



УДК 537.622:537.326

© *Е. А. Жуков, 2007*

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН ОДИНОЧНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕЙ В ПЛАСТИНАХ ОРТОФЕРРИТОВ

Жуков Е. А. – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Электротехника и электроника» (ТОГУ)

Рассмотрены типы магнитоупругих волн в пластинах ортоферритов, которые могут возбуждаться движущейся доменной границей. Установлено, что в резонансных условиях возможно их влияние на динамику доменных границ, которое зависит от граничных условий на поверхности образцов.

Types of magneto elastic waves in orthoferrite plates which can be excited by the driven domain boundary are considered. It is stated that in resonant conditions their influence on dynamics of domain boundaries is possible and depends on boundary conditions on a surface of samples.

Введение

Магнитоупругое (МУ) взаимодействие оказывает заметное влияние на физические свойства кристаллов [1], в том числе связывает колебания магнитной и акустической подсистем, образуя МУ волны. Используемые на практике образцы конечных размеров благодаря волноводному распространению характеризуются многообразием объемных и поверхностных МУ волн [2, 3], спектр которых зависит от граничных условий для обеих подсистем на поверхностях. Нелинейность в магнитной подсистеме приводит к нелинейности квазиакустических ветвей МУ волн [4]. Магнитоупругая связь приводит к интенсивному взаимодействию подсистем в условиях фазового синхронизма [5, 6]. Наличие магнитных неоднородностей типа доменных границ (ДГ) дополнительно усложняет спектр элементарных возбуждений ферромагнетиков [7]. В антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках (СФМ) МУ усиливается обменным взаимодействием [1, 9].

Особое место среди СФМ занимают достаточно хорошо экспериментально и теоретически изученные ортоферриты (окисное соедине-

ние $RFeO_3$, где R – Y или редкоземельный элемент) [5, 6, 8, 9]. Для них характерны высокие поля обменного взаимодействия и существование сверхобменного взаимодействия. Наряду с этим, большие поля анизотропии и незначительные поля размагничивания, а также ряд других уникальных свойств, в частности магнитооптических, позволяют до последнего времени открывать в них новые явления [10–14]. В ортоферритах движение ДГ представляет основной механизм перемагничивания в полях, слабых относительно полей опрокидывания подрешеток. Максимальная величина скорости стационарного движения ДГ в СФМ (c) оказалась наибольшей среди всех изученных магнетиков. Она в несколько раз превосходит скорости объемных поперечных – s_t и продольных – s_l звуковых волн ($s_t = 4,2 \cdot 10^5$ cm/s, $s_l = 7 \cdot 10^5$ cm/s, $c = 20 \cdot 10^5$ cm/s для $YFeO_3$). В результате в пластинчатых образцах СФМ реализуется уникальная ситуация, при которой ДГ под действием продвигающего магнитного поля может последовательно преодолевать звуковые барьеры, когда ее скорость достигает скорости s_t или s_l вплоть до предельной скорости c . При этом, как ранее показано [5, 6], на полевых зависимостях скорости движения ДГ – $v(H)$ обнаружены интервалы продвигающего магнитного поля, на которых скоростей ДГ остается постоянной, особенно заметные при звуковых и некоторых других скоростях. При этом наблюдался размерный эффект [15], когда динамика ДГ зависела от толщины образцов, что можно интерпретировать, как торможение ДГ не только на объемных, но и поверхностных волнах.

Для описания механизмов торможения ДГ выдвинут ряд предположений, учитывающих возбуждение МУ волн [5] и пристеночных (винтеровских) магнонов [15]. Однако полное и последовательное объяснение наблюдаемых особенностей, возникающих на $v(H)$ при движении ДГ, в СФМ отсутствует. В настоящей работе представлены результаты исследований влияния поверхностных магнитоупругих волн на динамику ДГ в ортоферритах

Пластинчатые волны в ортоферритах

Для рассмотрения возбуждений, связанных с движением ДГ, рассмотрим ортоферрит с кристаллохимической симметрией D_{2h}^{16} в магнитной фазе Γ_4 со слабоферромагнитной спиновой конфигурацией $G_x F_z$. Такая ситуация характерна при температурах $T < T_N$ для ортоферритов Y , Lu , La , а при не слишком низких – для Dy , Tm , Eu , и ряда других [8]. Будем пренебрегать слабыми магнитными полями, включая действием пондеромоторных сил, поскольку в антиферромагнетиках эффект обменного усиления, помимо увеличения МУ взаимодействия,



уменьшает магнитостатическое [1]. Пренебрегаем также влиянием ДГ на структуру МУ нормальных волн.

