



УДК 536.221; 534.23

© А. П. Кузьменко, Е. А. Жуков, Ц. Ли, 2005

**РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ОРТОФЕРРИТАХ
ОДИНОЧНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕЙ**

Кузьменко А. П. – завкафедрой «Электротехника и электроника» д-р физ.-мат. наук, проф.; *Жуков Е. А.* – канд. физ.-мат. наук, доц., докторант кафедры «Электротехника и электроника»; *Ли Ц.* – преп. кафедры «Вычислительная техника» (ТОГУ)

Исследована динамика доменных границ в прозрачных тонких образцах ортоферритов со слабоферромагнитным упорядочением на дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Проведены прямые измерения амплитуды изгибных колебаний в исследованных пластинчатых образцах, вызванные движением одиночной доменной границы при периодических действиях продвигающего магнитного поля, величины которых при резонансе достигали 7 нм. Наблюдалось образование магнитоупругих солитонов, исследована их динамика в условиях резонанса между спиновой и упругой подсистемами. Солитоны отстают от доменной границы в момент преодоления ею звукового барьера и опережают ее при сверхзвуковом движении.

Dynamics of domain walls (DWs) has been studied in transparent thin orthoferrites samples with weak ferromagnetic ordering at subsonic and supersonic speeds. Direct measurements of the amplitude of flexural vibrations in the plates studied have been made, induced by the solitary DW motion at a periodic driving magnetic field. Magnetolastic soliton formation has been observed and their dynamics at a resonance between spin and elastic subsystems has been studied. The solitons lag behind the domain wall at the moment when the DW breaks through the sound barrier and are ahead of it at supersonic speed.

Введение

Возрастание объемов информационных потоков обостряет проблему повышения плотности их записи, скорости обработки, считывания и отображения. Потребности практики диктуют необходимость решения различного класса задач в реальном масштабе времени. Быстродействие



существующей полупроводниковой базы микропроцессорной техники, даже при сохранении подтвержденного практикой закона Г. Мура об удвоении числа полупроводниковых транзисторных элементов в ЧИПах, неизбежно приближается к своему физическому пределу, определяемому шириной переходных зон в транзисторах, и может составлять не менее 10^{-12} с. В этой связи существуют две проблемы. Одной из них является отсутствие реальных устройств отображения, хранения и считывания информации со скоростями, не уступающими быстродействию процессоров. Второй, наиболее острой проблемой является ограничение скорости переключения существующей транзисторной элементной базы. Общее решение данных проблем связывается с разработкой и созданием элементной базы, основанной на принципиально новых явлениях и эффектах квантовой природы – устройствах спиновой электроники, что является основой квантового компьютера.

В зоне пристального внимания исследователей в этой связи оказались неколлинеарные антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом: ортоферриты – $RFeO_3$, ортохромиты – $RCrO_3$, гематит – $\alpha-Fe_2O_3$ и борат железа – $FeVO_3$ (см., например, [1-8]). Опрокидывание магнитных подрешеток в этих средах достигает рекордных для магнетиков величин $\sim 10^9$ Э. В этих условиях движение доменных границ (ДГ) становится основным механизмом перемагничивания. Предельная скорость движения ДГ в этих магнетиках является наибольшей среди изученных в настоящее время магнитных материалов ($c = 20 \cdot 10^3$ м/с). Она совпадает с минимальной фазовой скоростью спиновых волн, определенной на линейном участке их закона дисперсии. Тонкие пластинки этих магнетиков прозрачны в видимом диапазоне (магнитооптическая добротность составляет 14 град/см на длине волны 630 нм для ортоферрита иттрия), что делает их весьма удобным объектом для исследований новых явлений: упруго-индуцированного перемагничивания, пинингования ДГ на естественных микроскопических и наномасштабных неоднородностях магнитной и упругой природы. Обнаружение данных явлений, имеющих квантовомеханическую природу, и результаты их исследования могут быть использованы в разработках в области спинтроники.

В настоящей работе исследовано возбуждение магнитоупругих колебаний в пластинчатых образцах ортоферритов одиночной ДГ на дозвуковых и сверхзвуковых скоростях в синусоидальном и импульсном магнитных полях. Впервые наблюдалась и измерена величина амплитуды динамической деформации, резонансно возбуждаемой ДГ. Получено удовлетворительное согласие измеренных и расчетных спектров изгибных пластинчатых деформаций в тонких образцах ортоферритов. В условиях резонанса между спиновой и упругой подсистемами на-



блюдались пиннинг ДГ, образование при движении ДГ магнитоупругих солитонов (бризеров), исследована их динамика.

Взаимодействие доменной границы с квазичастичными возбуждениями разных типов в неограниченных образцах

Как показано в [2–5], полевая зависимость скорости ДГ имеет сильно выраженный нелинейный характер, состоит из дискретного набора интервалов с постоянными скоростями движения, что иллюстрируют зависимости скорости движения ДГ в пластинчатых образцах разных ортоферритов от амплитуды продвигающих импульсных магнитных полей, представленные на рис. 1. Торможение ДГ на двух первых интервалах обуславливается передачей энергии ДГ в фононную подсистему [2, 4, 6], наблюдаемой в условиях фазового синхронизма. Об этом свидетельствует совпадение соответствующих скоростей движения ДГ со скоростью поперечных ($s_t = 4.1 \cdot 10^3$ м/с) и продольных ($s_l = 7 \cdot 10^3$ м/с) звуковых волн. Интервалы постоянства скоростей на сверхзвуковых скоростях движения ДГ объясняются ее взаимодействием с другими квазичастичными возбуждениями, в частности, с резонансным торможением ДГ на пристеночных (винтеровских) магнонах, волнах Лэмба [2, 3].

