

О взаимодействии сдвиговой волны с движущейся доменной границей при нелинейном отклике спиновой подсистемы

© Е.А. Вилков, В.Г. Шавров*, Н.С. Шевяхов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
432011 Ульяновск, Россия

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

E-mail: ufire@mv.ru

E-mail: shavrov@mail.cplire.ru

(Поступила в Редакцию 9 июля 1999 г.

В окончательной редакции 29 октября 1999 г.)

С использованием метода возмущений в безобменном магнитостатическом приближении получено решение задачи параметрического взаимодействия плоской монохроматической сдвиговой волны с равномерно движущейся 180° градусной доменной границей ферро-гранатового кристалла в условиях нелинейного отклика спиновой подсистемы. Показано, что при ферромагнитном резонансе на магнитостатических колебаниях полей рассеяния нелинейность спиновой подсистемы приводит к возбуждению сдвиговых волн утроенной частоты, которые для колебаний, двукратно локализованных доменной границей, могут иметь амплитуды, сопоставимые с амплитудой падающей волны.

Работа выполнена по проекту А0066 ФЦП "Интеграция".

Известно, что магнитокристаллические диэлектрики обладают значительной нелинейностью за счет спиновой подсистемы и эффективного ангармонизма связанных акустических и спиновых волн. Ангармонизм магнитоупругих волн наиболее сильно проявляется в антиферромагнетиках [1]. В ферритах спин-фононная связь относительно слаба и именно спиновая подсистема оказывается основным источником нелинейных эффектов (генерация гармоник, самовоздействие волн и т.п.) [2,3].

В работе [4] было показано в линейном приближении, что при отражении сдвиговой волны, падающей наклонно на равномерно движущуюся в кристалле типа железо-иттриевого граната (ЖИГ) 180° доменную границу (ДГ), возможен эффективный резонансный отклик спиновой подсистемы через посредство возбуждаемых в ее окрестности магнитостатических полей рассеяния. В этих условиях естественно ожидать и наиболее заметного проявления нелинейных свойств спиновой подсистемы. Настоящая работа предпринята с целью проверки данного предположения. Здесь уместно заметить, что наиболее удобный для экспериментальной реализации случай при нормальном падении сдвиговой волны на ДГ исключает возможность такой проверки из-за отсутствия самого отклика спиновой подсистемы вследствие невозбуждения магнитостатических полей рассеяния [5,6]. Другая особенность рассматриваемой проблемы состоит в том, что локализуемость магнитостатических полей рассеяния на ДГ [4], с резонансным возбуждением которых мы и связываем возможное проявление заметной нелинейности спиновой подсистемы, позволяет говорить о "граничном" характере магнитной нелинейности при параметрическом взаимодействии падающей волны с движущейся ДГ.

Условимся, что в лабораторной (кристаллографической) системе отсчета $xOyz$ сдвиговые волны распро-

страняются в плоскости (001) феррограната со смещениями $\mathbf{u}_j = (0, 0, u_z^{(j)})$ коллинерными спонтанным намагниченностям $\mathbf{M}_0^{(j)}$ в доменах ($\mathbf{M}_0^{(1)} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_0^{(2)} \parallel [001]$, $j = 1, 2$ — номер домена), которые разделены в плоскости (010) геометрически тонкой и бесструктурной 180° ДГ с текущей координатой $y_d = V_d t$, t — время, V_d — скорость движения ДГ. Соответственно этому спонтанным намагниченностям $M_0^{(j)}$ и внутренним магнитным полям $H_i^{(j)}$ в доменах (принимая во внимание магнитную анизотропию и действие внешних, вообще говоря, неоднородных градиентных магнитных полей, управляющих смещением ДГ) предпишем значения

$$M_0^{(j)} = (-1)^{(j+1)} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{(j+1)} H_i, \\ M_0 > 0, \quad H_i > 0, \quad (1)$$

где $j = 1$ при $y > y_d$, $j = 2$ при $y < y_d$. Вследствие использования безобменного магнитостатического приближения принятая модель ДГ в достаточной мере адекватна для интервала "безобменных" волновых чисел $k < k^*$ (для ЖИГ, например, $k^* \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$) и частот ω вплоть до значений несколько выше "запрещенной" щели спектра безобменных магнитоупругих волн [7]. Кроме гарантированного этим выполнения условия $k\Delta \ll 1$ (Δ — толщина ДГ), подразумевается также характерная для феррогранатов вдали от фазового перехода низкая структурная чувствительность доменных стенок к управляющим внешним воздействиям [8], обеспечивающим их перемещение с заданной скоростью. Для исключения черенковской неустойчивости, проявляющейся через магнитоотрицательный механизм неустойчивости ДГ [9], наложим ограничение $|V_d| < c_t$, где c_t — скорость сдвиговых волн без учета магнитоупругой связи.