В 2-подрешеточном приближении вектора намагниченности $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M$, где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $M_1^2 = M_2^2 = M^2$, связаны соотношениями $\mathbf{ml} = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ [5, 9]. Выберем оси координат x, y, z , совпадающие с кристаллографическими осями $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$. Векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} в равновесном состоянии ориентированы соответственно вдоль z и x . В полях, меньших полей опрокидывания, $\mathbf{m}^2 \ll \mathbf{l}^2 \approx 1$. Согласно [8], термодинамический потенциал магнитной и упругой подсистем ортоферрита можно представить в виде суммы упругого, магнитного и магнитоупругого потенциалов $\Phi = \Phi_m + \Phi_e + \Phi_{me}$:

$$\Phi_e = \rho s_1^2 (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2)/2 + \rho (s_1^2 - 2s_1^2)(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{yy}u_{zz}) + 2\rho s_1^2 (u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2); \quad (1)$$

$$\Phi_m = \frac{1}{2} (a\mathbf{m}^2 + b_2' l_y^2 + b_3 l_z^2 + A(\nabla \mathbf{l})^2) + d(m_z l_x - m_x l_z) + \Phi'; \quad (2)$$

$$\Phi_{me} = [\delta_1 (l_x^2 - l_z^2) + \delta_2 (l_y^2 - l_z^2)] u_{xx} + [\delta_3 (l_x^2 - l_z^2) + \delta_4 (l_y^2 - l_z^2)] u_{yy} + + [\delta_5 (l_x^2 - l_z^2) + \delta_6 (l_y^2 - l_z^2)] u_{zz} + 2(\delta_7 l_x l_y u_{xy} + \delta_8 l_x l_z u_{xz} + \delta_9 l_y l_z u_{yz}), \quad (3)$$

где u_{ik} – тензор деформации, $u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$, u_i – компоненты вектора деформации \mathbf{u} , a, A – постоянные однородного и неоднородного обмена, b_2', b_3 – константы анизотропии, d – константа Дзялошинского, δ_{1-9} – магнитоупругие константы, m_i, l_i – компоненты векторов \mathbf{m}, \mathbf{l} ; Φ' – ангармоническая часть потенциала, которая при рассмотрении свободных МУ волн может быть опущена. Деформации, ограниченные пределом прочности кристалла, считаются небольшими, а упругая система – изотропной.

Динамические уравнения следуют из уравнений упругости и Ландау-Лифшица [9]

$$\frac{2M}{g} \dot{\mathbf{m}} = \mathbf{m} \times \frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{m}} + \mathbf{l} \times \frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{l}}; \quad (4)$$

$$\frac{2M}{g} \dot{\mathbf{l}} = \mathbf{m} \times \frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{l}} + \mathbf{l} \times \frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{m}}; \quad (5)$$

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = -\frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{u}}, \quad (6)$$

где g – гиромагнитное отношение.

Введем азимутальный и полярный углы $\theta_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ векторов намагниченности подрешеток $M_{1,2}$ в сферической системе координат в виде $\theta_1 = \pi/2 - \alpha - \varepsilon$, $\theta_2 = \pi/2 + \alpha - \varepsilon$, $\varphi_1 = \varphi + \beta$, $\varphi_2 = \pi + \varphi - \beta$. При небольшом отклонении от рассматриваемой равновесной спиновой конфигурации φ , $\alpha \ll 1$, и небольшом изломе подрешеток β , $\varepsilon \ll 1$ параметры φ , α , β , ε совпадают с проекциями векторов \mathbf{l} , \mathbf{m} : $\mathbf{l} = (1, \varphi, \alpha)$; $\mathbf{m} = (0, \beta, \varepsilon)$. Магнитная (2) и МУ (3) – составляющие термодинамического потенциала – в гармоническом приближении могут быть представлены в соответствии с [17, 18] в виде

