

Резонансное торможение доменной границы в ортоферритах на винтеровских магнонах

© М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филатов

Хабаровский государственный технический университет,
680035 Хабаровск, Россия

(Поступила в Редакцию 20 января 1998 г.)

Представлены результаты исследований сверхзвуковой динамики доменных границ в пластинчатых образцах YFeO_3 с толщинами 10, 35, 40, 120 и 125 μm , синтезированных разными методами, и в образце EuFeO_3 толщиной 60 μm при температуре жидкого азота. Установлены закономерности в возникновении на полевых зависимостях скорости движения доменных границ от амплитуды импульсного магнитного поля нелинейных участков в виде интервалов с постоянными скоростями. Получено качественное согласие экспериментальных данных и расчетных значений скоростей и величин интервалов их постоянства в предположении действия механизма резонансного торможения доменных границ при сверхзвуковых скоростях на параметрически возбуждаемых винтеровских (пристеночных) магнонах.

Исследования динамики доменных границ (ДГ) в ортоферритах [1,2] позволили установить скорость насыщения $C = 20 \cdot 10^3$ м/с, которая оказалась большей, чем скорости поперечного и продольного звуков, получила теоретическую интерпретацию в ряде работ и равна минимальной фазовой скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии. Высокие поля опрокидывания магнитных подрешеток и этих материалов (~ 80 кОе), сверхзвуковые скорости движения ДГ, существенно превышающие известный уокеровский предел для ферромагнитных материалов, позволяют рассматривать смещение ДГ в качестве основного механизма перемагничивания. Полевая зависимость скорости ДГ $V(H)$ в ортоферритах имеет ярко выраженный нелинейный характер. Помимо скорости насыщения на зависимости $V(H)$ были обнаружены интервалы магнитных полей с постоянной скоростью вблизи скоростей поперечного (V_t) — ΔH_t — и продольного (V_l) — ΔH_l — звуков, равных соответственно 4.2 и $7.2 \cdot 10^3$ м/с. В теоретических исследованиях было показано, что эти особенности имеют магнитоупругую природу.

Совершенствование экспериментальной техники исследований в последнее время обеспечило существенное увеличение точности проводимых измерений скорости. Это обеспечивалось выгодным сочетанием магнитных и магнитооптических свойств ортоферритов и позволило рассматривать эти материалы как весьма удобный объект для исследований процессов перемагничивания. Достаточно высокий контраст доменной структуры позволяет исследовать динамику ДГ без применения усилителей яркости. В результате кроме уже отмеченных особенностей на полевой зависимости $V(H)$ удалось экспериментально обнаружить целый ряд дополнительных особенностей (ΔH_n) при скоростях ДГ в интервале от скорости V_t до C . Образование указанных особенностей связывалось с торможением ДГ на оптических фононах, на возбуждаемых ДГ пластинчатых волнах Лэмба. Основные результаты исследований сверхзвуковой нелинейной и неоднородной динамики ДГ в ортоферритах были обобщены в обзоре [1] и монографии [2].

Однако все указанные механизмы не обеспечивали последовательного и полного объяснения всей совокупности экспериментально наблюдаемых особенностей на полевых зависимостях скорости ДГ от магнитного поля. В настоящей работе предпринимается попытка провести сравнение экспериментальных и теоретических результатов, объяснить образование дополнительных особенностей (помимо особенностей на скоростях V_t , V_l и C) в рамках модели резонансного торможения ДГ на винтеровских магнонах, возбуждаемых движущейся ДГ [3–5]. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими выводами, что свидетельствует об адекватности предложенной в [4,5] модели. Проведенные расчеты значений скоростей V_n и ΔH_n , основные особенности поведения неоднородной ДГ на сверхзвуковых скоростях качественно совпадают с результатами эксперимента в пластинках ортоферритов разных толщин и ориентаций, выращенных различными методами.