Воспользуемся уравнением движения магнитного момента в пренебрежении потерями [1,2,7]

$$\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial t} = \gamma \left[\frac{\mathbf{M}_j}{M_0}, \frac{\partial \omega_j}{\partial (\mathbf{M}_j/M_0)} \right] \quad (2)$$

и уравнением движения теории упругости

$$\rho \frac{\partial^2 u_i^{(j)}}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ik}^{(j)}}{\partial x_k}, \quad T_{ik}^{(j)} = \frac{1 + \delta_{ik}}{2} \frac{\partial w_j}{\partial u_{ik}^{(j)}}. \quad (3)$$

Здесь $T_{ik}^{(j)}$ — тензор механических напряжений, w_j — плотность энергии кристалла в пределах домена, γ — гиромангнитное отношение, ρ — плотность, $u_{ik}^{(j)}$ — тензор деформации, $x_k = x, y, z$ при $k = 1, 2, 3$. В безобменном магнитостатическом приближении

$$w_j = w_U^{(j)} + w_{MU}^{(j)} + w_H^{(j)}, \quad (4)$$

где упругая $w_U^{(j)}$, магнитоупругая $w_{MU}^{(j)}$, зеемановская $w_H^{(j)}$ энергии взаимодействий для рассматриваемого типа волн в оговоренных условиях распространения задаются выражениями

$$\begin{aligned} w_U^{(j)} &= \frac{\lambda_{44}}{2} (\nabla u_z^{(j)})^2, \\ w_{MU}^{(j)} &= 2b_{44} M_s (\mathbf{m}^{(j)} \nabla u_z^{(j)}), \\ w_H^{(j)} &= -\mathbf{M}_s^{(j)} \mathbf{H}_i^{(j)} - \mathbf{m}^{(j)} \mathbf{h}^{(j)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь b_{44} — действующая компонента тензора магнитоупругого взаимодействия, λ_{44} — модуль упругости, $\mathbf{m}^{(j)}$ — возмущение магнитного момента, $\mathbf{h}^{(j)}$ — напряженность динамического магнитного поля, ∇ — оператор Гамильтона в плоскости xOy . Подставляя выражения (4), (5) в (2), (3) и удерживая в (3) члены, характеризующие магнитную нелинейность, получим с учетом (1)

$$\rho \frac{\partial^2 u_z^{(j)}}{\partial t^2} = \lambda_{44} \nabla^2 u_z^{(j)} + (-1)^{j+1} \frac{\beta}{M_0^2} (\nabla \mathbf{M}_j) M_z^{(j)}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial t} = \left[\mathbf{M}_j, \left[\frac{\beta}{M_0^2} (M_x^{(j)} \nabla u_z^{(j)}) - \mathbf{H}_i^{(j)} - \mathbf{h}^{(j)} \right] \right], \quad (7)$$

где

$$\mathbf{M}_j = (m_x^{(j)}, m_y^{(j)}, M_z^{(j)}), \quad M_z^{(j)} = m_z^{(j)} + (-1)^{j+1} M_0,$$

$\beta = 2b_{44} M_s^2$ — магнитоупругий коэффициент. Уравнения (6), (7) дополняются уравнениями магнитостатики

$$\nabla \mathbf{b}^{(j)} = 0, \quad \mathbf{b}^{(j)} = \mathbf{h}^{(j)} + 4\pi \mathbf{m}^{(j)}, \quad \mathbf{h}^{(j)} = -\nabla \varphi_j. \quad (8)$$

Здесь φ_j — магнитный потенциал, $\mathbf{b}^{(j)}$ — вектор динамической магнитной индукции.

