой системы получается характеристическое уравнение

$$\left[1 - \frac{\mu\theta}{\mu - \delta}\right]^{-\frac{1}{2}} = \frac{\chi\delta}{\mu - \delta},$$
$$\delta = \mu_0 M_3^2 \frac{\chi}{\mu_r} \left(\frac{e_1 - e_2}{2}\right)^2, \tag{3.8}$$

определяющее безразмерную фазовую скорость $\theta = c_2^{-2} C^2$ поверхностной волны.

В уравнении (3.8) параметр δ характеризует намагниченность среды и при $\delta = 0$ имеем $\theta = 1$, что не удовлетворяет необходимому условию (3.3) существования сдвиговой поверхностной волны. Если же $\delta > 0$, то уравнение будет иметь действительное положительное решение, удовлетворяющее условию на бесконечности только в том случае, когда

$$\delta < \mu\mu_r^{-1}. \tag{3.9}$$

Учитывая (3.9), из уравнения (3.8) получаем формулу:

$$C = C_2\left[1-\frac{\delta}{\mu}\left(1+\frac{\chi^2\delta}{\mu-\delta}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{3.10}$$

определяющую скорость распространения сдвиговой поверхностной волны в магнитострикционном полупространстве, если среда находится в нормальном относительно плоскости движения магнитном поле. Из формулы (3.10) видно, что с увеличением интенсивности поляризующего магнитного поля величина скорости распространения сдвиговой поверхностной волны уменьшается.

Для определенности отметим, что для основных (отмеченные в пункте 1) магнитострикционных материалов условие (3.9) выполняется вплоть до $M_3 = M_S$.

Используя (3.3), легко получить формулу, определяющую глубину проникания $\gamma = \beta^{-1}$ поверхностной волны в полупространство

$$\gamma = \frac{1}{k}\left[1-\frac{\mu\theta}{\mu-\delta}\right]^{-\frac{1}{2}}. \tag{3.11}$$

Используя (3.10), из (3.11) получим окончательную формулу, определяющую зависимость глубины проникания поверхностной волны от величины вектора намагничивания:

$$\gamma = \frac{1}{k}\frac{\mu-\delta}{\chi\delta}. \tag{3.12}$$

Формула (3.12) показывает, что глубина проникания пропорциональна длине волны и уменьшается с увеличением величины напряженности внешнего магнитного поля. Следовательно, существенная локализация волны у поверхности среды происходит в случае коротких волн, и это явление усиливается с увеличением интенсивности магнитного поля.

Ереванский государственный университет
Институт механики НАН РА

Академик Г. Е. Багдасарян

Существование и характер распространения сдвиговых поверхностных волн в магнитострикционном полупространстве

Известно, что в упругой среде при отсутствии магнитного поля сдвиговые поверхностные волны не могут распространяться, а поверхностные волны Рэлея при указанных условиях всегда существуют. Известно также, что в магнитомягком ферромагнитном полупространстве (материал которого не обладает магнитострикционными свойствами) при распространении в нем рэлеевской волны, как следствие, возбуждается сдвиговая поверхностная волна, если присутствует наклонное к плоскости движения магнитное поле. В настоящей работе установлено, что в магнитострикционном полупространстве независимо друг от друга могут распространяться рэлеевские и сдвиговые поверхностные волны, если присутствует перпендикулярное к плоскости движения магнитное поле. Более того, существование сдвиговой поверхностной волны обусловлено исключительно учетом магнитострикционного эффекта.

Ակադեմիկոս Գ. Ե. Բաղդասարյան

Սահքի մակերևութային ալիքների գոյությունը և տարածման բնույթը մագնիսաստրիկցիոն կիսատարածությունում

Հայտնի է, որ առաձգական միջավայրում մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում սահքի մակերևութային ալիքներ տարածվել չեն կարող, իսկ նշված պայմաններում Ռելեյի ալիքներ միշտ գոյություն ունեն: Հայտնի է նաև, որ մագնիսապես փափուկ ֆերոմագնիսական կիսատարածությունում (որի նյութն օժտված չէ մագնիսաստրիկցիոն հատկություններով) Ռելեյի ալիքի տարածման ժամանակ որպես հետևանք գրգռվում է սահքի մակերևութային ալիք, եթե առկա է շարժման հարթությանը թեք մագնիսական դաշտ: Այս աշխատանքում ցույց է տրված, որ մագնիսաստրիկցիոն կիսատարածությունում իրարից անկախ կարող են տարածվել Ռելեյի և սահքի մակերևութային ալիքներ՝ շարժման հարթությանն ուղղահայաց մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Ավելին, սահքի մակերևութային ալիքի գոյությունը բացառապես պայմանավորված է կիսատարածության մագնիսաստրիկցիոն հատկություններով:

Academician G. Y. Baghdasaryan

Existence and Propagation Character of Shear Surface Waves in Magnetostrictive Half-Space

It is known that shear surface waves cannot propagate in elastic media in the absence of a magnetic field, and Rayleigh surface waves always exist under the indicated conditions. It is also known that in a magnetosoft ferromagnetic half-space (the material of which does not possess magnetostrictive properties) at Rayleigh waves propagation, as a result, shear surface wave generates in presence of inclined to the motion surface magnetic field]. It is established that Rayleigh and shear surface waves can propagate independently of each other in a magnetostrictive half-space, if there is a magnetic field perpendicular to the plane of motion. Moreover, the existence of a shear surface wave is caused solely by the magnetostrictive effect.

Литература

1. *Багдасарян Г.Е.* – Изв. НАН Армении. Механика. 2009. Т. 43. N 2. С. 38-43.
2. *Багдасарян Г.Е.* – Мат. методы и физико-механические поля. 1998. Т. 41. N 3. С. 70-75.
3. *Новацкий В.* Теория упругости. М. Мир. 1987. 872 с.