

УДК 538.221

ИМПУЛЬСНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

О. С. Колотов, В. А. Погожев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Дан краткий обзор работ, посвященных проблеме импульсного перемагничивания пленок ферритов-гранатов. Главное внимание уделяется перемагничиванию пленок в пространственно однородных полях, ориентированных вдоль оси легкого намагничивания. Рассматриваются результаты исследования механизмов импульсного перемагничивания и особенности их влияния на основную импульсную характеристику материала — кривую импульсного перемагничивания. Обсуждается влияние несовершенства структуры реальных пленок ферритов-гранатов (наличие в них дефектов и слоистости) на особенности поведения намагниченности. Перечислены задачи, требующие своего решения.

1. Введение

Режим импульсного перемагничивания магнетиков используется для формирования электрических импульсов, ускорения электронов, модуляции мёсбауэровского излучения и т. д. [1—4]. Решение подобных технических задач невозможно без понимания физики импульсного перемагничивания. В то же время импульсное перемагничивание — один из интереснейших примеров неравновесных процессов, характеризующийся широким диапазоном длительностей (от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-9}$ с) и связанный с формированием динамических доменов, исследование которых является новым актуальным направлением в магнетизме. К тому же формирование динамических доменов может определяться явлением самоорганизации магнитных спинов [5]. Таким образом, значение проблемы импульсного перемагничивания выходит за рамки физической и прикладной магнитодинамики.

В этой проблеме важное место занимают пленки ферритов-гранатов (ПФГ). Основной интерес к исследованию ПФГ вызван их применением для записи информации [6—10]. Наряду с этим разрабатываются модуляторы оптического излучения, управляемые оптические транспаранты, в которых непосредственно используется импульсное перемагничивание [11—13]. Существенно, что имеется возможность прямого изучения механизмов импульсного перемагничивания в ПФГ путем наблюдения динамических доменов. До появления ПФГ такая возможность была реализована лишь в пермалловых пленках [14, 15].

Первые исследования импульсного перемагничивания ПФГ выполнены сотрудниками кафедр колебаний и общей физики для физического факультета МГУ [16]. Импульсное перемагничивание изучается также в Институте общей физики АН СССР (г. Москва), Мордовском государственном университете (г. Саранск), Институте проблем управления (г. Москва) и Центральном институте физики Венгерской АН (г. Будапешт). Здесь сделана попытка обобщить полученные результаты. Основное внимание уделяется случаю 180° -го перемагничивания ПФГ.

2. Сущность проблемы импульсного перемагничивания

Под импульсным перемагничиванием понимают процесс, который вызывается практически мгновенным изменением внешнего магнитного поля и в результате которого исходное состояние магнетика, характе-

ризуемое насыщением намагниченности вдоль некоторого преимущественного направления, сменяется состоянием насыщения вдоль другого преимущественного направления [15, 17, 18]. Предполагается, что магнитное поле однородно в объеме, занятом магнетиком, и остается неизменным в процессе перемагничивания. Эти условия важны не только для упрощения задачи теоретического исследования. Без их выполнения невозможно осмысление результатов работ разных авторов, а также сравнение свойств магнитных материалов. Это не исключает интереса к исследованию импульсных процессов в неоднородных полях. Так, в неоднородных полях генерируются цилиндрические магнитные домены (ЦМД) в заполняющих устройствах [19]. Интересные явления: формирование волны опрокидывания магнитного момента, возникновение магнитного вихря — обнаружены при перемагничивании ПФГ в аксиально-симметричном поле [20—23]. За недостатком места мы ограничимся рассмотрением поведения ПФГ в однородных полях.

Центральное место в обсуждаемой проблеме занимает вопрос о закономерностях поведения намагниченности. Его решение невозможно без исследования поведения средней намагниченности образца, изучения механизмов импульсного перемагничивания (т. е. характера пространственно-временного поведения намагниченности) и, наконец, анализа связей между поведением средней намагниченности образца, механизмами перемагничивания, свойствами и структурой магнетика.