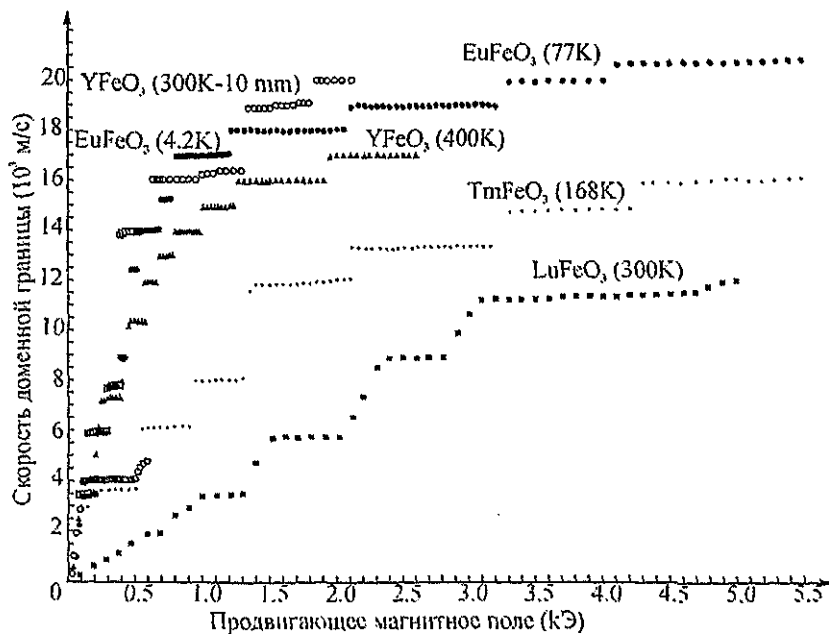


Рис. 1. Полевые зависимости скорости ДГ в ортоферритах при разных температурах

Во всех случаях наблюдаемое торможение ДГ носит ярко выраженный резонансный характер, что позволяет считать пластинчатые образцы ортоферритов своеобразным резонатором. К настоящему времени наименее исследованным оказался участок полевой зависимости при скоростях движения ДГ, лежащих ниже скорости поперечного звука, когда возможно возбуждение изгибных волн Лэмба. Скорости этих волн меньше скорости поверхностных волн Рэлея [9]. Для определения возможности торможения ДГ на таких волнах проведем оценку возможных амплитуд деформаций, сопровождающих ДГ, в условиях резонанса с объемными звуковыми и поверхностными волнами.

Взаимодействие ДГ с объемными звуковыми волнами было рассмотрено в [6]. Из теоретических выводов этой работы следует, что максимальная величина амплитуды деформации (U_{max}), вызванной движением ДГ ас-типа (в геометрии, указанной на рис. 2) на объемном поперечном звуке, определяется выражением

$$U_{max} \approx \frac{\delta_8 \Delta^2}{\tilde{\eta}_t \rho s_t}, \quad (1)$$

где δ_8 – магнитоупругая константа; $\tilde{\eta}_t$ – кинематическая вязкость; s_t – скорость поперечного звука; ρ – плотность; Δ – ширина ДГ. Оценка величины этой амплитуды дает примерно $6 \cdot 10^{-12}$ м. Здесь и далее во всех расчетах для ортоферрита иттрия числовые значения плотности ($\rho = 5,6 \text{ г/см}^3$), кинематической вязкости ($\tilde{\eta}_t = 18,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$), магнитоупругих констант ($2\delta_5 + \delta_6 = 6 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$, $\delta_8 = 5 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$, $2\delta_1 + \delta_2 = 2,3 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$) и ширины ($\Delta = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ см}$) взяты согласно [6].

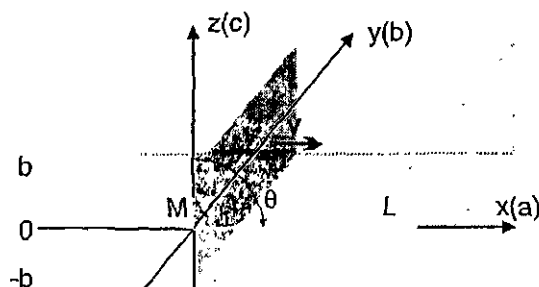


Рис. 2. Граница ас-типа

Оценку вклада поперечных деформаций бесконечной пластины проведем на основании уравнения изгибных волн Лэмба, описанного в [10]:



$$\ddot{U} - s_i^2 \Delta U - (s_i^2 - s_t^2) \text{grad div } U = \mathbf{f} / \rho \quad (2)$$

со свободными граничными условиями на поверхности тонкой пластины ($z = \pm b$), которые с учетом термодинамического потенциала, введенного в [6], приводятся к виду

$$\left(2(s_i^2 - s_t^2) \frac{\partial U_x}{\partial x} + 2s_i^2 \frac{\partial U_z}{\partial z} \right) \Big|_{z=\pm b} = P_1, \quad 2s_i^2 \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \Big|_{z=\pm b} = P_t,$$

где $P_1 = \frac{(2\delta_5 + \delta_6) \cos^2 \theta}{\rho} + \text{const}$; $P_t = -\frac{\delta_8}{2\rho} \sin 2\theta$. Здесь U – вектор смещения; \mathbf{f} – плотность силы, обусловленной магнитоупругим взаимодействием (магнитоупругостью); θ – угол между антиферромагнитным вектором и осью Z (см. рис. 2). Сильная дисперсионная зависимость поглощения воли Лэмба существенно ограничивает величину деформации, поэтому при ее оценке пренебрежем влиянием поглощения.

