

05:08

Эффективность преобразования сдвиговой поверхностной волны движением удерживающей доменной границы

© Е.А. Вилков,¹ В.Г. Шавров,² Н.С. Шевяхов¹¹ Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН, 432011 Ульяновск, Россия² Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 18 апреля 2002 г.)

Рассмотрено преобразование сдвиговой поверхностной магнитоупругой волны движением удерживающей 180-градусной доменной границы ферромагнетика. Изменениям спектра волны под влиянием движения границы сопоставлены вариации энергии упругой и магнитной подсистем. Дана энергетическая оценка эффективности преобразования поверхностной волны движением доменной границы. Представлены частотные зависимости средней плотности энергии волны и отмечается ее положительный прирост с повышением скорости движения границы.

Введение

Недавно нами в работах [1,2] в безобменном магнитостатическом приближении были рассмотрены дисперсионные свойства сдвиговой поверхностной магнитоупругой волны (СПВ) на нерелятивистски движущейся геометрической 180-градусной доменной границе (ДГ) кубического ферромагнетика. В основу подхода, принятого в [1,2], положен известный в магнитодинамике факт [3–5] достаточной структурной устойчивости ДГ к слабым возмущениям, вносимым волной и управляющим воздействием,двигающим границу. Соответствующие допороговые режимы движения ДГ и низкая структурная чувствительность последней к внешним воздействиям (обычно имеет место вдали от фазового перехода [6]) позволяют рассматривать распространение волны независимо от движения ДГ, „вынося“ последнее в граничные условия задачи. Естественно, что при этом взаимодействие волна–граница не полно и приобретает черты типично параметрического воздействия [7,8], оказываемого на систему неким, не описываемым явно источником. При всех недостатках такой способ рассмотрения, если иметь в виду малосигнальное приближение, представляется перспективным, так как позволяет избежать труднообозримых решений магнитодинамики, а главное, сохраняет возможность привлечения для анализа методов фурье-спектроскопии.

Цель настоящей работы — рассмотреть энергетические аспекты преобразования СПВ движением ДГ, не затронутые в работах [1,2]. Прежде всего, интересно сопоставить изменениям спектра СПВ, в том числе частотной зависимости коэффициента граничной локализации волны, вариации энергии упругой и магнитных подсистем, вызванные движением ДГ. Для оценки эффективности параметрического преобразования СПВ движением ДГ полезно обсудить изменения средней энергии с изменением скорости ДГ.

Уместно заметить, что в соответствии с принятым в [1,2] способом рассмотрения СПВ на движущейся ДГ речь может идти об энергии только самой волны. Возможное перераспределение энергии между СПВ и движущейся ДГ фактически постулируется пренебрежимо малым. Сказанное не означает полную индифферентность результатов к проблеме устойчивости ДГ и адекватности ее геометрической (бесструктурной) модели. Эвристическим признаком потери указанных качеств может, например, служить сочетание сильного прироста средней энергии СПВ с резким увеличением ее граничной локализации.

СПВ в системе координат движущейся доменной границы

Результаты, полученные в [1,2], относятся к случаю кристаллов кубических ферромагнетиков как с положительной, так и отрицательной константой магнитной анизотропии K_1 . Соответственно происхождение внутренних магнитных полей $\mathbf{H}_i \parallel \tilde{z}$ в разграниченных плоскостью ДГ $\tilde{y} = 0$ ($\tilde{x}\tilde{0}\tilde{z}$ — система отсчета, связанная с движущейся ДГ) полубесконечных доменах связывается с действием магнитной анизотропии, т.е. полагается, что $H_i \equiv H_a$, $H_a = 2K_1/M_0$ при $K_1 > 0$, $H_a = -4K_1/3M_0$ при $K_1 < 0$ [9], H_a — поле магнитокристаллической анизотропии, M_0 — величина спонтанной намагниченности в доменах. Ось \tilde{y} , вдоль которой направлена скорость движения ДГ, совпадает с направлением соответствующей оси легкого намагничивания ферромагнетика.

Таким образом, в лабораторной системе отсчета $xOyz$ ДГ представляет при $K_1 > 0$ (010)-ориентированную, а при $K_1 < 0$ — (111)-ориентированную стенку. Необходимая для последнего случая перенормировка модуля сдвига λ и магнитоупругого коэффициента β ферромагнетика дана в [10]. Для того чтобы можно было

полагать уединенную 180-градусную ДГ в ферромагнетике геометрически тонкой и бесструктурной, наложим ограничение $k_t \Delta \ll 1$, где k_t — волновое число сдвиговых волн в монокристалле, Δ — толщина доменной стенки. Это позволит воспользоваться безобменным магнитоэластическим приближением вплоть до ближайшей окрестности нижней границы запрещенной частотной щели спектра магнитоупругих волн [11,12]. Примем также, что при перемещении вдоль оси y ДГ не претерпевает сколь-либо существенных структурных изменений. Для массивных (непленочных) образцов ферромагнетиков типа железиттриевого граната (ЖИГ) это оправдано при скоростях ДГ $V_D < c_t$ (c_t — скорость сдвиговых волн в отсутствие магнитоупругого взаимодействия) [3], если исключить возможную высокую структурную чувствительность ДГ к внешним воздействиям в области фазового перехода [6].