$$\Phi_m = \frac{1}{2} [b'_2 \varphi^2 + b_3 \alpha^2 + A(\nabla \alpha)^2 + A(\nabla \varphi)^2] + d\varepsilon; \quad (7)$$

$$\Phi_{me} = 2(\delta_7 \varphi u_{xy} + \delta_8 \alpha u_{xz}), \quad (8)$$

а уравнения движения в соответствии с [20, 21]:

$$\frac{4M^2}{ag^2} \ddot{\alpha} + b_3 \alpha - A \Delta \alpha + 2\delta_8 u_{xz} = 0; \quad (9)$$

$$\frac{4M^2}{ag^2} \ddot{\varphi} + b_2 \varphi - A \Delta \varphi + 2\delta_7 u_{xy} = 0; \quad (10)$$

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} - \rho s_i^2 \Delta \mathbf{u} - \rho (s_1^2 - s_i^2) \nabla (\nabla \mathbf{u}) = \mathbf{f}; \quad (11)$$

$$\mathbf{f} = \left[\delta_7 \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \delta_8 \frac{\partial \alpha}{\partial z}; \delta_7 \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \delta_8 \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right], \quad (12)$$

где a , A – постоянные однородного и неоднородного обмена, $b_2 = b'_2 + b'_2 + \frac{d^2}{a}$, ρ – плотность, δ_i – магнитоупругие константы, $u_{ik} = (\partial u_i / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i) / 2$ – тензор деформации, u_i – компоненты вектора деформации \mathbf{u} . Здесь предполагается, что перенормировка констант, связанная со спонтанной магнитострикцией, произведена. С учетом этого упругая часть потенциала Φ_e , изначально введенная в гармоническом приближении, остается без изменения.

Отклонение вектора \mathbf{l} в плоскостях xy (угол φ) и xz (угол α), соответствующие спин-волновым представлениям Γ_{14} и Γ_{23} фазы Γ_4 [9],



связаны со звуковыми волнами с поляризациями u_x, u_y и u_x, u_z , соответственно. Сила связи зависит от направления распространения волны.

Источником возбуждения МУ волн, подчиняющихся (9-11), может быть движущаяся ДГ, которая является наноразмерным объектом, поэтому можно пренебречь ее влиянием на структуру нормальных мод. В ортоферритах в фазе Γ_4 может существовать ДГ **ab**- и с разворотом вектора в **xy**- и **xz**-плоскостях, соответственно [5]. Оба типа границ будут не только сопровождаться колебаниями φ или α , но и приведут к непосредственному возбуждению деформаций за счет МУ взаимодействия и в конечном итоге излучению МУ волн. Для определения конкретных деформаций, возбуждаемых ДГ, необходимо обратиться к первоначальному виду Φ_{me} (3), поскольку отклонение вектора антиферромагнетизма в ДГ не является малым. Если в общем случае могут возбуждаться все поляризации u_i , то при ориентации ДГ вдоль кристаллографических осей только некоторые. Для наиболее характерного случая расположения в **bc**-плоскости и движения вдоль **a** ДГ **ac**-типа будут возбуждать только u_x, u_z , а ДГ **ab**-типа u_x, u_y , распространяющихся вдоль **a**. При наличии поверхностей количество возбуждаемых поляризаций может быть увеличено за счет волн, распространяющихся под углом к **a**.

Для исследования влияния поверхности будем рассматривать бесконечную плоскопараллельную пластинку ортоферрита, вырезанную перпендикулярно оси **z** и ограниченную областью $-h/2 \leq z \leq h/2$. Ограничимся наиболее характерным для ортоферритов случаем границы **ac**-типа, ориентированной в плоскости **yz**, движущейся в направлении вдоль оси **x** (**a**), считая, что все переменные не зависят от **y**. Решение (9-11) ищем по методике, аналогичной [19-21], в виде $\tilde{u}_k \exp(\mathbf{i}k_{zz}z)$, $\tilde{u}_k = u_k \exp(\mathbf{i}k_x x - \mathbf{i}\omega t)$, где $u_k - \alpha_k, \varphi_k, u_{xk}, u_{yk}, u_{zk}$. Уравнения распадаются на две независимых системы (13-15), связывающие волны (α_k, u_{xk}, u_{zk}) и (16-17), для (φ_k, u_{yk}):