При генерации поверхностных волн в пластинчатом резонаторе существенны два механизма. Первый связан с деформацией свободной поверхности пластины из-за действия сил магнитоупругости (P_b, P_t). Второй вызывает деформацию поверхности пластины при отражении объемных звуковых волн за счет этих же сил в глубине пластины (\mathbf{f}). Согласно оценке (1), второй механизм приводит к небольшим деформациям, и мы им пренебрежем.

При генерации поверхностных волн в пластинчатом резонаторе существенны два механизма. Первый связан с деформацией свободной поверхности пластины из-за действия сил магнитоупругости (P_b, P_t). Второй вызывает деформацию поверхности пластины при отражении объемных звуковых волн за счет этих же сил в глубине пластины (\mathbf{f}). Согласно оценке (1), второй механизм приводит к небольшим деформациям, и мы им пренебрежем.

Вклад первого механизма рассчитывался с учетом теоретической зависимости угла θ [6]:

$$\theta = \arcsin \left(\frac{x - Vt}{\Delta \sqrt{1 - V^2/c^2}} \right).$$

В [11] представлен численный расчет поперечных пластинчатых деформаций с учетом малости влияния объемного звука ($\mathbf{f} = 0$). Для расчетной ширины ДГ (10^{-6} см) величина амплитуды деформации оказывается того же порядка, что и полученная согласно (1).

В соответствии с расчетами амплитуда деформации увеличивается с ростом ширины границы. Увеличение ширины ДГ может быть вызвано ее наклоном. На рис. 3 представлена зависимость амплитуды пластинчатой деформации от скорости движения ДГ при ее ширине, равной 10^{-3} см. В диапазоне от 100 м/с до 3500 м/с амплитуда деформации (кривая 1) изменяется незначительно и не превышает нескольких ангстрем. Указанный диапазон скоростей, согласно закону дисперсии [9], соответствует длинам воли Лэмба – 0,1 – 3,5 см (кривая 2).

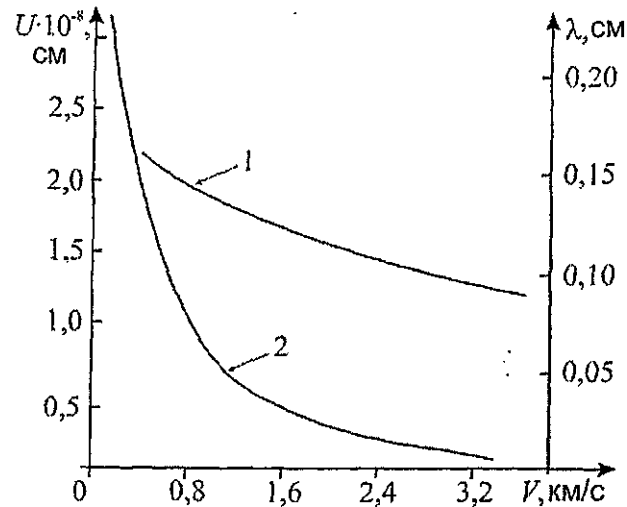


Рис. 3. Амплитуда волн Лэмба: U (кривая 1) и длина волны λ (кривая 2) в зависимости от скорости V для ширины ДГ, равной 0,001 см

Очевидно, что полученные величины деформаций пластин с бесконечными размерами, вызванные движением ДГ, не позволяют непосредственно их измерять. В [11] для обнаружения деформаций столь малых величин предлагается использовать ДГ как своеобразный динамический микросонд, торможения которого при увеличении магнитного поля (интервалы с постоянной скоростью на рис. 1) свидетельствуют о взаимодействиях ДГ с разными волнами, возможно, и с изгибными волнами Лэмба.

Взаимодействие доменной границы с волнами Лэмба в образцах ортоферритов конечных размеров (пластинчатый резонатор)

Ситуация меняется, когда ДГ движется не по бесконечной пластине, ограниченной по одной или обеим координатным осям x или y (рис. 2), т. е. ДГ движется в резонаторе, стенками которого могут быть границы образца, что должно приводить к резонансному возбуждению изгибных волн Лэмба. В этом случае в периодическом магнитном поле при выполнении резонансных условий амплитуда деформаций должна существенно возрастать.