1. Методика и образцы для исследований

Нелинейная сверхзвуковая динамика ДГ в ортоферритах предъявляет довольно жесткие требования к точности выбираемого метода измерения скорости. Значительный прогресс в этом смысле представляет переход к импульсным методам и высокоскоростной микрофотографии. Создание стробоскопической установки с импульсами света порядка 6 нс существенно повысило точность исследований [1,2]. Это впервые позволило установить факт неоднородного и нестационарного перехода к сверхзвуковому движению. Последнее обстоятельство потребовало еще более значительного уменьшения длительности импульсов света (менее чем до 1 нс). В работе [6] был применен метод двухразовой подсветки. Пространственное разделение пучка света от лазера на два луча было применено в этом методе впервые. Задержка между лучами с разными поляриза-

циями осуществлялась системой зеркал с изменяемым расстоянием и могла варьироваться от 1 до 15 ns. Синхронизация импульсов света с импульсами магнитного поля не влияла на точность измерений скорости. При этом удавалось получать высококонтрастные двойные динамические фотографии доменных структур в реальном масштабе времени. Расстояния, проходимое ДГ за время оптической задержки, измерялось по негативам на микроскопе УИМ-23 с точностью до $0.5 \mu\text{m}$. Все это обеспечило минимальную погрешность проводимых измерений скорости ДГ в ортоферритах, которая оказалась менее 2%, существенно зависела только от скорости движения и приводила только к размазке ДГ за время светового импульса.

Образцами для исследований являлись пластинки YFeO_3 с толщинами 10, 35, 90, $120 \mu\text{m}$ и пластинка EuFeO_3 толщиной $60 \mu\text{m}$, вырезанные перпендикулярно оптической оси, в которых изучалась динамика ДГ неелевского типа. Предварительно образцы подвергались химической полировке. Образец толщиной $90 \mu\text{m}$ специальным образом помещался в аморфную массу канадского бальзама между двумя тонкими пластинками. Динамика ДГ в пластинке образца EuFeO_3 исследовалась при $T = 4.2$ и 77K в оптическом гелиевом криостате. Все эти образцы были синтезированы методом бестигельной зонной плавки с оптическим нагревом. Исследовалось также движение ДГ в пластинке образца толщиной $125 \mu\text{m}$, выращенного методом гидротермального синтеза. Почти все исследования динамики ДГ были выполнены по методу двухразовой подсветки в реальном масштабе времени. В образце толщиной $10 \mu\text{m}$ измерения скорости ДГ проведены по стробоскопической методике.

2. Результаты исследований и их анализ

На рис. 1 и 2 представлены полученные экспериментально зависимости скорости движения ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля $V(H)$ во всех исследованных образцах. Рис. 1 иллюстрирует зависимости $V(H)$ в пластинках разных толщин (10, 35 и $120 \mu\text{m}$), полученные при комнатной температуре. Все исследования проводились в полях до 2 кОе, а образец толщиной $35 \mu\text{m}$ исследовался в полях до 5 кОе.

На полевой зависимости $V(H)$ для образца YFeO_3 толщиной $120 \mu\text{m}$ с ДГ неелевского типа присутствует последовательность интервалов постоянства скоростей (ΔH_n) при скоростях $V_n = (10.6, 12, 13.8, 14.5, 15.5, 16.2, 17, 17.8, 18.4, 19.2, 19.8) \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Общее число наблюдаемых особенностей составило одиннадцать. При этом укажем, что ΔH_n при $n = 6$ (ΔH_0) имеют ширину 75 Ое, тогда как $\Delta H_0 = 260$ Ое. С ростом n интервал ΔH_n увеличивается, а разность $(V_{n+1} - V_n)$ уменьшается. На зависимости $V(H)$ для образца с $d = 10 \mu\text{m}$ наблюдаются особенности только при $V_n = 16.2$ и $19.2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Ширина особенности ΔH при $V = 16.2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ для этого образца оказалась

равной 570 Ое, в то время как ее величина для образца с толщиной $120 \mu\text{m}$ составила только 70 Ое. Аналогичный ход имеет зависимость $V(H)$ для образца с толщиной $d = 35 \mu\text{m}$. В этом случае число особенностей ΔH_n сократилось до семи, и они имеют место при $V_n = (10.4, 12, 14.5, 16.2, 17.0, 18.0 \text{ и } 19.0) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ в полях до 5 кОе. Вследствие значительного возрастания ширины особенностей ΔH_n предельная скорость ДГ C достигается только в полях выше 5 кОе, которые не приведены на рис. 1.