Для определенности характеризуем ферромагнетик положительной константой магнитной анизотропии $K_1 > 0$. Тогда, совмещая ось легкого намагничивания с кристаллографическим направлением $[001] \parallel z$, можно предписать ДГ текущую координату $y = y_D$, $y_D = V_D t$, t — время, а также принять, что сдвиговые волны распространяются в плоскости (001) и своими смещениями $u_j \parallel z$ коллинеарны спонтанным намагниченностям $\mathbf{M}_0^{(j)}$ в доменах ($\mathbf{M}_0^{(1)} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_0^{(2)} \parallel [111]$, $j = 1, 2$ — номер домена). Соответственно внутренним магнитным полям доменов $\mathbf{H}_i^{(j)} \parallel z$ и спонтанным намагниченностям придадим значения

$$M_0^{(j)} = (-1)^{j+1} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} H_a, \quad (1)$$

где $j = 1$ при $y = y_D$, $j = 2$ при $y < y_D$.

Поскольку $V_D < c_t$, $c_t \ll c$, где c — скорость света, то систему покоя ДГ можно связать с лабораторной системой отсчета преобразованием Галилея $\tilde{x} = x$, $\tilde{y} = y - V_D t$, $\tilde{z} = z$, $\tilde{t} = t$. Переход в систему покоя ДГ реализуется поэтому формальной заменой дифференциальных операторов $\partial/\partial x \rightarrow \partial/\partial \tilde{x}$, $\partial/\partial y \rightarrow \partial/\partial \tilde{y}$, $\partial/\partial t \rightarrow \partial/\partial \tilde{t} - V_D \partial/\partial \tilde{y}$, что приводит к представлению исходных уравнений [1,2]

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \right)^2 u_j = \lambda \tilde{\nabla}^2 u_j + \frac{(-1)^{j+1} \beta}{4\pi M_0} \tilde{\nabla}^2 \varphi_j,$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \right)^2 + \omega_k^2 \right] \tilde{\nabla}^2 \varphi_j = -4\pi\gamma\beta\omega_0 (-1)^{j+1} \tilde{\nabla}^2 u_j, \quad (2)$$

где $\tilde{\nabla}^2 = \partial^2/\partial \tilde{x}^2 + \partial^2/\partial \tilde{y}^2$, γ — гиромангнитное отношение, ρ — плотность, φ_j — потенциал динамической части магнитного поля.

Они дополняются не меняющими своего вида стандартными граничными условиями магнитоакустики ферритов [10,11], выражающими непрерывность на ДГ

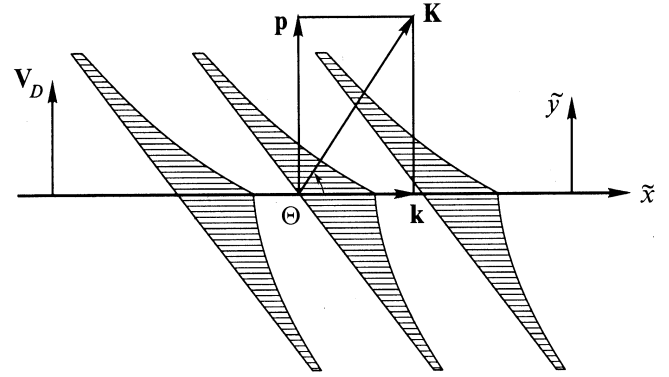


Рис. 1. Схематическая картина сдвиговой поверхностной волны на движущейся блоховской стенке.

(т.е. при \tilde{y}) потенциалов, сдвиговых смещений, а также нормальных компонент сдвиговых напряжений и динамической составляющей индукции.

Как показано в [1,2], единственное (по требованию ограниченности полей и обусловленности неколлинеарности СПВ движением ДГ) решение уравнений (2) имеет вид

$$\varphi_j = \Phi_j - \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0 (-1)^{j+1}}{\omega_k^2 + [i(\Omega + pV_D) + s(-1)^j V_D]^2} u_j,$$

$$u_j = U_j \exp i(k\tilde{x} + p\tilde{y}) \exp(-i\Omega\tilde{t}) \exp[(-1)^j s\tilde{y}],$$

$$\Phi_j = F_j \exp[i(k\tilde{x} - \Omega\tilde{t})] \exp[(-1)^j k\tilde{y}], \quad (3)$$

где $\omega_0 = \gamma H_a$, $\omega_k^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_m)$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, Ω — частота колебаний СПВ в системе покоя ДГ.