Небольшая ширина ДГ позволяет ввести магнитострикционную силу в виде δ -функции. Согласно [10] на основании уравнения деформации (U) в пластинах с изгибными колебаниями: $\partial^2 U / \partial t^2 + A^2 \Delta^2 U = F \delta(x - x_0 \sin 2\pi ft)$, где A – константа, учитывающая



упругие свойства материала; F связана с магнитострикционной силой; x_0 – амплитуда колебаний ДГ, вызываемых продвигающим полем, в [12] был рассчитан частотный спектр возможных колебаний пластинчатого ограниченного образца ортоферрита.

Выражение для амплитуды p -й пространственной гармоники имеет следующий вид:

$$U_p = F / 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(-pkx_0) \exp(2\pi i n f t) / (-(2\pi n f)^2 + A^2(pk)^4). \quad (3)$$

Здесь J_n – функция Бесселя 1-го рода; k – волновой вектор первой пространственной гармоники. При ограничении размеров пластины по координате x при выполнении резонансного условия $k = \pi/a$ (граничные условия – «оперты края» [10]) должна возбуждаться первая мода с частотой $f_{n1} = A\pi/2na^2$. Здесь a – размер пластинчатого образца, совпадающий с координатой x и направлением движения ДГ. Для других пространственных мод резонансные частоты будут определяться из формулы $f_{np} = A\pi p^2/2na^2$. В этом случае учет второго поперечного размера вдоль направления y , перпендикулярного движению ДГ, даст изгибные колебания с номерами n, p, q :

$$f_{npq} = A\pi[(p/a)^2 + (q/b)^2]/2n. \quad (4)$$

При этом за звуковые колебания отвечают ненулевые целые значения n, p и q . В этом случае дисперсия уже не будет ограничивать амплитуду деформаций и следует учесть поглощение.

В [9] поглощение волн Лэмба учитывается путем подстановки в дисперсионное уравнение комплексного волнового числа. В нашем случае удобнее ввести комплексную частоту $\tilde{f} = f' + if''$ и подставить ее в (3). Полагая затухание слабым и сохраняя только первые степени разложения по f'' , получим при резонансе уравнение для амплитуды гармоники с номерами n, p :

$$U_{np} = \frac{FJ_n(-pkx_0)}{16\pi^3 n^2 f' f''}. \quad (5)$$

Зависимость (5) имеет практическое значение и может быть использована для измерения затухания изгибных волн Лэмба.

Экспериментальное обнаружение волн Лэмба, возбуждаемых доменной границей

Для экспериментального измерения рассматриваемых колебаний были выбраны пластинчатые образцы ортоферрита иттрия толщиной 100 мкм, вырезанные перпендикулярно оптической оси с характерными поперечными размерами 4–6 мм.

Исследования динамики ДГ в ортоферритах осуществлялись на основе магнитооптического эффекта Фарадея (рис. 4) [2]. При прохождении линейно поляризованной световой волны через прозрачные магнетики плоскости поляризации в соседних доменах с противоположными векторами намагниченности оказывались повернутыми в противоположных направлениях. Соответствующим выбором угла анализатора можно затемнить области доменов с одним из направлений намагниченности. При ориентации пластинчатых образцов ортоферритов перпендикулярно оптическим осям оптическое двулучепреломление исчезает, а эффект Фарадея становится максимальным.

визуализация доменных структур ($\Delta n \neq 0$):



Рис. 4. Методика измерений

В отличие от применяемых ранее методик [2–5], градиентные магниты при необходимости использовались только для установления двухдоменной структуры. Затем градиентное поле отключалось, и переменным магнитным полем с помощью катушек Гельмгольца ДГ смещалась от равновесного положения. Смещения ДГ регистрировались визуально с помощью цифровой камеры или фотоэлектронного умножителя. Сигнал с фотоэлектронного умножителя записывался на запоминающем осциллографе TDS5054, что позволяло в полосе частот до 500 МГц регистрировать и обрабатывать сигналы. По смещениям ДГ на разных частотах переменного поля и амплитудах прямоуголь-



ных биполярных импульсов определялись скорости движения. В полях до 70 Э скорость ДГ достигала скорости поперечного звука s_t .

Для исследования упругих колебаний, вызываемых движением ДГ, был применен интерферометрический метод [13]. Образец ортоферрита иттрия помещался в одном из плеч интерферометра Майкельсона. Порог чувствительности этого метода составляет $5 \cdot 10^{-10}$ м, что позволило впервые обнаружить резонансное возрастание амплитуды деформаций образца ортоферрита, вызванных движением ДГ [13].

Исследования упругих колебаний проводились на разных частотах продвигающего магнитного поля (вплоть до 10 МГц), амплитуда которого поддерживалась на одном уровне. При этом смещения ДГ от положения равновесия не выходили за диаметр лазерного пучка на образце, что способствовало наибольшему воздействию упругих колебаний на интерференционную картину. В этих условиях на некоторых частотах f было обнаружено возникновение упругих колебаний, явно обусловленных движением ДГ. При уменьшении амплитуды продвигающего магнитного поля наблюдалось уменьшение амплитуды упругих колебаний.

Были рассчитаны значения частот f_{npq} , где npq – номера временной и пространственной гармоник, для значений $a = 4,5$ мм, $b = 5,4$ мм [12]. Полученные частоты упругих деформаций согласуются с определенным интерферометрическим методом. Помимо основной, совпадающей с расчетной резонансной частотой $f_{111} \approx 25$ кГц, экспериментально наблюдаются частоты $f_{121} = 58$ кГц, $f_{211} = 72$ кГц и некоторые субгармоники f_{1ln} с нечетными номерами. Свойства симметрии продвигающего поля запрещают четные гармоники. Отличие плоскости образца от прямоугольной формы приводит к размытию резонансных частот, а при больших номерах $n > 30$, вызывает перекрытие соответствующих частот.