$$(\omega^2 - \omega_a \omega_{b3} - k_x^2 c^2 - k_z^2 c^2) \alpha_k - \mathbf{i}k_z \omega_a \omega_{\delta 8} u_{xk} - \mathbf{i}k_x \omega_a \omega_{\delta 8} u_{zk} = 0; \quad (13)$$

$$\mathbf{i}k_z s_t^2 \frac{\omega_{\delta 8}}{\omega_p} \alpha_k + (\omega^2 - k_x^2 s_1^2 - k_z^2 s_t^2) u_{xk} - k_x k_z (s_1^2 - s_t^2) u_{zk} = 0; \quad (14)$$

$$\mathbf{i}k_x s_t^2 \frac{\omega_{\delta 8}}{\omega_p} \alpha_k - k_x k_z (s_1^2 - s_t^2) u_{xk} + (\omega^2 - k_x^2 s_1^2 - k_z^2 s_t^2) u_{zk} = 0; \quad (15)$$

$$(\omega^2 - \omega_a \omega_{b2} - k_x^2 c^2 - k_z^2 c^2) \varphi_k - \mathbf{i}k_x \omega_a \omega_{\delta 7} u_{yk} = 0; \quad (16)$$

$$\mathbf{i}k_x s_t^2 \frac{\omega_{\delta 7}}{\omega_p} \varphi_k + [\omega^2 - (k_x^2 + k_z^2) s_t^2] u_{yk} = 0, \quad (17)$$

где введены эффективные частоты, соответствующие упругой, обменной, анизотропной и МУ энергиям: $\omega_p = gp s_t^2 / 2M$, $\omega_a = ga / 2M$, $\omega_{b2, b3} = gb_{2,3} / 2M$, $\omega_{\delta 7, \delta 8} = g\delta_{7,8} / 2M$; $c = g\sqrt{aA} / 2M$ – фазовая скорость спиновых волн на линейном участке дисперсии.

При учете конечной толщины пластины по оси z (c) в отсутствие МУ взаимодействия уравнения (13-15) описывают волны Рэлея – Лэмба (**SL** – волны по сейсмической терминологии), уравнение (16-17) – горизонтальные или сдвиговые волны (**SH** – волны). Для рассмотрения возможных возбуждений, распространяющихся со скоростью v , положим $\omega = k_x v$. Равенство нулю определителей, обуславливающее наличие нетривиальных решений, приводит к дисперсионным уравнениям для k_z . Рассмотрим вначале последний тип волн.

Сдвиговые волны. Для системы (16-17) соответствующее уравнение $(k_z^2 - k_{10}^2)(k_z^2 - k_{20}^2) = \xi^2 k_x^2$; где $\xi = \delta_7 / \sqrt{A\rho s_t^2}$, k_{10} , k_{20} – волновые числа k_z для невзаимодействующих спиновой и поперечной звуковой волн при $\delta_7 = 0$: $k_{10}^2 = (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2 - k_x^2$, $k_{20}^2 = k_x^2 (v^2 / s_t^2 - 1)$. При $\xi^2 k_x^2 \ll 1$:

$$k_{z1}^2 \approx (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2 - k_x^2 - \xi^2 k_x^2 / [k_x^2 v^2 / s_t^2 - (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2]; \quad (18)$$

$$k_{z2}^2 \approx k_x^2 (v^2 / s_t^2 - 1) + \xi^2 k_x^2 / [k_x^2 v^2 / s_t^2 - (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2]. \quad (19)$$

Связь между волнами φ_k , u_{yk} приобретает вид

$$u_{k1,k2} = -i \frac{\omega_p}{\omega_{\delta 7}} \frac{k_x \varphi_{k1,k2}}{(k_{20}^2 - k_{1,2}^2)}; \quad \varphi_{k1,k2} = i \frac{\omega_a \omega_{\delta 7}}{c^2} \frac{k_x u_{k1,k2}}{(k_{10}^2 - k_{1,2}^2)};$$