Во всех экспериментах с пластинками ортоферрита иттрия малых толщин $d = 10, 35$ и $40 \mu\text{m}$, как отмечалось ранее [1,2], наблюдается тенденция к увеличению ширины магнитоупругой аномалии при скорости поперечного звука ΔH_t . Ширина ΔH_t составила 370, 270 и 90 Ое соответственно для образцов с толщиной $d = 10, 35$ и $120 \mu\text{m}$, на что впервые указывалось в работе [6]. Тенденция к значительному возрастанию ширины ΔH_n по мере уменьшения толщины и подвижности ДГ, отмеченная для образцов с разными толщинами, сохраняется, как это видно из графической зависимости $V(H)$. Число скоростей V_n при этом оказывается также зависящим от толщины образца. Так, для образца с толщиной $10 \mu\text{m}$ $n = 2$, для $d = 35 \mu\text{m}$ $n = 7$, а для $d = 120 \mu\text{m}$ $n = 11$. Зависимости ΔH_t и ΔH_l от подвижности ДГ согласуются с правилом Максвелла, обоснование применимости которого было проведено в работе Гомонова с соавторами [7].

Приведенные на рис. 1 полевые зависимости $V(H)$ для образцов YFeO_3 с разными толщинами позволяют установить следующие характерные закономерности образования ΔH_n : 1) на зависимостях $V(H)$ для ортоферрита YFeO_3 на скоростях $V_n < C$, отличных от V_l и V_t , наблюдается образование дискретного ряда особенностей ΔH_n ; 2) количество наблюдаемых особенностей существенно зависит от толщины образца и возрастает с увеличением толщины исследуемой пластинки; 3) по мере приближения скорости ДГ к предельной скорости C происходит существенное уменьшение интервала между отдельными значениями V_n : разность $(V_{n+1} - V_n)$ стремится к нулю; 4) ширина интервалов ΔH_n возрастает с увеличением значения V_n и уменьшением толщины пластинки.

На рис. 2 представлены полевые зависимости $V(H)$, полученные в образце EuFeO_3 и образце YFeO_3 , выращенном методом гидротермального синтеза. В образце толщиной $d = 120 \mu\text{m}$ исследовалась динамика наклонной границы блоховского типа, плоскость которой в статике перпендикулярна оси [010]. Подвижность границы в этом образце почти в 2 раза меньше, чем на зависимостях, представленных на рис. 1. Особенность на скорости продольного звука H_l составила 220 Ое, тогда как для образца, выращенного методом бестигельной зонной плавки (рис. 1), она имела ширину 90 Ое. Сравнение экспериментальных значений ΔH_t и ΔH_l на зависимостях $V(H)$, представленных на рис. 1 и 2, согласуется с выводами авторов работ [4,7,8] о существовании зависимости между величиной подвижности ДГ и ширинами магнитоупругих особенностей на