Фурье-анализ осциллограмм упругих колебаний на низких частотах, включающих диапазон 24–28 кГц, в котором зарегистрирована максимальная амплитуда, указывает на существование только нечетных гармоник, что согласуется с законами симметрии. Характерно, что в спектре продвигающего поля также отсутствуют четные гармоники. В качестве примера на рис. 5 приведены амплитуды гармоник продвигающего поля S_{np} (x) и деформации S_{ln} (o) на основной частоте 5,3 кГц, нормированные по первой гармонике ($n = 1$). Как видно из рис. 5, наблюдается возникновение наибольшей амплитуды в деформационном спектре на пятой гармонике ($n = 5$), попадающей в диапазон основной резонансной частоты 24–28 кГц.

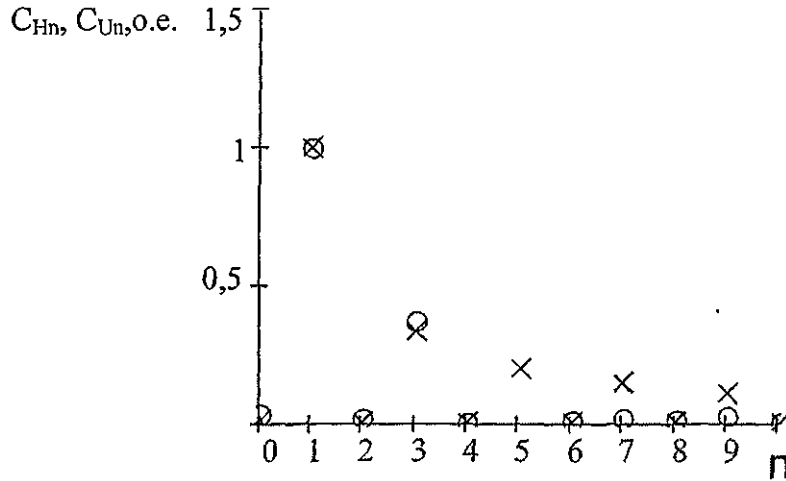


Рис. 5. Амплитуды временных гармоник продвигающего поля C_{Hn} (x) и деформации C_{Un} (o) на основной частоте 5,3 кГц

На рис. 6 представлены осциллограммы амплитуд магнитного поля (биполярный прямоугольный импульс) и упругих колебаний, вызванных движением ДГ (с усреднением за 100 проходов) на частотах 3,8 кГц (а) и 26,4 кГц (б). На всех исследованных частотах (вплоть до 10 МГц) возникает составляющая, кратная частоте из диапазона 24–28 кГц (рис. 6, а). Наибольшая деформация, вызванная движением ДГ, была зарегистрирована в этом диапазоне на частоте $f_R = 26,4$ кГц (рис. 6, б). Как видно из осциллограммы, наблюдаемые упругие колебания имеют явно гармонический характер.

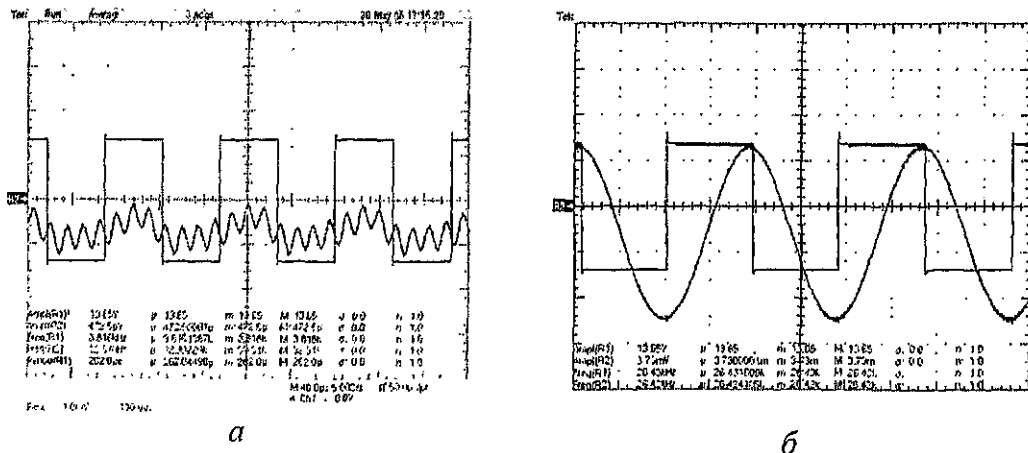


Рис. 6. Осциллограммы сигналов продвигающего магнитного поля (прямоугольный биполярный импульс) и упругих колебаний поверхности пластинчатого образца, вызванные движением ДГ на частотах 3,8 кГц (а) и 26,4 кГц (б)



Измеренная на этой частоте величина амплитуды деформаций составила $U_{max} = 7$ м. Оценка плотности энергии [10] $E = 0,5\rho(\pi f_R U_{max})^2$, с учетом приведенных ранее упругих констант для ортоферрита иттрия, дает величину $4 \cdot 10^{-3}$ Дж/м³.