Величины p и s в (3) имеют смысл поперечной компоненты волнового вектора и коэффициента амплитудного спада СПВ. Схематически картина волновых фронтов и распределения вдоль них сдвиговых смещений u_j (3) для СПВ на движущейся ДГ дана на рис. 1. Из (3) следует, что движение ДГ оказывает ориентирующее действие на волновую нормаль СПВ, отклоняемую в сторону вектора \mathbf{V}_D на острый угол $\Theta = \arctg(p/k)$. Такого рода „флюгерный эффект“ позволяет говорить о неколлинеарности волнового вектора СПВ $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{p}$ ($\mathbf{p} \parallel \mathbf{V}_D$, $pV_D > 0$) направляющей границы и классифицировать СПВ на движущейся ДГ как новую разновидность граничных волн — неколлинеарную граничную волну [1,2].

В [2] уже отмечалось, что, согласно представлению (3), в СПВ присутствует однонаправленный, непрерывный поток энергии, как бы пронизывающий ДГ, которая поэтому не может рассматриваться в качестве источника или стока энергии. В итоге распространение СПВ вдоль движущейся ДГ происходит стационарно, т.е. без затухания или усиления: $\text{Im}(k) = 0$, $\Omega > 0$. Указывалось также, что неоднородная по координате \tilde{y} поперечная компонента потока энергии выражает трансляционное действие ДГ по переносу сцепленной

с ней магнитными полюсами (рис. 1) СПВ, тогда как продольная компонента характеризует перенос энергии вдоль ДГ самой волной.

Спектральные характеристики СПВ s , p и Ω связаны с k дисперсионным соотношением $\Omega = \Omega(k)$. Оно получается в результате подстановки представлений полей СПВ (3) в граничные условия задачи и приравнивания нулю детерминанта образующейся системы однородных алгебраических уравнений. В лабораторной системе отсчета место Ω займет частота ω

$$\omega = \Omega + \mathbf{K}V_D = \Omega + pV_D, \quad (4)$$

а само дисперсионное соотношение $\omega = \omega(k)$ примет вид

$$s + \chi\omega_0\sigma \frac{G(\omega, V_D)}{1 + \chi\omega_0^2 F(\omega, V_D)} |k| = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$F(\omega, V_D) = \frac{(\omega^2 - s^2V_D^2 - \omega_k^2) - 2pV_D\omega}{(\omega^2 - s^2V_D^2 - \omega_k^2)^2 + 4s^2V_D^2\omega^2}, \quad (6)$$

$$G(\omega, V_D) = \frac{\omega^2 - s^2V_D^2 - \omega_k^2}{(\omega^2 - s^2V_D^2 - \omega_k^2)^2 + 4s^2V_D^2\omega^2} \times \left[\omega - \frac{\omega_0\omega_m(\omega - \sigma\omega_0)}{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2} + \frac{\sigma\omega_ms^2V_D^2}{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2} \right] \times \frac{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2 + \omega_0\omega_m}{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2 - \sigma\omega_m(\omega - \sigma\omega_0)} + \frac{2s^2V_D^2\omega}{(\omega^2 - s^2V_D^2 - \omega_k^2)^2 + 4s^2V_D^2\omega^2} \times \frac{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2 + \omega_0\omega_m - 2\sigma\omega_m\omega}{(\omega - \sigma\omega_0)^2 + s^2V_D^2 - \sigma\omega_m(\omega - \sigma\omega_0)}. \quad (7)$$

В выражениях (5)–(7) χ — константа магнитоупругого взаимодействия, $\sigma = +1$ при распространении СПВ в положительном направлении оси \tilde{x} , $\sigma = -1$ при распространении СПВ в противоположную сторону.

Плотность энергии сдвиговой поверхностной волны на движущейся доменной границе

Эффективность энергетического преобразования СПВ движением ДГ можно оценить в системе покоя ДГ путем сравнения средних по времени значений энергии на единицу площади ДГ при $V_D = 0$ и $V_D \neq 0$ соответственно. При определении последних используется выражение для плотности энергии ферромагнетика [12,13]

$$w_j = -\mathbf{m}_j \mathbf{h}_j + (-1)^{j+1} \frac{\beta}{M_0} (\mathbf{m} \nabla u_j) + \frac{\lambda}{2} (\nabla u_j)^2, \quad (8)$$

складывающейся из зеемановского члена, плотности магнитоупругой энергии и плотности упругой энергии.