Общее решение для u_k будем искать в виде

$$\tilde{\varphi}_k = a_1 e^{ik_{z1}z} + b_1 e^{-ik_{z1}z} - \frac{i\xi^2 \omega_p k_x}{\omega_{\delta 7} (k_{20}^2 - k_{10}^2)} (a_2 e^{ik_{z2}z} + b_2 e^{-ik_{z2}z}); \quad (20)$$

$$\tilde{u}_{yk} = -\frac{i\xi^2 c^2 k_x}{\omega_a \omega_{\delta 7} (k_{20}^2 - k_{10}^2)} (a_1 e^{ik_{z1}z} + b_1 e^{-ik_{z1}z}) + a_2 e^{ik_{z2}z} + b_2 e^{-ik_{z2}z} \quad (21)$$

со свободными граничными условиями на поверхностях пластины $\sigma_{yz} = 0$, которое в данной геометрии сводится к $\partial u_y / \partial z = 0$ и в отсутствии закрепления спинов к $\partial \varphi / \partial z = 0$ при $z = \pm h/2$. Система из 4 уравнений, составленная по этим условиям однородна и имеет отличные от нуля решения при равенстве нулю определителя. Поскольку спиновые вол-



ны и упругие в граничные условия вошли независимо, полученные в результате дисперсионные уравнения подобны таковым для невзаимодействующих волн, $\sin(k_{z1,z2}h/2) = 0$; $\cos(k_{z1,z2}h/2) = 0$, где МУ взаимодействие приводит к изменению k_z (18, 19). Поскольку нас интересуют волны, фазовые скорости которых могут совпадать со скоростью границы, рассмотрим семейство поверхностных звуковых волн при $\xi^2 k_x^2 \ll 1$:

$$\frac{v_n^2}{s_t^2} \approx 1 + \left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2 - \frac{\xi^2 \Delta_2^2}{(1 + k_x^2 \Delta_2^2)} \quad (22)$$

где n – номер моды, $\Delta_2 = \sqrt{\omega_a \omega_{b2}} / c = \sqrt{A/b_2}$ совпадает с толщиной ДГ. МУ взаимодействие фазовые скорости спиновых ветвей повышает, а звуковых понижает, как и для объемных волн. При этом наибольшее уменьшение скорости звука наблюдается в низкочастотной части спектра, где спиновая система успевает подстраиваться под упругую, а в высокочастотной области взаимодействие уменьшается. В результате в спектре квазиупругих поверхностных МУ сдвиговых волн образуются участки без дисперсии, на которых фазовая скорость совпадает с групповой при значении $k_x^2 \Delta_2^2 = n\pi / (\xi h - n\pi)$.

На рис. 1 приведены спектральные зависимости отклонения фазовых и групповых скоростей от скорости поперечного звука v_{-s_t} и v_{gr-s_t} для пластин YFeO_3 с толщинами 10 и 100 μm при параметрах, взятых из [6, 9, 17]: $\rho = 5.6 \text{ g/cm}^3$; $A = 0,88 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$; $b_2 = 2,5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $\delta_7 = 5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $\xi = 5,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. С уменьшением толщины пластины нормальные **SH** – моды сдвигаются в область высоких пространственных частот. Наивысшая мода с участком без дисперсии – $n_{\text{max}} = \xi h / \pi$. При толщине пластинки, меньшей критической $h_{\text{cr}} = \pi / \xi$, возбуждается только нулевая мода, совпадающая с объемным поперечным звуком вдоль оси x ($h_{\text{cr}} = 6 \mu\text{m}$ для YFeO_3).