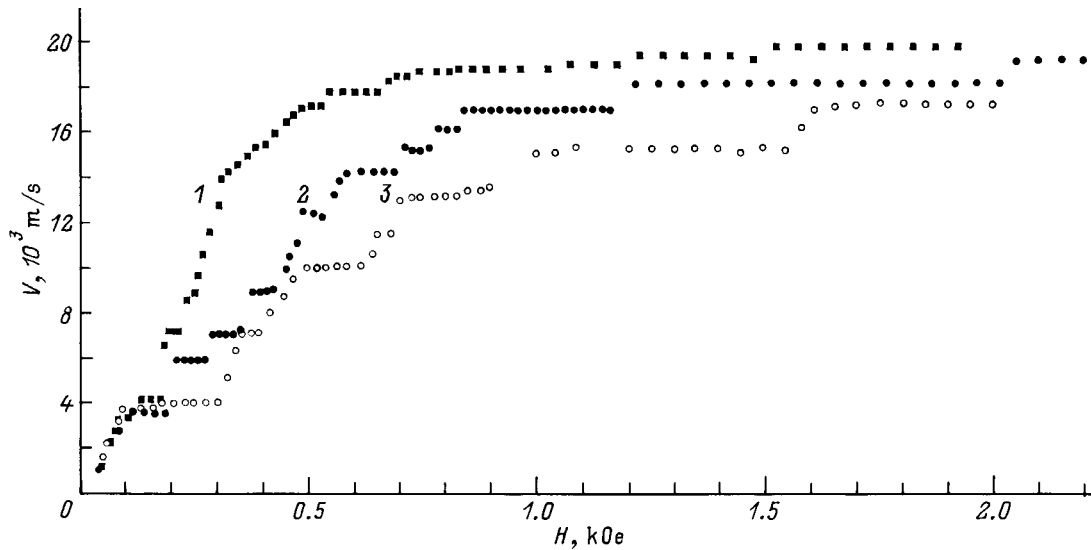


Рис. 1. Полевая зависимость скорости ДГ в пластинках ортоферрита иттрия разной толщины. d (μm): 1 — 10, 2 — 35, 3 — 120.

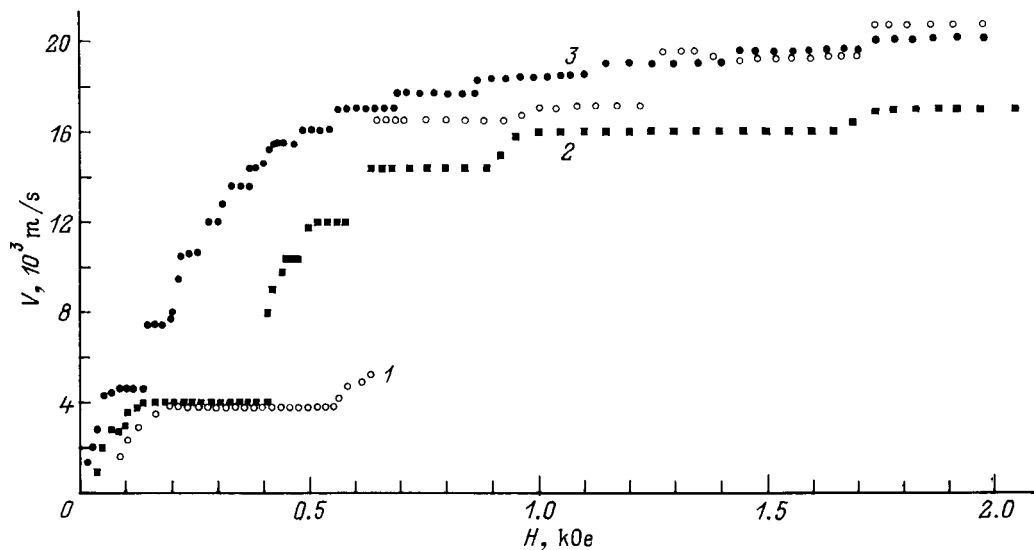


Рис. 2. Полевая зависимость скорости ДГ в образцах ортоферритов иттрия (1, 2) и европия (3). 1 — $d = 120 \mu\text{m}$ ДГ [010], 2 — $d = 125 \mu\text{m}$, выращен гидротермальным методом, 3 — EuFeO_3 толщиной $60 \mu\text{m}$ при $T = 77 \text{ K}$.