Здесь \mathbf{m}_j и $\mathbf{h}_j = -\nabla\varphi_j$ — динамические магнитный момент и напряженность магнитного поля. При этом φ_j определяется величинами Φ_j и u_j согласно (3), а \mathbf{m}_j выражается через Φ_j и u_j из уравнения движения магнитного момента

$$m_x^{(j)} = \frac{\gamma\beta}{\Omega^2 - \omega_k^2} \left[-i\Omega \frac{\partial u_j}{\partial y} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial u_j}{\partial x} \right] + \frac{\omega_m}{4\pi(\Omega^2 - \omega_0^2)} \left[-(-1)^{j+1} i\Omega \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} + \omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} \right],$$

$$m_y^{(j)} = \frac{\gamma\beta}{\Omega^2 - \omega_k^2} \left[i\Omega \frac{\partial u_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial u_j}{\partial y} \right] + \frac{\omega_m}{4\pi(\Omega^2 - \omega_0^2)} \left[(-1)^{j+1} i\Omega \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} + \omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right]. \quad (9)$$

В свою очередь амплитудный коэффициент поля рассеяния Φ_j , входящий в (3), (9) выразится через амплитуду u_j из граничных условий. Формула (8), конечно, будет справедливой лишь в условиях квазистационарности процесса. В нашем случае это означает, что изменение амплитуды СПВ из-за сноса ДГ в некоторой фиксированной точке кристалла за период колебания волны T незначительно, т.е. $\exp(-sV_D T) \sim 1$ или $sV_D \ll \omega$. Как удалось установить, последнее неравенство справедливо во всем интервале частот спектра, что подтверждает правомерность использования формулы (8) для плотности энергии СПВ в системе покоя ДГ.

Поскольку выражение (8) квадратично по полю, при его вычислении все величины должны быть написаны в вещественном виде. Для этого комплексные величины представим в виде суммы комплексного и комплексно сопряженного членов, после чего полученные выражения подставим в (8). Усредняя ω_j по времени и интегрируя по координате \tilde{y} в первом ($j = 1$) и во втором домене ($j = 2$), получим среднее по времени значение энергии СПВ

$$W = \int_{-\infty}^0 w_2 d\tilde{y} + \int_0^{\infty} w_1 d\tilde{y}, \quad (10)$$

приходящихся на единицу площади ДГ. В частности, для $V_D = 0$ выражение (10) примет вид

$$W_0 = W|_{V_D=0} = \lambda \left\{ \frac{k^2 + s^2}{4s} + \chi \left[\frac{2\omega\omega_0 k s + \omega_0^2(k^2 + s^2)}{2s} \frac{(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_k^2)^2} - \frac{\omega_0^2\omega_m(\omega_0 + \omega)k}{(\omega^2 - \omega_k^2)^2} \left(2 - \frac{\omega_0\omega_m}{\omega^2 - \omega_0^2} \right) \right] \right\} U^2, \quad (11)$$

где U — амплитуда u_j в первом или втором доменах.

В случае движущейся ДГ плотность энергии описывается следующим выражением

$$W = W_e + W_m,$$

где W_e — плотность упругой энергии

$$W_e = \frac{\lambda}{4} \frac{k^2 + p^2 + s^2}{s} U^2, \quad (12)$$

а W_m — плотность магнитной и магнитоупругой энергий

$$\begin{aligned} W_m = & \chi \lambda \left\{ [(a_1^2 + a_2^2) \omega_m \omega \omega_0^{-2} + (a_1 \omega + a_2 V_D s) \omega_0^{-1}] k \right. \\ & + [(a_1^2 + a_2^2) \omega_m \omega_0^{-1} + a_1] (k^2 + p^2 + s^2) (2s)^{-1} \\ & + b_1 [k(k+s) f_1(\omega, k, V_D, s) - k p f_2(\omega, k, V_D, s)] \\ & + b_2 [k(k+s) f_2(\omega, k, V_D, s) + k p f_1(\omega, k, V_D, s)] \\ & \left. + \omega_0 \omega_m^{-1} (I^2 + f^2) k [a_3(\omega + \omega_0) + a_4 V_D s] \right\} U^2. \quad (13) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{I(s+k)}{p^2 + (s+k)^2} - \frac{g p}{p^2 + (s+k)^2}, \\ b_2 &= \frac{g(s+k)}{p^2 + (s+k)^2} + \frac{I p}{p^2 + (s+k)^2}, \\ f_1(\omega, k, V_D, s) &= - \left\{ (a_3 a_1 + a_2 a_4) (\omega + \omega_0) \right. \\ &+ (a_2 a_3 - a_4 a_1) V_D s + \omega^{-1} (a_1 \omega + a_2 V_D s) \\ &\left. + a_1 + a_3 \omega_0^2 \omega_m^{-1} + \omega_0 \omega_m^{-1} (a_3 \omega + a_4 V_D s) \right\}, \\ f_2(\omega, k, V_D, s) &= - \left\{ (a_2 a_3 + a_4 a_1) (\omega + \omega_0) \right. \\ &- (a_3 a_1 + a_2 a_4) V_D s + \omega^{-1} (a_2 \omega - a_1 V_D s) \\ &\left. + a_2 - a_4 \omega_0^2 \omega_m^{-1} - \omega_0 \omega_m^{-1} (a_4 \omega - a_3 V_D s) \right\}, \\ I &= \frac{(\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_k^2) \omega_0 \omega_m}{\tau_1}, \\ g &= - \omega_m V_D s \frac{(\omega^2 + V_D^2 s^2 + \omega_k^2)}{\tau_1} \\ &\times \frac{[(\omega - \omega_0)^2 + V_D s^2]}{(\omega - \omega_0)^2 + V_D^2 s^2 - \omega_m (\omega - \omega_0)} \\ &+ \frac{\omega_m^2 \omega_0 V_D s}{\tau_1} \frac{(\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_k^2)}{(\omega - \omega_0)^2 + V_D^2 s^2 - \omega_m (\omega - \omega_0)}, \\ a_1 &= \frac{(\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_k^2) \omega_0^2}{\tau_1}, \\ a_2 &= \frac{2 V_D s \omega \omega_0^2}{\tau_1}, \\ a_3 &= \frac{(\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_0^2) \omega_m}{\tau_2}, \\ a_4 &= \frac{2 V_D s \omega \omega_m}{\tau_2}, \\ \tau_1 &= (\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_k^2)^2 + 4 V_D^2 s^2 \omega^2, \\ \tau_2 &= (\omega^2 - V_D^2 s^2 - \omega_0^2)^2 + 4 V_D^2 s^2 \omega^2. \end{aligned}$$