Рассматриваемые связанные волны φ_k, u_{yk} (8-9) могут возбуждаться ДГ **ab**-типа, в которой антиферромагнитный вектор вращается в плоскости **xu** и, следовательно, угол φ_k в ней отличается от нуля. Спектральный диапазон магнитоупругих напряжений, вызываемых движущейся ДГ, определяется ее толщиной: $0 < k_x < \Delta_2$ и включает все участки ветвей без дисперсии. Из приведенных расчетов следует, что вращение антиферромагнитного вектора **I** в плоскости **ab** возможно будет зависеть от толщины пластинки ортоферрита. Для YFeO_3 типична граница **ac**-типа, с отличными от нуля значениями α . Как показано в [17] при движении ДГ вектор **I** выходит из плоскости **ac** на несколько гра-

дусов, что может вызывать возбуждение рассматриваемых МУ волн. Упругое смещение u_y может возникнуть также из-за неоднородного характера движения ДГ, имеющего место при преодолении звукового барьера [9]. Неоднородности пластинок, присущие монокристаллам ортоферритов, также могут приводить к размерному эффекту. При другой ориентации ДГ относительно кристаллографических осей, к примеру, поверхности пластинок перпендикулярны оптической оси, возможны возбуждения всех типов МУ волн (5–9), а значит рассмотренный размерный эффект может иметь место и в динамике ДГ.

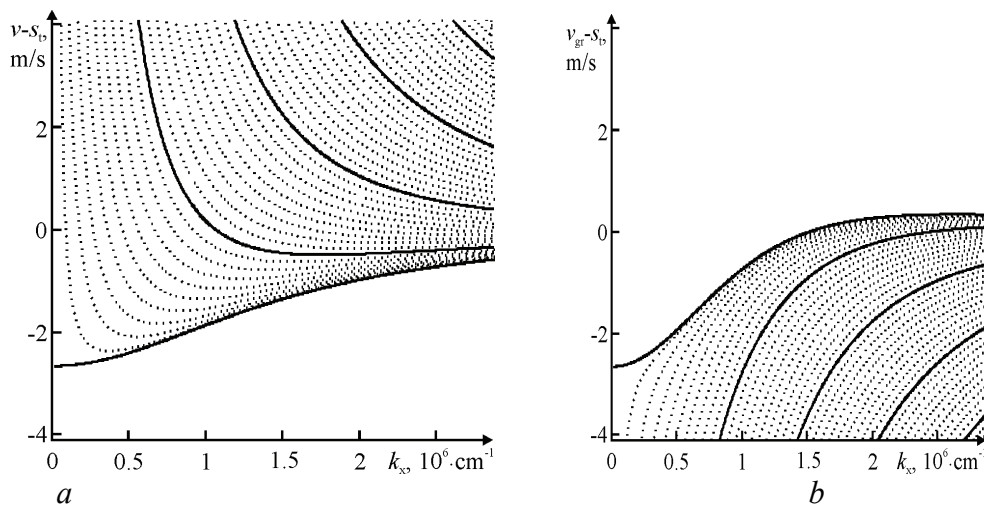


Рис. 1. Спектральные зависимости $v-s_r$ (a) и $v-s_r$ (b) для пластин $YFeO_3$ с толщинами $10 \mu m$ (сплошная линия) и $100 \mu m$ (штриховая линия)

Волны Рэлея-Лэмба в общем случае допускают только численный анализ. В работе определение величин упругих колебаний, возбуждаемых ДГ **ас**-типа, движущейся со скоростью v вдоль x , проводилось согласно данным работы [17] без учета обратного влияния упругих волн на магнитную систему. В правую часть (11) подставим плотность силы, создаваемой ДГ

$$f_x = (2\delta_1 + \delta_2)\partial(\cos^2\alpha)/\partial x; f_z = \delta_8\partial(\sin\alpha \cdot \cos\alpha)/\partial x; \cos(\alpha) = \text{th}[(x-vt)/\Delta_3], \quad (23)$$

где Δ_3 – толщина ДГ, с учетом граничных условий $\sigma_{xz} = 0; \sigma_{zz} = 0$ при $z = \pm h/2$. Магнитная часть тензора напряжений – σ_{xz}^m рассчитывалась по термодинамическому потенциалу, приведенному в [17]:

$$\sigma_{zz}^m = -(2\delta_5 + \delta_6)\sin^2\alpha; \sigma_{xz}^m = \delta_8 \sin\alpha \cdot \cos\alpha. \quad (24)$$