полевых зависимостях. В то же время анализ величины интервала постоянства скорости ДГ ΔH_i , выполненный в [7], проведен без учета существенного влияния толщины исследуемых пластинок.

Кроме магнитоупругих аномалий на этой зависимости $V(H)$ обнаружены особенности при скоростях V_n . Здесь также имеют место отмеченные выше закономерности в распределении ΔH_n . Однако общее число ΔH_n немного сократилось. ДГ на сверхзвуковых скоростях перестает быть плоской. Движение ее становится существенно неоднородным [1, 2, 6]. В полях выше 1.9 kOe для первоначально наклонной ДГ удалось достигнуть предельной скорости S , которая оказалась также равной $20 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Таким образом, предельные скорости движения ДГ двух

типов оказались одинаковыми. Следует также отметить что, как следует из работы [9], для всех типов ДГ их плоскость остается на этих скоростях перпендикулярной плоскости образцов.

Исследовалась зависимость $V(H)$ для пластинки YFeO_3 толщиной $90 \mu\text{m}$, помещенной в канадский бальзам. В этих условиях наблюдалось возрастание ширины магнитоупругих особенностей ΔH_i и ΔH_f . Переход к сверхзвуковому движению носил скачкообразный, сильно нестационарный характер и сопровождался интенсивным искривлением ДГ. Подвижность ДГ составила $3000 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$, тогда как в свободном состоянии подвижность ДГ в этом образце была $4500 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$. Наблюдаемый в этом эксперименте резкий переход к

Значения экспериментальных и расчетных скоростей V_n , на которых наблюдается торможение ДГ на пристеночных магнонах

Толщина образца / размер неоднородностей, μm	Номер и величина скоростей $V_n > V_l$, 10^3 m/s											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
10 (эксп.)	16.2	19.2										
30/10 (расч.)	16.6	19.0	19.6	19.8								
120 (эксп.)	10.6	12.0	13.8	14.5	15.5	16.2	17.0	17.8	18.4	19.2	19.8	
30/120 (расч.)	8.9	10.6	12.0	13.2	14.1	15.0	15.6	16.2	16.6	17.0	17.4	

сверхзвуковому движению ДГ может быть качественно объяснен неустойчивостью ее движения из-за нарушения граничных условий в плоскости, перпендикулярной плоскости доменной стенки с неелевской конфигурацией, на что указывалось в [10].

На рис. 2 представлена также зависимость $V(H)$ для образца с толщиной $125 \mu\text{m}$, выращенного методом гидротермального синтеза. Подвижность ДГ в этом образце оказалась равной $4500 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$. На экспериментальной зависимости $V(H)$ также наблюдалось образование магнитоупругих аномалий ΔH_t и ΔH_l . При дальнейшем увеличении продвигающего поля наблюдался плавный рост скорости практически до $15.5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Затем с увеличением магнитного поля на зависимости $V(H)$ происходит образование особенностей ΔH_n на скоростях $V_n = (17.1, 17.8, 18.8, 19.4, 19.8) \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Образование этих особенностей полностью подчиняется отмеченным выше закономерностям.

Как видно из рис. 2, для зависимости $V(H)$, полученной при $T = 77 \text{ K}$ в EuFeO_3 , торможение ДГ наблюдалось на скоростях $(3.5, 5.8, 7.5, 12, 14, 15.5, 17) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ в полях до 4 kOe и на скоростях $(18, 19, 20) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ в полях до 5 kOe (не приведены на рисунке). Для EuFeO_3 исследования были проведены также при температуре жидкого гелия. При этом зависимость $V(H)$ имела также нелинейный характер, полочки наблюдались на скоростях следующего ряда $(3.5, 5.8, 7.5, 14) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ в полях до 0.5 kOe . Переход к сверхзвуковому движению носил нестационарный и неоднородный характер.