Расчет плотностей энергий для $V_D = 0$ и $V_D \neq 0$ по формулам (11)–(13) и анализ полученных зависимостей приводится в следующем разделе.

Численные расчеты и обсуждение результатов

После подстановки (3) в (2) и разделения вещественных и мнимых частей можно установить равенства

$$p = \frac{V_D \omega \omega_k^2 - 2\omega^2 - s^2 c_t^2 (1 - 2V_D^2/c_t^2) + K^2 c_t^2}{c_t c_t} \frac{1}{\omega_L^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} K^2 &= (\omega_L^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2) \\ &\times \frac{(\omega_k^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2) \left[\frac{\omega^2}{c_t^2} + s^2 \left(1 - \frac{V_D^2}{c_t^2}\right) \right] - \chi \omega_0^2 s^2}{(\omega_L^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2)^2 + 4s^2 \omega^2 V_D^2} \\ &+ 4s^2 \omega^2 \frac{V_D^2}{c_t^2} \frac{\omega^2 - \chi \omega_0^2 + s^2 c_t^2 (1 - V_D^2/c_t^2)}{(\omega_L^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2)^2 + 4s^2 \omega^2 V_D^2}, \quad (15) \end{aligned}$$

где $K^2 = p^2 + k^2$, $\omega_L^2 = \omega_k^2 - \chi \omega_0^2$.

Если в (5) величину $|k|$ представить формулой

$$|k| = \sqrt{K^2 - p^2}, \quad (16)$$

то посредством (14), (15) нетрудно привести дисперсионное соотношение для СПВ к виду $\mathfrak{F}(\omega, s) = 0$, удобному для применения численных методов решения одномерных нелинейных уравнений [14,15].

Численным расчетом было показано [1,2], что спектр СПВ обратного распространения ($\sigma = -1$) практически не подвержен изменениям за счет движения ДГ. Слабое нерезонансное преобразование спектра обратных СПВ выражается главным образом относительным взаимным изменением составных частей полного волнового вектора \mathbf{K} . Далее ограничимся изучением спектров только СПВ прямого распространения $\sigma = 1$.

На рис. 2 показан в приведенных спектральных переменных $\xi = \omega/\omega_0$, $\eta = K c_t/\omega_0$ типичный вид спектра СПВ прямого распространения для ДГ, движущихся с различными скоростями в ферромагнетике типа иттрий-галлиевого феррограната или феррограната системы Bi-Sa-V (имеют низкую намагниченность насыщения при обычном уровне магнитной анизотропии). Горизонтальная штриховая линия I представляет здесь линию ферромагнитного резонанса (ФМР) ($\xi = 1$, $\omega = \omega_0$) для статичной ДГ, а штриховая кривая II — спектральную ветвь СПВ, выходящую в пределе $\eta \rightarrow \infty$ на асимптотический уровень $\xi = 1 - \chi$. Почти вертикальная штриховая линия III есть участок спектра объемных сдвиговых волн $k_t = k_t(\omega)$ в обращенном представлении.