Упругое смещение u_y и все производные по y в этом случае отсутствуют, а угол α уже не будет малым. Расчет по (11) и (16) проводился численно с помощью метода Фурье при параметрах ортоферрита иттрия из [17]: $2\delta_5 + \delta_6 = 6 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$; $\delta_8 = 5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $2\delta_1 + \delta_2 = 2.3 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. Амплитуда изгиба пренебрежимо мала ($\sim 10^{-10} \text{ cm}$) при расчетах для толщины ДГ теоретически определенной из $\Delta_3 = \sqrt{A/b_3} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$. На рис. 2, *a* приведена зависимость амплитуды деформаций u_x, u_z на поверхности пластины от скорости движения ДГ v для пластины толщиной $100 \text{ }\mu\text{m}$. При расчетах ширина ДГ принята равной $\Delta_3 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, что можно объяснить наклоном ДГ при движении и не идеальностью образцов. Амплитуда изгиба мало изменяется в диапазоне скоростей $1 \div 3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Ее величина составляет порядка $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ и начинает расти при меньших скоростях из-за роста длины волны по отношению к толщине пластины. Рост амплитуды при больших скоростях связан с уменьшением дисперсии при приближении к скорости рэлеевской волны. В этом случае также имеет место размерный эффект. Зависимость деформаций от толщины пластины для скорости $3,3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ приведена на рис. 2, *b*. При такой скорости длина волны Лэмба оказывается порядка толщины пластины. Как следует из расчетной зависимости, максимальная деформация наблюдается при толщине пластины, сопоставимой с толщиной ДГ.

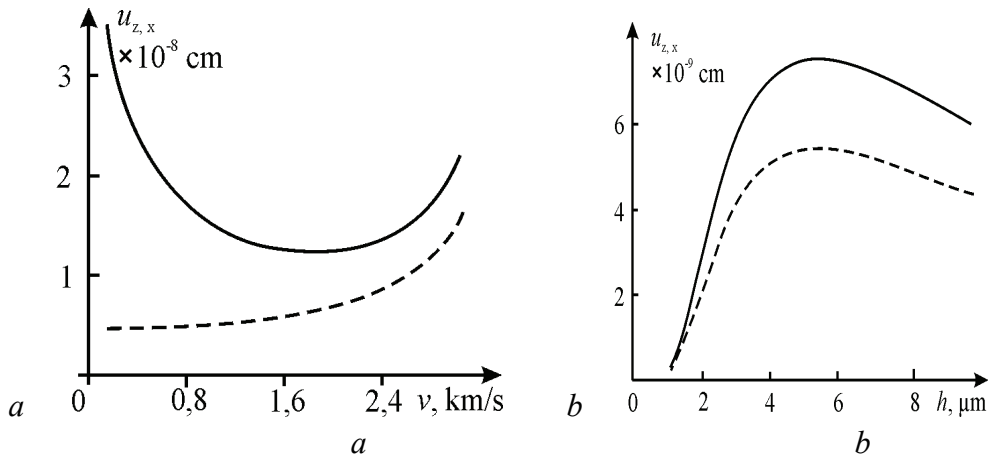


Рис. 2. Зависимость деформаций на поверхности пластины u_x, u_z от скорости движения ДГ v (*a*) и от толщины пластины h при скорости $3,3 \text{ km/s}$ (*b*)

В пластинах с бесконечными размерами имеет место сильная дисперсия волн Лэмба, возбуждаемых ДГ, что ограничивает их амплиту-

ду. Однако для объемных МУ волн [21] ситуация может измениться при выполнении резонансных условий. Ограничение поперечных размеров пластины по осям x и y должно приводить к возбуждению стоячих изгибных волн Лэмба [22]. В этом случае в периодическом магнитом поле амплитуда деформаций должна существенно возрастать. Для образцов, по форме близких к прямоугольным с поперечными размерами l_1 , l_2 и опертыми краями, частоты f могут быть рассчитаны в соответствии с [12]:

$$f_{p,q,n} = Bh[(p/l_1)^2 + (q/l_2)^2]/n, B = 0.9s_t \sqrt{s_1^2 - s_t^2} / s_1 \quad (25)$$

с ненулевыми целыми p , q , n . Здесь p , q – номера резонансных частот, n – номер субгармоники. Для YFeO_3 величина $B = 3 \cdot 10^5$ см/с. Для образцов со свободными краями значения резонансных частот субгармоник будут понижаться, а их амплитуды повышаться, тогда как закрепление краев образцов будет повышать частоту и уменьшать амплитуды субгармоник. В этом случае дисперсия уже не ограничивает амплитуду волн Лэмба и для расчета их амплитуды необходимо учитывать поглощение.