3. Обсуждение результатов

Выше отмечалось, что переход к сверхзвуковому движению сопровождается нестационарностью и неоднородностью. Особенно отчетливо такое поведение ДГ для образца, помещенного в канадский бальзам, и для образца толщиной $10 \mu\text{m}$. Интервал поля, в котором наблюдается переход к скорости $V_n > V_{l,l}$, имеет величину менее 10 Oe [1,2]. В этом интервале исследование зависимости смещения ДГ от начала и до конца движения по образцу внутри катушки носит сильно нестабильный характер. Это не позволяет точно определять величину скорости ДГ в момент перехода к сверхзвуковому движению. При дальнейшем увеличении амплитуды магнитного поля движение ДГ приобретает стационарный и устойчивый характер. Возникающая в момент перехода

неоднородность при этом сохраняется. Неоднородность движения ДГ, как это видно из фотографий двойных динамических доменных структур, приведенных в [1,2,9], остается "самоподобной" в процессе движения по образцу в однородных магнитных полях.

Проведенное в [4] теоретическое рассмотрение особенностей на зависимости $V(H)$ в виде интервалов постоянства скоростей было основано на возможности резонансного торможения ДГ на винтеровских (пристеночных) магнонах (ПМ) [3]. Изгибные колебания в доменной стенке, отвечающие ПМ, имеют собственные частоты, определяемые толщиной исследуемой пластинки. В монокристаллических образцах, выращенных по методу бестигельной зонной плавки, отмечается образование структуры полос роста. Возникновение этих периодических неоднородностей, по мнению авторов работы [11], связано с локальными флуктуациями температуры из-за действия механизма концентрационного переохлаждения. Флуктуация температуры в процессе роста приводит к возникновению включений с немагнитными ионами Fe^{2+} или Fe^{4+} и к искажениям в октаэдрическом кислородном окружении ионов Fe^{3+} . Немагнитные включения оказываются менее прозрачными в проходящем свете. Это позволяет наблюдать их визуально под микроскопом в виде чередующейся системы темных полос. Период этих неоднородностей составляет в среднем $20-30 \mu\text{m}$. Для образцов, плоскости которых были перпендикулярны оптической оси, ростовые полосы неоднородностей были почти параллельными ДГ.

Размеры наблюдаемых неоднородностей определяют пространственные частоты периодической силы, действующей на движущуюся ДГ. В случае совпадения собственной частоты ПМ с этой пространственной частотой происходит резонансное торможение ДГ в ортоферритах. Этот механизм был предложен в [4].

Для проверки адекватности описанного физического механизма торможения ДГ проведем сравнение экспериментальных данных с теоретическими выводами. Значения скоростей V_n , на которых наблюдается образование особенностей ΔH_n , могут быть определены из выражения

$$V_n = \frac{Cn(L/2d)}{\sqrt{1 + (nL/2d)^2}}. \quad (1)$$

Набор значений V_n , согласно (1), определяется отношением периода неоднородности L к толщине пластинки d . В таблице приведены экспериментально обнаруженные

и расчетные величины скоростей V_n , полученные в соответствии с (1) в предположении действия механизма резонансного торможения ДГ на ПМ. Подбором величины отношения L/d удалось достигнуть качественного согласия между этими значениями V_n . Наиболее полное соответствие наблюдается в предположении, что период неоднородности составляет $30 \mu\text{m}$, что согласуется с результатами проведенных нами измерений периодов этих неоднородностей. Наибольшее согласие наблюдается для скоростей V_n , наблюдаемых в тонких пластинках. Оценка числа ΔH_n из соотношения (1) для пластинки ортоферрита с толщиной $10 \mu\text{m}$ при $L = 30 \mu\text{m}$ дает $n = 2$, что согласуется с опытными данными.