Влияние магнитных неоднородностей и границ кристалла на динамику ДГ

Помимо поперечных размеров пластинчатых образцов ортоферритов, образующих объемный резонатор, рассмотрим влияние на их резонансные свойства магнитных неоднородностей, а также самой ДГ как волновода в виде тончайшей двумерной мембраны. Взаимодействие ДГ с такими неоднородностями может приводить к резонансным явлениям не только акустических, но и спиновых волн, фазовая скорость которых выше $20 \cdot 10^3$ м/с.

Микроструктурный анализ монокристаллов ортоферритов в виде тонких пластинчатых образцов свидетельствует о наличии в них ростовых полос. Как показано в [14], их формирование обусловлено механизмом концентрационного переохлаждения. На рис. 7 представлены фотографии полосовой доменной структуры в тонкой пластинке $TmFeO_3$. На увеличенной выноске из этой фотографии отчетливо наблюдаются ростовые неоднородности, имеющие магнитную природу. Периоды этих магнитных неоднородностей с разной интенсивностью (потемнением) принимают ряд значений: 10, 30, 60 и 120 мкм. Как показано в [14], области с большим потемнением отвечают наиболее сильному искажению кислородного окружения магнитных ионов Fe^{3+} в процессе роста кристаллов в окисном соединении.

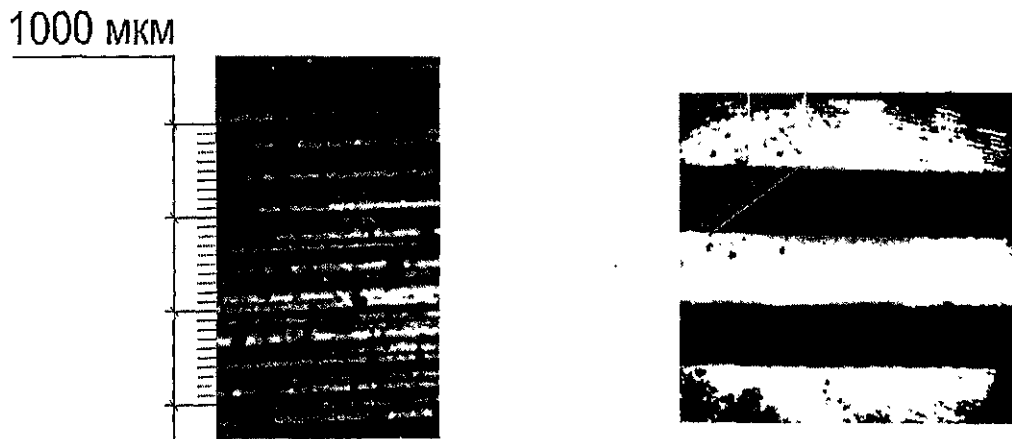


Рис. 7. Ростовые неоднородности образца

На X–Y-осциллограммах (рис. 8) синусоидально изменяющегося магнитного поля (вход X) и амплитуды смещения ДГ (вход Y) при низких частотах видно, что ДГ при движении сталкивается с неоднородностями и ее скорость уменьшается до выхода из этой неоднородности. Наиболее отчетливо полочки видны при приближении к максимальному отклонению ДГ, где ее скорость минимальна. Характерной особенностью некоторых неоднородностей является отсутствие препятствия при обратном движении, что говорит о том, что они представляют собой для ДГ потенциальные барьеры в виде ступеньки. При повышении частоты до 1 кГц и выше, что соответствует максимальной скорости ДГ более 1 м/с, скачки скорости исчезают. То есть при повышении скорости ДГ преодолевает потенциальные барьеры в виде магнитных неоднородностей, "не замечая их". Явления скачкообразного (пульсационного) движения ДГ имеют аналогию с так называемым пиннингом (захватом) ДГ.

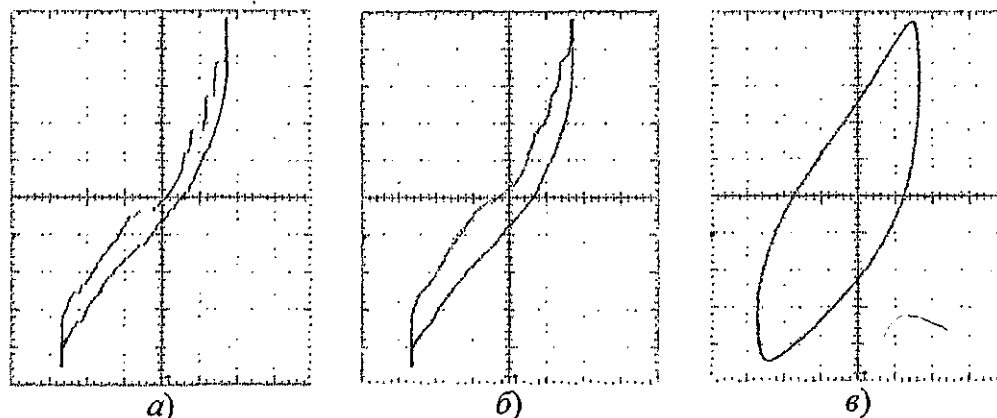


Рис. 8. X–Y-осциллограммы синусоидально изменяющегося магнитного поля (вход X) и амплитуды смещения ДГ (вход Y) на частотах 100 Гц (а), 1 кГц (б) и 10 кГц (в)

Как видно из расчетной кривой $2 - \lambda(V)$ на рис. 3, длины изгибных волн Лэмба (λ), возбуждаемых ДГ, уменьшаются до таких величин, когда они могут стать сопоставимыми с одним из периодов ростовых неоднородностей. В этих условиях движение ДГ может приобретать резонансный характер, при этом амплитуда ее смещения от равновесного положения становится наибольшей.