Дисперсионные спектры СПВ при $V_D \neq 0$ на рис. 2 представляют собой петлеобразные изгибы отсеченного линией ФМР I квазилинейного спектра III объемных сдвиговых волн, вытягиваемые в частотной полосе $1 - \chi < \xi < 1$ в коротковолновую сторону тем сильнее, чем меньше V_D . Последнее трактовалось в [1,2] как следствие двукратного локального вырождения мод I, II [16] в результате движения ДГ. Аналогичный характер вырождения спектрального дуплета ФМР

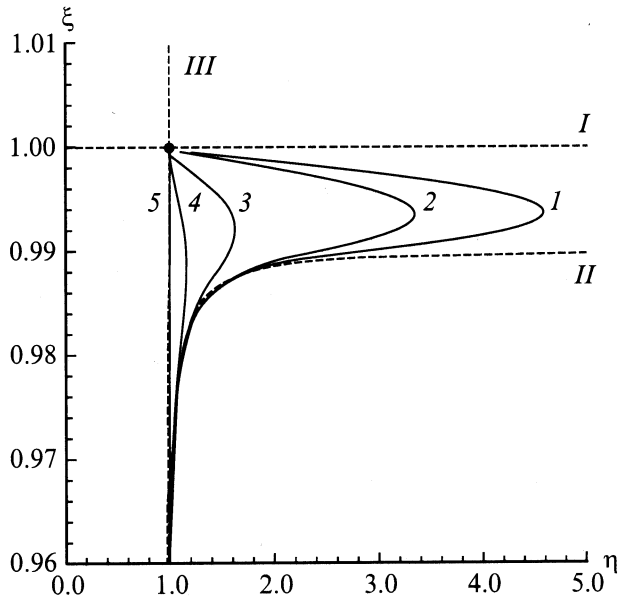


Рис. 2. Фрагмент спектра прямых СПВ на движущейся ДГ. V_D/c_T : 1 — 0.0007, 2 — 0.001, 3 — 0.003, 4 — 0.01, 5 — 0.1. Здесь и на рис. 3–5 $\omega_m/\omega_0 = 0.5$, $\chi = 0.01$.

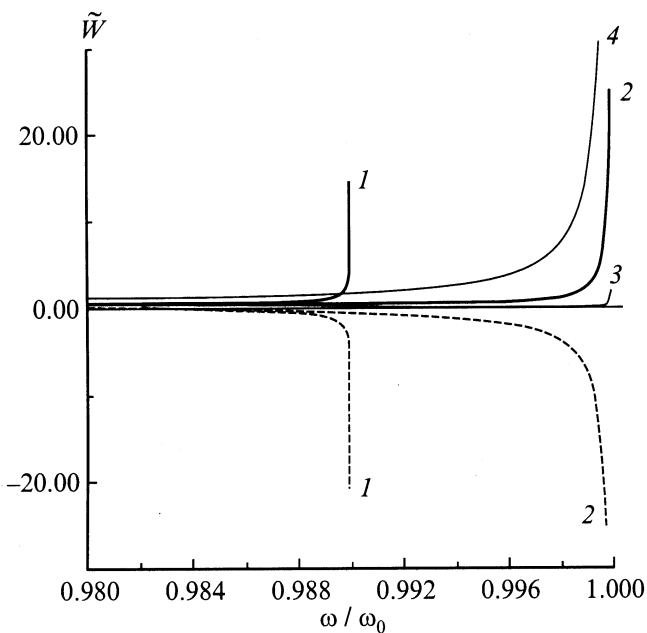


Рис. 3. Зависимость безразмерной плотности энергии от приведенной частоты. V_D/c_T : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.04, 4 — 0.1.

$\omega = \omega_0$, $\omega = \omega_0 + \omega_m$ отмечалось также для магнитоэлектрических поверхностных движущейся ДГ [17].

Воспользовавшись так определяемыми параметрами СПВ (ω , p , k , K , s), рассчитаем по формулам (12), (13) и им сопутствующим выражениям среднюю плотность энергии волны. Результаты вычислений, соответствующие дисперсионным спектрам рис. 2, представлены на

рис. 3 частотными зависимостями безразмерной плотности энергии $\tilde{W} = W_{c_T}/(\omega\lambda U^2)$ для статичной ДГ и малых ее скоростей (штриховые кривые 1, 2) и случая умеренно низких V_D (тонкие сплошные кривые 3, 4). Как видно, средняя плотность энергии СПВ численно возрастает с ростом ω , причем испытывает неограниченное увеличение при $V_D \neq 0$ по мере приближения ω к ω_0 (штриховая кривая 2 и кривые 3, 4). Судя по характеру частотных зависимостей коэффициента локализации СПВ на рис. 4, последнее объясняется наступающей делокализацией ($s \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow \omega_0$) волны.

Обращает на себя внимание возможность смены знака W в статичном случае и при малых скоростях ДГ с положительного (см. начальные участки кривых 1, 2 на рис. 3) на отрицательный. Причиной служит наступающее в преддверии асимптотической границы спектра СПВ для статичной ДГ превышение отрицательной величины W_m над всегда положительной энергией W_e упругой подсистемы. В этом проще всего убедиться, обращаясь к выражению (11) для W_0 , где первое слагаемое в фигурных скобках характеризует вклад, вносимый в W_e . Заметим, что значение W_e при $V_D = 0$ получается из (12), если принять $p = 0$. Соответственно величина в квадратных скобках формулы (11) будет определять знак W_m при $V_D = 0$; нетрудно видеть отсюда, что при $\omega < \omega_0$ действительно имеем $W_m < 0$.