Заключение

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что спектр сдвиговых поверхностных МУ волн ортоферритов содержит ветви с участками без дисперсии при скоростях, близких к скорости поперечного звука. Количество таких ветвей уменьшается с уменьшением толщины пластины и при толщинах, меньше критической h_{cr} в резонансе с ДГ остается одна низшая нормальная мода, что может привести к размерному эффекту в динамике ДГ обоих типов.

При меньших скоростях ДГ происходит возбуждение волн Лэмба, величина которых зависит не только от скорости, но и от толщины пластины, что может отразиться на динамике ДГ на дозвуковых скоростях.

Таким образом, движение ДГ в пластинках ортоферритов сопровождается возбуждением не только объемных, но и поверхностных МУ волн. В резонансных условиях они могут оказывать заметное влияние на динамику ДГ, которая будет зависеть от толщины, формы и состояния поверхности образцов.



Библиографические ссылки

1. Туров Е. А., Шавров В. Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. 1983. Т. 140. Вып. 3.
2. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. Магнитоупругие волны в пластинках и пленках ферромагнетиков // Изв. вузов. Физика. 1988. № 11.
3. Гуляев Ю. В., Дикштейн И. Е., Шавров В. Г. Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов // УФН. 1997. Т. 167. № 7.
4. Ожогин В. И., Преображенский В. Л. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 155.
5. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // УФН. 1985. Т. 146. Вып. 3.
6. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory / V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, S. N. Gadetskii // Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, 1994. Vol. 129.
7. Фарзудинов М. М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М., 1988.
8. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных металлах. М., 1979.
9. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев М., 2001.
10. Шамсутдинов М. А., Шамсутдинов Д. М., Екомасов Е. Г. Динамика доменных границ в орторомбических антиферромагнетиках вблизи критической скорости // ФММ. 2003. Т. 96. № 4.
11. Кузьменко А. П., Жуков Е. А., Ли Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей // Вестник ТОГУ. 2005. № 1.
12. Кузьменко А. П., Жуков Е. А. Упругие колебания в пластинчатом образце ортоферрита иттрия, индуцированные движущейся доменной границей // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32.
13. Optical excitation of antiferromagnetic resonance in $TmFeO_3$ / A. V. Kimmel, C. D. Stanciu, P. A. Usachev и др. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74, No 6. P. 060403(4).
14. Отражение антиферромагнитных вихрей на сверхзвуковой доменной границе в ортоферрите иттрия / М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщegovский // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 4.
15. Взаимодействие движущейся доменной границы ортоферрита с волнами Лэмба / М. В. Четкин, А. П. Кузьменко, С. Н. Гадецкий, В. Н. Филатов и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. Вып. 5.
16. Звездин А. К., Попков А. Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границей // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 8.



17. Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф. Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. М., 1982. № 108.
18. Звездин А. К., Мухин А. А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 2.
19. Филиппов Б. Н., Болтачев В. Д., Лебедев Ю. Г. Поверхностные и объемные магнитоупругие волны в перпендикулярно намагниченных ферромагнитных пленках // ФММ. 1980. Т. 49. Вып. 6.
20. Казаков Г. Т., Тихонов В. В., Зильберман П. Е. Резонансное взаимодействие магнитодипольных и упругих волн в пластинах и пленках железиттриевого граната // ФТТ. 1983. Т. 25 (8).
21. *Nonlinear* properties of magnetoelastic Rayleigh waves in ferrite films / Yu. A. Filimonov, G. T. Kazakov, Yu. V. Khivintsev и др. // JMMM. 2004. V. 272-276. Part. 2. P. 1009-1010.
22. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости М., 1987.