Возбуждение магнитоупругих волн в ортоферритах

Для исследований влияния магнитных неоднородностей на динамику ДГ на сверхзвуковых скоростях были взяты образцы $TmFeO_3$ и



DyFeO_3 в форме пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси, с толщиной 60 мкм. Двухдоменная структура устанавливалась двумя постоянными магнитами, создающими поле с градиентом до 2500 Э/см. Исследования выполнялись методом двукратной высокоскоростной микрофотографии [2, 11]. Величина оптической задержки между двумя импульсами подсветки устанавливалась равной 15 нс. Расстояние между двумя положениями движущейся ДГ в начале и в конце этого интервала времени использовалось для измерения величины скорости ДГ.

В момент перехода ДГ к сверхзвуковому движению обнаружена модуляция интенсивности прошедшего сквозь образец света. На микрофотографии двойной динамической доменной структуры (рис. 9, *a*) видны чередующиеся темные и светлые полосы на заднем фронте от первого и второго импульсов света. В исследуемых образцах TmFeO_3 при этом наблюдается изменение формы первоначально прямолинейной ДГ.

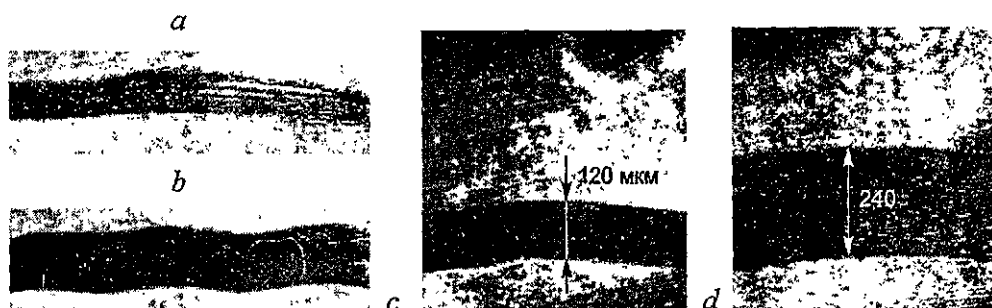


Рис. 9. Микрофотографии динамических структур в TmFeO_3 при 168 К с временной задержкой 15 нс в момент преодоления скорости поперечного звука (*a*), при скоростях $8 \cdot 10^3$ м/с (*b*), $6,7 \cdot 10^3$ м/с (*c*) и $16 \cdot 10^3$ м/с (*d*). Доменная граница движется снизу вверх

Как это видно из микрофотографии, в это время на ДГ возникает лидирующий участок. Слева и справа от лидирующего участка скорость ДГ еще остается равной скорости поперечного звука в TmFeO_3 : $3,6 \cdot 10^3$ м/с. В то же время скорость лидирующего участка ДГ уже превышает эту величину и достигает $5 \cdot 10^3$ м/с.

Аналогичная модуляция света имела место и в пластинчатом образце DyFeO_3 при переходе ДГ к сверхзвуковому движению. Модуляция света наблюдается только в момент преодоления ДГ звукового барьера. Об этом свидетельствует сравнение микрофотографий (рис. 9, *a*, 9, *b* – 9 *d*) для TmFeO_3 . На рис. 9, *b* представлена динамическая доменная структура при скорости ДГ $8 \cdot 10^3$ м/с. В этом случае образу-

ются три лидирующих участка. При этом модуляции интенсивности света не наблюдается. При исследовании динамики ДГ в YFeO_3 подобное явление не было обнаружено.

Движение ДГ со сверхзвуковыми скоростями сопровождается образованием устойчивых структур впереди ДГ. На рис. 9, *c* представлена микрофотография устойчивой ДГ при скорости $6,7 \cdot 10^3$ м/с. Перед ДГ образуется новая фаза с периодом 122 мкм, движущаяся со скоростью около $9 \cdot 10^3$ м/с. Место ее возникновения зависит от скорости движения ДГ и располагается на нормали к касательной в точке искривления ДГ в момент преодоления ею звукового барьера. При скорости ДГ $16 \cdot 10^3$ м/с (рис. 9, *d*) видны уже две подобные структуры, взаимодействие которых приводит к интерференции с периодом 20 мкм и не меняет скорости их движения и периода модуляции, которые остаются такими же, как и ранее.

Магнитоупругое взаимодействие, несмотря на небольшие величины соответствующих констант, в резонансных условиях может оказать существенное влияние на взаимодействие спиновых волн через упругую систему. Деформация пластинки, вызванная движением ДГ, амплитуды которой достигает 7 нм, может изменить магнитные свойства из-за искажений кристаллической решетки и вблизи ДГ, и во всем объеме пластины. Это может привести не только к торможению ДГ на соответствующих скоростях, много меньших скорости звука, но и к перестройке доменной структуры, сопровождаемой возникновением новых фаз в любой точке пластины.