В теоретических выводах [4] предложено также аналитическое выражение для полевой зависимости $V(H)$, содержащей экспериментально обнаруженные особенности ΔH_n при скоростях V_n . Ширина этих особенностей определяется соотношением

$$\Delta H_n \approx \frac{(CQ\varepsilon_n(d))^2 V_n \tau}{32\gamma\omega_d \Delta_0} \left(\sqrt{1 - (V_n/C)^2} + \frac{2d^2}{l^2} \right), \quad (2)$$

где $\omega_d = 10^5$ — поле Дзялошинского, $\varepsilon_i = 10^{-2}$ — глубина модуляции спектра винтеровских магнонов пространственным потенциальным рельефом (пространственной частотой), $Q = 10^5$ — добротность винтеровских магнонов, Δ_0 — ширина статической ДГ. Величина ΔH_n оказывается существенно зависящей от толщины пластинки. С уменьшением толщины интервал с постоянной скоростью ΔH_n возрастает примерно на $2/d$. Проведенные экспериментальные исследования, представленные на рис. 1 и 2, также подчиняются этой зависимости. К примеру, проведем сравнение ширин особенностей ΔH_n на скорости $V_n = 16.2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ (наблюдаемых для пластинок с $d = 120, 20, 10 \mu\text{m}$), которые составили 120, 350 и 570 Ое соответственно.

На основании (2) по величине опытных данных ΔH_n можно оценить значения τ_n и проверить выполнимость условия применимости предложенной в [4] модели резонансного торможения ДГ в ортоферритах на винтеровских ПМ, в соответствии с которым $\omega_n \tau_n \gg 1$. Оценка τ_n дает 10^{-7} s , и для выполнения условия $\omega_n \tau_n \gg 1$ следует принять, что нижний частотный порог винтеровских магнонов составляет 10^8 Hz . Для окончательного подтверждения применимости данной модели необходима проверка указанного условия для экспериментально измеренных времен релаксации винтеровских магнонов.

Таким образом, в работе экспериментально подтверждено наличие резонансного механизма торможения ДГ в ортоферритах на винтеровских пристеночных магнонах. Получено качественное согласие между экспериментальными значениями скоростей V_n и интервалов их постоянства ΔH_n по расчетным значениям, определяемыми в рамках модели резонансного торможения ДГ на винтеровских магнонах, возбуждаемых при совпадении собственной частоты пристеночных колебаний с пространственной частотой ростовых неоднородностей,

представляющих собой для ДГ потенциальный рельеф из немагнитных ионов типа Fe^{2+} и Fe^{4+} . Подтвердилась также возможность действия в этих условиях механизма параметрического резонансного усиления на некоторых скоростях V_n , когда в определенном интервале скоростей вблизи V_n наблюдается максимальная перекачка энергии от динамической ДГ в винтеровские магнонные колебания, что обуславливает появление изгибных неоднородных образований на ней. Проведена экспериментальная проверка адекватности данной модели торможения ДГ путем получения особенностей на зависимости $V(H)$ от искусственно созданных магнитных неоднородностей.

Список литературы

- [1] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
- [2] V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetsky. Dynamics of topological magnetic solitons. Springer (1994). 129 p.
- [3] J.M. Winter. Phys. Rev. **124**, 452 (1961).
- [4] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. Письма в ЖТФ **10**, 449 (1984).
- [5] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. Письма в ЖЭТФ **5**, 853 (1979).
- [6] М.В. Четкин, С.Н. Гадецкий, А.И. Ахуткина, А.П. Кузьменко. ЖЭТФ **82**, 1411 (1984).
- [7] С.В. Гомонов, А.К. Звездин, М.В. Четкин. ЖЭТФ **94**, 133 (1988).
- [8] А.К. Звездин, А.А. Мухин. ЖЭТФ **102**, 577 (1992).
- [9] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, В.Н. Филатов. Письма в ЖЭТФ **65**, 760 (1997).
- [10] N. Papanicolaou. Phys. Rev. **B55**, 12 290 (1997).
- [11] А.М. Балбашов, А.Я. Червоненкис, А.В. Антонов, В.Е. Бахтеузов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **35**, 1243 (1971).