Решение системы (6), (7) удовлетворяет на ДГ граничным условиям

$$\begin{aligned} u_z^{(1)}|_{y=y_d} &= u_z^{(2)}|_{y=y_d}, \quad T_{yz}^{(1)}|_{y=y_d} = T_{yz}^{(2)}|_{y=y_d}, \\ \varphi_1|_{y=y_d} &= \varphi_2|_{y=y_d}, \quad b_y^{(1)}|_{y=y_d} = b_y^{(2)}|_{y=y_d}, \end{aligned} \quad (9)$$

которые выражают в нерелятивистском ($|\mathbf{V}_d| \ll c$, $c_t \ll c$) случае (без учета поправок $|\mathbf{V}_d/c| \ll 1$, где c — скорость света), непрерывность сдвиговых смещений и напряжений, а также магнитных потенциалов и нормальных компонент магнитной индукции. "Включение" слабой нелинейности спиновой подсистемы осуществляется стандартной процедурой удержания ближайших по порядку величины нелинейных членов в разложении $M_z^{(j)}$ по параметру $(m_x^{(j)2} + m_y^{(j)2})/M_0^2$ [3,11] и вследствие (1) получим

$$M_z^{(j)} \approx (-1)^{j+1} M_0 \left(1 - \frac{m_x^{(j)2} + m_y^{(j)2}}{2M_0^2} \right). \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что возмущенная добавка к спонтанным намагниченностям $m_z^{(j)}$ имеет второй порядок малости. В уравнения (7) для поперечных к спонтанным намагниченностям компонент $m_x^{(j)}$, $m_y^{(j)}$ она не входит, поэтому величины $m_x^{(j)}$, $m_y^{(j)}$ можно считать известными из решения линейной задачи [4], тогда как $m_z^{(j)}$ определяются ими согласно (10). В таком случае обусловливаемая нелинейностью спиновой подсистемой дополнительная к решению [4] $u_{z0}^{(j)}$ часть поля сдвиговых смещений $u_{zA}^{(j)} = u_z^{(j)} - u_{z0}^{(j)}$ удовлетворяет в соответствии (6), (7), (10) уравнению

$$\rho \frac{\partial^2 u_{zA}^{(j)}}{\partial t^2} - \lambda_{44} \nabla^2 u_{zA}^{(j)} \simeq \frac{\beta}{M_0^2} \left[\frac{\partial (m_x^{(j)} m_z^{(j)})}{\partial x} + \frac{\partial (m_y^{(j)} m_z^{(j)})}{\partial y} \right]. \quad (11)$$

По своей структуре оно представляет собой неоднородное волновое уравнение с правой частью, содержащей известные из линейного решения [4] распределенные по объему доменов источники поля $u_{zA}^{(j)}$ магнитного происхождения.

Для построения решения уравнения (11) перейдем в систему покоя ДГ $xOyz$, которая в силу нерелятивистского магнитостатического приближения связана с лабораторной системой отсчета $xOyz$ преобразованием Галилея $\tilde{y} = y - V_d t$, $\tilde{t} = t$, $\tilde{x} = x$, $\tilde{z} = z$. Характерно, что в системе покоя ДГ частота колебаний и волн линейного решения представляет собой временной инвариант фазы

$$\Omega = \omega - k_y V_d = \omega - k'_y V_d \equiv \text{inv}, \quad (12)$$

где ω , ω' — частоты, k_y , k'_y — поперечные к ДГ составляющие волновых векторов падающей (или прямо прошедшей) и отраженной сдвиговых волн в лабораторной системе отсчета. Условие (12) выражает временной синхронизм всех возникающих в линейном решении задачи

колебаний. Наряду с требованием равенства проекций волновых векторов на ДГ величине $k_x = k \sin \theta$, $k_x \geq 0$, где k — волновое число падающей сдвиговой волны, θ — угол падения, оно обеспечивает выполнение граничных условий (9), если под $u_z^{(j)}$ понимать $u_{z0}^{(j)}$.

Нелинейная часть решения представляется чисто упругим полем $u_{zA}^{(j)}$, с которым самосогласованы нелинейные магнитоэластические поля объемных источников правой стороны уравнения (11). Имея в виду более высокий порядок малости величин магнитных источников в правой части (11) по сравнению с учитываемой формулой (10) магнитной нелинейностью решения, можно принять, что поле $u_{zA}^{(j)}$ удовлетворяет первой паре граничных условий (9), где $u_z^{(j)}$ заменяется на $u_{zA}^{(j)}$ автоматически. Иначе говоря, вносимая полем $u_{zA}^{(j)}$ невязка в полные механические граничные условия (9) пренебрежимо мала.