Наблюдаемый контраст чередующихся полос на рис. 9, *a*, являющийся следствием фарадеевского вращения поляризации света, свидетельствует о спиновой природе волн, амплитуда которых сравнима с ДГ, т. е. об их сильной нелинейности. Учитывая сильно резонансный характер магнитоупругой связи, обусловленный обменным усилением [15], мы полагаем, что наблюдаемая модуляция света впереди движущейся ДГ является уединенной волной, которую можно назвать магнитоупругим солитоном (бризером). Так в [16], с помощью численного расчета показано, что после прохождения ДГ через плоский слой с параметрами магнитной анизотропии, отличными от параметров в основном объеме бесконечного ферромагнетика, возможно зарождение солитонов типа «затухающего бризера», нуль-градусной ДГ или промежуточного состояния.

Характерно, что при исследовании динамики ДГ в YFeO_3 подобное явление не было обнаружено. Этот факт может свидетельствовать о возрастании влияния магнитных неоднородностей на поведение ДГ на околосвуковых скоростях движения, когда сильная диссипация энергии спиновой системы в фононную приводит к изменению симметрии



кристалла и констант анизотропии, и, как теоретически показано в [6], в этих условиях может возникать упругий солитон, отстающий от ДГ при преодолении ею звукового барьера.

Подобные условия, которые можно отнести к резонансным, могут возникать из-за влияния границ образцов и самой ДГ, так как фазовая скорость спиновых волн превышает $20 \cdot 10^3$ м/с. Об этом свидетельствует возникновение устойчивых структур магнитоупругой природы впереди ДГ (рис. 9, *c, d*). Свойство этих структур сохранять форму огибающей и периода модуляции при столкновении позволяет отнести их к магнитоупругим солитонам (возможно, бризерам).

Заключение

В результате проведенных исследований и расчетов показано, что резонансные условия, возникающие в упругой и спиновой подсистемах, существенно увеличивают последствия магнитоупругого взаимодействия и приводят к новым эффектам:

- Двумерный резонатор для поверхностных волн Лэмба, которым является любая пластина ортоферрита, используемая в экспериментальных исследованиях, при периодическом действии продвигающего магнитного поля усиливает изгибные колебания, которые могут повлиять на динамику ДГ.

- Магнитные неоднородности в условиях резонанса между спиновой и упругой подсистемами приводят к возникновению магнитоупругого солитона (бризера), отстающего от ДГ при преодолении ею звукового барьера, и пульсационного движения ДГ, сопровождаемого ее пиннингом.

- Резонатор спиновой системы, обусловленный границами образца, магнитными неоднородностями и ДГ, приводит к возникновению магнитоупругих солитонов (бризеров) перед движущейся ДГ, которые могут также изменить ее динамику.

Библиографические ссылки

1. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин. М., 1963.
2. *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.
3. *Резонансное торможение доменной границы на винтеровских магнонах в ортоферритах* / М. В. Четкин, А. П. Кузьменко, А. В. Каминский, В. Н. Филатов // ФГТ. 1998. 40(9).



4. *Дифракция* света на динамических упругих деформациях доменной границы в ортоферритах в момент преодоления звукового барьера / А. П. Кузьменко, А. В. Каминский, Е. А. Жуков, В. Н. Филатов // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 4.
5. *Ким П. Д., Хван Д. Ч.* Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // ФТТ. 1982. 24(8).
6. *Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф.* Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках: Препринт ФИАН СССР. М., 1982. № 108.
7. *Кузьменко А. П.* Низкотемпературная динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // Физика низких температур. 2002. Т. 28. Вып. 5.
8. *Kuz'menko A. P., Kaminskiy A. V., Zhukov E. A.* Elastically induced mechanism of magnetization reversal in orthoferrites // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 257.
9. *Викторов И. А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэля и Лэмба. М., 1966.
10. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М., 1987.
12. *Четкин М. В., Кузьменко А. П., Булгаков В. К.* Микросондирование динамических свойств прозрачных слабых ферромагнетиков доменной границей // Физика. 2001. Вып. 6. (Изв. высш. учеб. заведений).
13. *Кузьменко А. П., Жуков Е. А.* Упругие колебания в пластинчатом образце ортоферрита иттрия, индуцированные движущейся доменной границей // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1.
14. *Бондаренко А. Н., Базылев П. В., Луговой В. А.* Исследование амплитудно-временных характеристик поверхностных акустических волн при лазерном возбуждении // Автометрия. 2002. № 2.
16. *Влияние* давления кислорода при синтезе на свойства монокристаллов ортоферритов / А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, А. В. Антонов, В. Е. Бахтеузов // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1971. 35(6). 40(9).
17. *Туров Е. А., Найш В. Е.* К теории слабого ферромагнетизма в редкоземельных ортоферритах // ФММ. 1960. 9(1).
18. *Екомасов Е. Г., Шабалин М. А., Азаматов Ш. А.* Численное моделирование зарождения магнитных неоднородностей в реальных магнетиках // Исследовано в России. 2005. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/154.pdf>