В неконсервативных потоковых системах отрицательность энергии, как известно [18,19], — свидетельство перераспределения общей кинетической энергии между составными частями системы и развития ее неустойчивости из-за возбуждения волн отрицательной энергии. С позиции наблюдателя, движущегося вместе с ДГ, систему волна–граница, казалось бы, можно классифицировать как потоковую и попытаться привлечь для объяснения значений $W < 0$ при $V_D \neq 0$ (штриховая кривая 2 на рис. 3) соображения, развитые в [18,19]. Однако то обстоятельство, что с повышением V_D отрицательность W пропадает (случай тонких сплошных

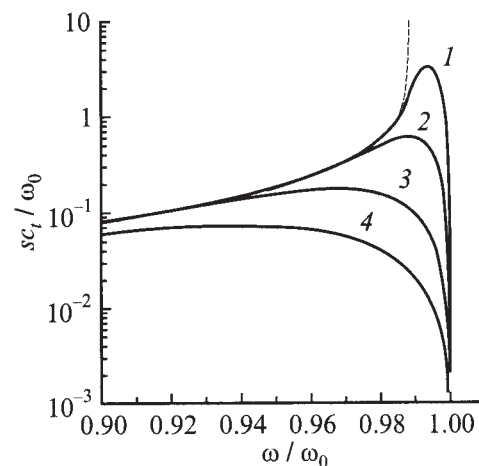


Рис. 4. Частотные зависимости безразмерного коэффициента локализации. V_D/c_T : 1 — 0.001, 2 — 0.01, 3 — 0.1, 4 — 0.5.

кривых 3, 4 на рис. 3), ставит такой подход под сомнение. Добавим также, что используемая модель геометрически тонкой и бесструктурной ДГ фактически исключает возможность перераспределения энергии между СПВ и ДГ. Для этого необходимо учитывать внутренние степени свободы движения последней, т.е. перейти по сути к задаче магнитодинамики [3–5].

Сложившееся противоречие не удается разрешить введением потерь. Так, замена в (11) ω на $\omega' - i\omega''$ ($\omega''/\omega' \ll 1$) не избавляет от отрицательности величины W_0 . Обращаясь к дисперсионному спектру W на рис. 2, можно, однако, заметить, что изменение знака W_0 происходит как раз в тех условиях, когда квазиакустическое поведение СПВ сменяется магнитоэлектрическим. Логично предположить, что удовлетворительное здесь по точности расчета самого спектра СПВ безобменное приближение оказывается, вообще говоря, недостаточным при определении средней энергии СПВ. В известном смысле положение напоминает встречающиеся в акустоэлектронике [20,21] ситуации, когда общепринятое квазистатическое описание электрических полей в пьезоэлектриках, вполне пригодное для рассмотрения решений граничных задач в линейно-полевом представлении, приводит почти к стопроцентным погрешностям в оценках квадратичных по полю энергетических характеристик (например, потоков энергии), требующих для корректного определения точного электродинамического расчета.

Предполагая, что отрицательность W в статичном случае и при малых скоростях движения ДГ устраняется учетом обменного взаимодействия, необходимую корректировку результатов осуществим в формулах (14), (15) заменой $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + \alpha k^2$ (α — обменная константа; k — волновое число СПВ, соответствующее безобменному приближению). Она фактически представляет итерационную процедуру переопределения спектральных параметров СПВ с привлечением формул (5), (6) и, конечно, не затрагивает примененного подхода, который по сути остается безобменным.¹ Естественно поэтому что включение данной процедуры не вызывает существенных изменений в спектре СПВ на переходном участке даже на первом шаге итераций. Тем не менее последующая подстановка скорректированных так значений спектральных характеристик СПВ в (10)–(13) приводит к ожидаемому устранению отрицательности W . Косвенно это подтверждает высказанное выше предположение о более высокой „чувствительности“ квадратично-полевых энергетических характеристик к спектральным изменениям СПВ под влиянием обменного взаимодействия, нежели это отражается в самих спектрах. Наглядной иллюстрацией служит рис. 3, где представлены частотные зависимости \tilde{W} (кривые 1, 2), полученные в результате корректировки при $\alpha = 0.1$ значений \tilde{W} , соответствующих штриховым кривым 1, 2.

¹ В противном случае в (8) следует учесть плотность обменной энергии, а также включить в исходные уравнения (2) соответствующие ей члены, ввести дополнительные граничные условия.