Указанный автоматизм удовлетворения $u_{zA}^{(j)}$ механическим граничным условиям (9) вместе с тем означает, что в соответствии с видом правой стороны уравнения (10) $u_{zA}^{(j)} \sim m_{x,y}^{(j)} \cdot m_z^{(j)}|_{y=y_d}$. Поэтому в системе покоя ДГ (при $\tilde{y} = 0$) имеем, согласно (12), $u_{zA}^{(j)} \sim \exp(-i3\Omega) \exp(i3k_x \tilde{x})$. В решении образующегося при этом из (11) неоднородного обыкновенного дифференциального уравнения физический смысл имеет только частное решение при ненулевой правой части. Формально существующее общее решение однородного дифференциального уравнения отбрасывается, так как одних только граничных условий (9) для выделения с учетом его единственного решения уравнения (11) уже недостаточно. Следует, однако, заметить, что потребность в использовании и общего решения однородного дифференциального уравнения может возникнуть при изучении параметрических эффектов взаимодействия движущихся ДГ с нестационарными полями (импульсами) сдвиговых волн или при взаимодействии монохроматических сдвиговых волн с резко стартующими или останавливающимися ДГ. В последнем случае выделяемая по условию старта/остановки ДГ (начальное условие) добавочная часть решения уравнения (11) будет описывать переходные акустические процессы, возможные в условиях "срыва" доменной структуры или ее стабилизации.

На основании указанного выше для падающей на ДГ со стороны домена номера $j = 1$ под углом θ поской монохроматической сдвиговой волны амплитуды U_0 нелинейную часть решения $u_{zA}^{(j)}$ можно представить в лабораторной системе отсчета следующим образом:

$$u_{zA}^{(j)} = \exp(3ik_x x) \sum_{p=1}^3 A_p^{(j)} \exp(i(ph_y^{(j)} y - \omega_p^{(j)} t)) \times \exp[(-1)^j (3-p)k_x (y - y_d)], \quad (13)$$

где $k_y^{(1)} \equiv k'_y$, $k_y^{(2)} \equiv k_y$, а $\omega_p^{(j)}$ — парциальные частоты колебаний волн, определяемые, согласно (10),

соотношениями

$$\omega_p^{(1)} = p\omega' + \Omega(3-p), \quad \omega_p^{(2)} = p\omega + \Omega(3-p). \quad (14)$$

Амплитуды $A_p^{(1)}$ волн решения (13) в области $y > y_d$ имеют при этом вид

$$A_1^{(1)} = U_0 R C^2 \zeta^* \frac{M_0^2}{\beta^2} \frac{\omega_0^3 k_x^2 \xi_+^2}{(\omega' - \omega_0)(\omega'^2 - \omega_k^2)} \times \left[\left(\frac{2V_d}{c_t} \xi_+ - \frac{3\omega'}{c_t} i \right)^2 + 3k'^2 + 2\xi_+^2 \right]^{-1},$$

$$A_2^{(1)} = -U_0^2 R^2 C \zeta^* \frac{M_0}{\beta} \frac{\omega_0^3 k_x \xi_+}{(\omega'^2 - \omega_k^2)^2} \times \frac{(\omega' - \omega_0)\xi_+ k_x + (3\omega_0 + \omega')k'^2}{((V_d/c_t)\zeta_+ - 3(\omega'/c_t)i)^2 + 6k'^2 + 2\xi_+^2},$$

$$A_3^{(1)} = -U_0^3 R^3 \frac{\zeta}{6} \frac{\omega_0^2 (\omega'^2 - \omega_0^2)}{(\omega'^2 - \omega_k^2)^2} k'^2. \quad (15)$$