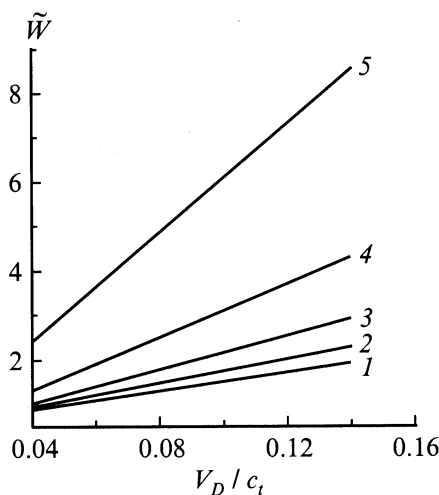


Рис. 5. Зависимость безразмерной плотности энергии от приведенной скорости ДГ. V_D/c_t : 1 — 0.98, 2 — 0.984, 3 — 0.988, 4 — 0.992, 5 — 0.996.

На рис. 5 приведены типичные зависимости \tilde{W} от скорости ДГ, рассчитанные для ряда фиксированных значений частоты с применением процедуры корректировки спектра. Они показывают, что движение ДГ всегда способствует повышению энергии СПВ и наиболее эффективно проявляется в окрестности частоты ФМР. С физической точки зрения увеличение энергии СПВ под влиянием движения ДГ, выражающееся структурно в снижении степени локализации волны и доплеровском приросте частоты колебаний, можно рассматривать как следствие работы над параметрически преобразуемым полем волны в ходе перемещения удерживающей ее ДГ.

Приведенные выше результаты относятся к случаю $\omega_m/\omega_0 > 1$. Условие $\omega_m/\omega_0 > 1$ усилит раздвижку резонансных частот ω_k , и ω_0 по сравнению с вышеописанным случаем. При этом картина спектра СПВ на движущейся ДГ не претерпит качественных изменений. Противоположные ситуации, когда $\omega_m/\omega_0 \ll 1$, ($\omega_m/\omega_0 = 0.01$, $\chi = 0.01$ и $\omega_m/\omega_0 = 0.01$, $\chi = 0.3$), были разобраны в [2]. Спектр СПВ в этих случаях существенно модифицируется за счет его отсечки кривой дисперсии объемных сдвиговых в окрестности МАР, лежащей ниже частоты ФМР. Однако зависимость плотности энергии от частоты является такой же, что и для случая параметров спектра СПВ на рис. 2.

Заключение

В работе исследована энергетическая эффективность преобразования СПВ движением удерживающей доменной стенки. Результаты показывают, что преобразование СПВ из-за движения ДГ во многом обусловлено проявлением ФМР на полях рассеяния при прямом распространении волны. Рост скорости ДГ в окрестности частоты ФМР способствует значительному увеличению

энергии и фазовой скорости СПВ по сравнению с такими же ее характеристиками статичной ДГ. При этом также растет делокализация волны. Показано, что возможные в формально строгом безобменном подходе отрицательные значения энергии СПВ можно устранить коррекцией спектра на обменное взаимодействие.

Список литературы

- [1] Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 17. С. 40–45.
- [2] Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. XLIV. № 8. С. 712–724.
- [3] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. // УФН. 1985. Т. 146. № 3. С. 417–458.
- [4] Потемина Л.Г. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 3. С. 964–979.
- [5] Басс Ф.Г., Насонов И.Н., Науменко О.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1248–1258.
- [6] Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 3. С. 648–654.
- [7] Островский Л.А., Степанов Н.С. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. Вып. 11. С. 1473–1501.
- [8] Красильников В.Н. Параметрические волновые явления в классической электродинамике. СПб.: Изд-во ун-та, 1996. 300 с.
- [9] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [10] Штраусс В. // Физическая акустика / Под ред. Н. Мэзона. Т. 4. Ч. 6. М.: Мир, 1970. С. 247–316.
- [11] Гуляев Ю.В., Дикштейн И.Е., Шавров В.Г. // УФН. 1997. Т. 167. № 7. С. 735.
- [12] Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [13] Смоленский Г.А., Леманов В.В. Ферриты и их техническое применение. Л.: Наука, 1975. 215 с.
- [14] Загустин В.Л. Справочник по численным методам решения уравнений. М.: ГИФМЛ, 1960. 216 с.
- [15] Дэннис Дж., Шнабель Р. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений. М.: Мир, 1988. 440 с.
- [16] Шевченко В.В. // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 10. С. 1157–1162.
- [17] Вилков Е.А. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 20. С. 28–33.
- [18] Незлин М.В. // УФН. 1976. Т. 120. № 3. С. 481–495.
- [19] Островский Л.А., Рыбак С.А., Цимринг Л.Ш. // УФН. 1986. Т. 150. № 3. С. 417–437.
- [20] Балакирев М.К., Гилинский И.А. // Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с. УФН. 1986. Т. 150. № 3. С. 417–437.
- [21] Марышева Т.Н., Шевяхов Н.С. // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 413–415.