Для определения амплитуд $A_p^{(2)}$ ($p = 1, 2, 3$) в формулах (15) достаточно произвести замены: $A_p^{(1)} \rightarrow A_p^{(2)}$, $R \rightarrow T$, $C \rightarrow -D$, $\omega' \rightarrow \omega$, $k'_y \rightarrow -k_y$, $k_x \rightarrow -k_x$, $k' \rightarrow k$. Напомним, что C и D — амплитуды колебаний магнитоэластических полей рассеяния, R — коэффициент отражения, а T — коэффициент прохождения сдвиговой волны через ДГ, известные из решения линейной задачи [4]. В (15) так же обозначено: $\zeta = \chi \lambda_{44} / \omega_0 M_0$, $\zeta^* = \zeta \chi$, $\chi = \gamma \beta^2 / \lambda_{44} \omega_0 M_0$ — константа магнитоупругой связи, $\xi_{\pm} = k_x \pm ik_y$, $\omega_k = [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ — частота магнитоакустического резонанса, $\omega_0 = \gamma H_i$ — частота однородной прецессии, $\omega_m = 4\pi \gamma M_0$ — частота намагничивания, $k' = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ — волновое число отраженной волны. Согласно (13) заключаем, что под влиянием магнитной нелинейности кристалла дополнительно к волнам первой гармоники основной ω или доплеровски сдвинутой частоты ω' (имеют соответственно смысл прямо прошедшей или отраженной сдвиговой волны линейного решения [4]) в каждом из доменов образуется триплет сдвиговых волн с утроенной в системе покоя ДГ частотой 3Ω , именуемых поэтому волнами третьей гармоники. В лабораторной системе отсчета они претерпевают из-за движения ДГ доплеровские раздвижки. Если $V_d > 0$ (надвигающаяся ДГ), то вследствие вытекающих из принципа излучения ограничений $k'_y > 0$, $k_y < 0$ имеем согласно (10) $\omega' > \Omega$, $\omega < \Omega$ и из (14) следует, что частоты $\omega_p^{(1)}$ повышаются относительно 3Ω , а $\omega_p^{(2)}$ — снижаются. При $V_d < 0$ (удаляющаяся ДГ) имеет место обратное.

Наибольшие доплеровские сдвиги испытывают нелокализуемые ДГ волны третьей гармоники номера $p = 3$. Их частоты втрое превышают частоты соответствующих волн первой гармоники, а сами они распространяются коллинеарно последним. Таким образом, выделен-

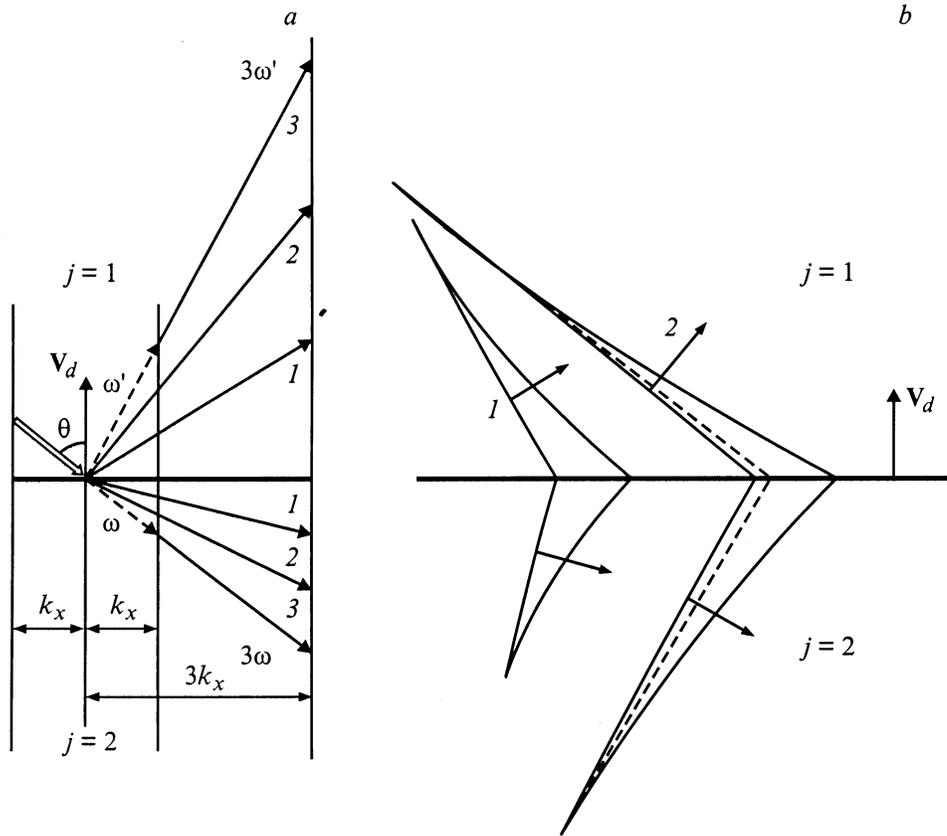


Рис. 1. Лучевая картина рефракции сдвиговой волны удаляющейся ДГ с учетом магнитной нелинейности феррограната (а) и профили распределения сдвиговых смещений вдоль фронтов волн третьей гармоники, локализуемых ДГ (б). Цифры соответствуют номерам $p = 1, 2, 3$ волн третьей гармоники; стрелками на части рисунка (б) изображены векторы волновых нормалей для волн с номерами $p = 1, 2$.

ная часть решения (13), представляет собой коллинеарную добавку к волнам первой гармоники, возникающую под действием магнитной нелинейности.

Наряду с кратностью поперечных составляющих волновых векторов младшие номера третьей гармоники ($p = 2, 1$ соответственно) проявляют также одно- и двукратную степень локализации на ДГ, оцениваемую по отношению к магнитоэлектрическим полям рассеяния. Наглядное представление о структуре младших номеров третьей гармоники позволяет составить рис. 1, где для принятой конфигурации лучей волн первой (штриховые стрелки) и третьей гармоник (нумерованные по $p = 1, 2, 3$ сплошные стрелки), вытекающей из заданных волнового вектора падающей волны (белая стрелка) и вектора V_d (рис. 1, а), показаны (рис. 1, б) положения волновых фронтов и распределения вдоль них сдвиговых смещений в волнах третьей гармоники с номерами $p = 1, 2$. Очевидно, что именно с ними имеет смысл связывать отмечавшийся при формулировке проблемы граничный характер проявления магнитной нелинейности.

Для оценки амплитуд $A_p^{(j)}$ по формулам (15) важно заметить, что в исследуемом частотном диапазоне $\omega' < \omega_k$ (при $V_d < 0$) они не обнаруживают сингулярных

особенностей. Так, поскольку $C \sim \omega'^2 - \omega_0^2$, $D \sim \omega^2 - \omega_0^2$, полюса $\omega' = \omega_0(j = 1)$, $\omega = \omega_0(j = 2)$ амплитуд $A_1^{(j)}$ оказываются на деле устранимыми особенностями, а достижимый при $V_d = 0$ в совместном пределе ω' , $\omega \rightarrow \omega_k$ полюс величин $R(\omega'^2 - \omega_k^2)^{-1}$, $T(\omega^2 - \omega_k^2)^{-1}$ и соответственно всех амплитуд $A_p^{(j)}$ лежит вне пределов частотного интервала, допустимого по условиям безобменного приближения. Анализ поведения $A_p^{(j)}$ в окрестности точки $\omega' = \omega_k$ требует не только учета обменного члена в дисперсионных спектрах мод, но и последовательного рассмотрения эффектов межветвевой трансформации акустических и спиновых волн [12], что выходит за рамки настоящей статьи.

Численные расчеты для феррограната типа ЖИГ с параметрами [2,13]: $M_0 = 140$ Г, $\omega_0 = 2 \cdot 10^9$ рад/с⁻¹, $\omega_m = 3.5 \cdot 10^{10}$ рад/с⁻¹, $\beta = 7.4 \cdot 10^6$ эрг/см³, $c_t = 3.8 \cdot 10^5$ см/с ($\chi \approx 5.1 \cdot 10^{-3}$, $\zeta \approx 1.4 \cdot 10^{-2}$) позволили установить, что за исключением двукратно локализованных волн номера $p = 1$ амплитуды остальных волн третьей гармоники, как правило, незначительны. Выполнение соотношений $|A_1^{(j)}| \gg |A_2^{(j)}| \gg |A_3^{(j)}|$ наглядно иллюстрирует рис. 2, где в случае $j = 1$,

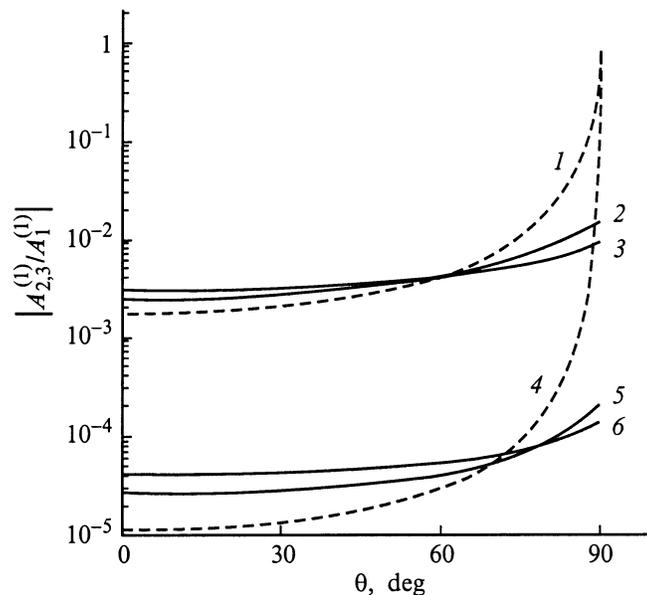


Рис. 2. Угловые зависимости величин $|A_{2,3}^{(j)}/A_1^{(j)}|$ при $V_d/c_t = 0$ (1), $V_d/c_t = 0.2$ (2), $V_d/c_t = 0.3$ (3) и угловые зависимости величин $|A_3^{(j)}/A_1^{(j)}|$ при $V_d/c_t = 0$ (4), $V_d/c_t = 0.2$ (5), $V_d/c_t = 0.3$ (6).

$\omega = 1.5 \cdot 10^9 \text{ rad/s}^{-1}$ и $U_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ показаны угловые зависимости величин $|A_{2,3}^{(j)}/A_1^{(j)}|$ для ряда положительных значений параметра V_d/c_t . Таким образом, предположение о "граничной природе" магнитной нелинейности в эффектах параметрического взаимодействия сдвиговой волны с движущейся ДГ получает прямое подтверждение расчетом. С учетом данного обстоятельства реальному распределению амплитуды вдоль фронта однократно локализованных волн номера $p = 2$ соответствует на рис. 1, *b* не сплошная, а штриховая линия.

Кривые рис. 2 показывают также, что с ростом θ имеет место слабое взаимное изменение амплитуд $A_p^{(j)}$, что указывает на приблизительно одинаковый характер их углового поведения. В этой связи и по причине выполнения условия $A_1^{(j)} \gg |A_{2,3}^{(j)}|$ сосредоточим далее внимание на амплитудных свойствах только двукратно локализованных волн. Прежде всего, заслуживает внимания наличие хорошо выраженного пика ($j = 1$, рис. 3) или, наоборот, провала ($j = 2$, рис. 4) угловой зависимости величина $|A_1^{(j)}/U_0|$.

Из сопоставления кривой 3 угловой зависимости $|A_1^{(j)}/U_0|$ на рис. 3 с кривой 2 зависимости $|R(\theta)|$ и кривой 1 для отношения ω'_F/ω' , где $\omega'_F = \omega_0 + \omega_m \times (\omega - \omega_0)[2(\omega - \omega_0) - \omega_m]^{-1}$ — частота ферромагнитного резонанса (ФМР) для отраженной волны [4], недвусмысленно вытекает однозначная обусловленность данных особенностей проявлением ФМР на магнитоэлектрических полях рассеяния. Характерным его признаком является изменение положения резонансной частоты ω'_F и соответственно иное положение пиков и провалов

$|A_1^{(j)}/U_0|$ при инверсии спонтанных намагниченностей и внутренних полей доменов. Последнее достигается формальной заменой $\omega \rightarrow \omega'$, дуальность результата при таких преобразованиях выражает, как известно [2,3,13],

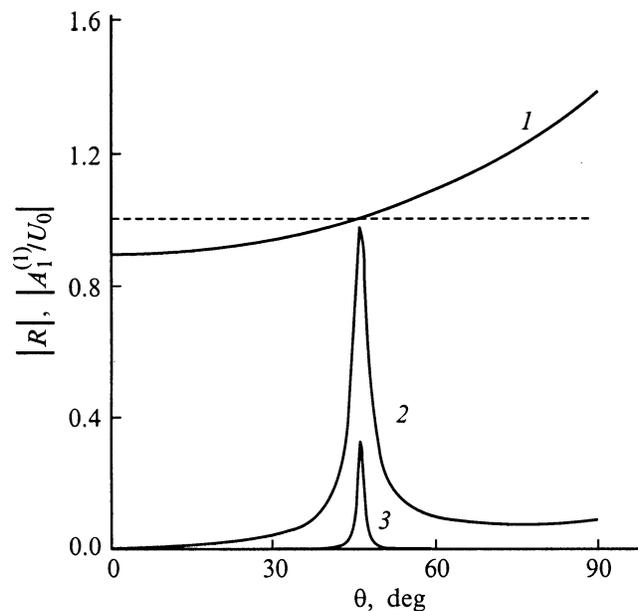


Рис. 3. Пики ФМР для отраженной волны (кривая 2 — зависимость $|R(\theta)|$) и волны третьей гармоники при $j = 1$ (кривая 3 — зависимость $|A_1^{(j)}/U_0|$ от θ) на фоне нарастающего хода зависимости отношения ω'_F/ω' от θ (кривая 1) для $V_d/c_t = 0.3$, $\omega = 1.5 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$, $U_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Штриховая прямая соответствует единице относительной величины.

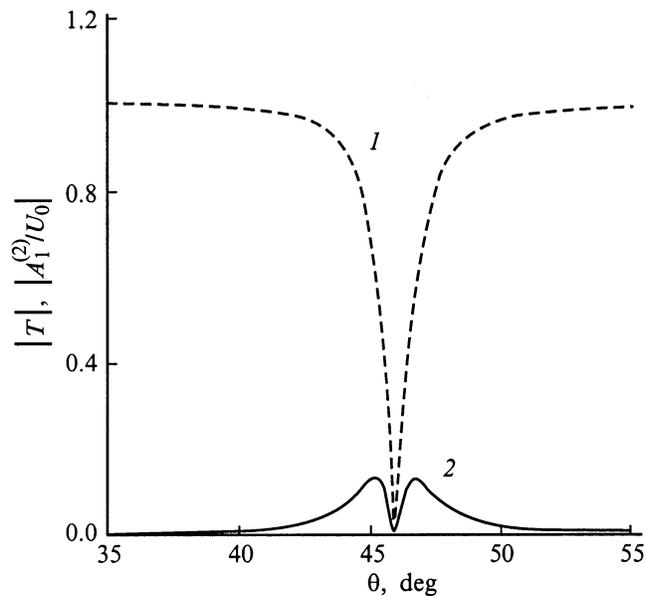


Рис. 4. Провалы ФМР для прямо прошедшей волны (кривая 1 — зависимость $|T(\theta)|$) и волны третьей гармоники при $j = 2$ (кривая 2 — зависимость $|A_1^{(j)}/U_0|$ от θ). Параметры расчета соответствуют рис. 3.

невозможность свойств магнитных материалов в условиях ФМР.

Замена пиков ФМР третьей гармоники рис. 3 провалами на рис. 4 есть следствие соотношения $1 + R = T$ линейного решения [4] и, по сути дела, выражает известную взаимную дополняемость угловых спектров отражения и прохождения рефрагированных волн. Максимальный уровень третьей гармоники $|A_1^{(j)}/U_0|_{\max}$, оцениваемой высотой пика ($j = 1$, рис. 3) или глубиной провала ($j = 2$, рис. 4) ФМР, существенно определяется величиной U_0^2 . Сверху выбор допустимых значений U_0 контролируется проверкой условия малости отношения m_z^j/M_0 , обеспечивающего выполнение приблизительного равенства (8). В этой связи принятое в случае рис. 3, 4 значение $U_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ см близко к оптимальному. С уменьшением его на порядок высота пика или глубина провала ФМР третьей гармоники делается несущественной, а с повышением U_0 до 10^{-6} см $m_z^{(j)}$ заметно повышается по отношению к M_0 . Как видно из рис. 3, 4, пики ФМР третьей гармоники хотя и выражены слабее основных, вполне доступны для обнаружения. Главная трудность их детектирования состоит, по-видимому, в необходимости расположения приемника в момент регистрации сигнала в непосредственной близости от движущейся ДГ.

В заключение заметим, что изменение угловых положений пиков (провалов) ФМР третьей гармоники в зависимости от скорости и направления движения ДГ соответствует результатам [4].

Список литературы

- [1] В.И. Ожогин, В.А. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1988).
- [2] Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах ферритах. Наука, Л. (1991). 148 с.
- [3] А.Г. Гуревич. В сб.: Ферромагнитный резонанс. ГИФМЛ, М. (1961). С. 290.
- [4] Н.С. Шевяхов. Акустический журнал **36**, 4, 760 (1990).
- [5] В.А. Auld, С.С. Tsai. Appl. Phys. Lett. **9**, 5, 192 (1966).
- [6] Г.М. Недлин, Р.Х. Шапиро. ФТТ **18**, 6, 1696 (1976).
- [7] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [8] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, Ю.П. Кабанов. ФТТ **26**, 3, 648 (1984).
- [9] В.Г. Барьяхтар, С.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 3, 417 (1985).
- [10] В.В. Леманов, Г.А. Смоленский. УФН **108**, 3, 465 (1972).
- [11] А.Д. Бордман, С.А. Никитов. ФТТ **31**, 4, 143 (1989).
- [12] R.L. Comstock, N. Kusnezov. Journ. Appl. Phys. **38**, 9, 3740 (1967).
- [13] Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Советское радио, М. (1975). 360 с.