Особенности поведения средней намагниченности отражаются интегральными импульсными параметрами и характеристиками материала. Важнейшей из них является кривая импульсного перемагничивания (КИП), представляющая зависимость обратного времени перемагничивания τ^{-1} от напряженности перемагничивающего поля H_s [15, 17, 18, 24]. КИП характеризует не только временные свойства магнетика, но и те энергетические затраты, ценой которых эти свойства достижимы. КИП несет важную информацию и о физике перемагничивания. Еще в конце 50-х гг. обнаружено [24], что КИП исследованных к тому времени магнетиков состоит из нескольких участков. Было высказано предположение, что каждому из них соответствует свой механизм перемагничивания. Это предположение подтверждено на примере пермалловых пленок [25, 26]. Из КИП находят пороговые поля H_0^i конкретных механизмов перемагничивания и соответствующие этим механизмам значения коэффициента переключения $S_w^i = \Delta H_s / \Delta(\tau^{-1})$ [15, 18; 24]. В свете сказанного ясно, что вопрос о форме КИП и ее связи с реальными механизмами перемагничивания, а также структурой и свойствами магнетика является ключевым в обсуждаемой проблеме. Ему и уделено главное внимание в обзоре.

3. Краткая характеристика методов исследования

Очевидно, что для изучения обсуждаемого явления нужны установки, позволяющие наблюдать динамические домены и исследовать поведение средней намагниченности. При их разработке используют опыт, накопленный при изучении пермалловых пленок [14, 15, 26, 27], а также при исследовании динамики доменных границ (ДГ) и ЦМД в ПФГ и пластинах ортоферритов [8, 28—30].

Для наблюдения доменов в ПФГ используют эффект Фарадея. Разработан ряд установок, позволяющих изучать динамику ДГ и регистрировать динамические домены при времени засветки $\tau_e \sim 0,1—1,0$ нс [5, 30—34]. Достижения лазерной техники позволяют существенно уменьшить τ_e . Однако в реальных установках предельная разрешающая

способность определяется не τ_e , а конечным (~ 15 — 50 нс) временем установления перемагничивающего поля, что делает дальнейшее снижение τ_e нецелесообразным.

Что касается универсальных установок, то к настоящему времени разработано не более трех [34—36], предназначенных для изучения ПФГ. Для исследования поведения намагниченности образца также используют эффект Фарадея. Свет, прошедший через ПФГ, регистрируется с помощью фотодетектора. Чтобы снизить уровень шумов, применяют импульсный источник света [26], момент включения которого автоматически изменяется относительно начала исследуемого процесса. В этом режиме светового стробирования время установления канала регистрации сигнала определяется длительностью светового импульса τ_e (~ 3 — 8 нс). Важный шаг сделан в работе [35], где использован режим двойного стробирования: с помощью стробируемого диода сигнал с фотодетектора регистрируется в течение интервала времени, много меньшего τ_e . В известных установках время установления канала регистрации доведено до $\sim 0,4$ — 2 нс.

Ряд особенностей импульсного перемагничивания ПФГ обнаружен на кафедре общей физики для физического факультета (ОФФФ) МГУ с помощью установки, позволяющей изучать поведение ПФГ с эффективным полем анизотропии $H_k \sim 1$ — $2,5$ кЭ. Время установления поля не превышало 5 нс при $H_s \sim 1$ кЭ и 8 — 10 нс при $H_s \sim 2,5$ кЭ. Неоднородность поля в пределах исследуемого участка пленки диаметром $\sim 0,5$ мм была менее 2% . Для детального исследования структуры КИП использовалось намагничивающее устройство [37], позволяющее изменять амплитуду импульса с шагом 3 — 5 Э. Динамические домены регистрировали при эффективном времени экспозиции 5 — 6 нс. Пространственная разрешающая способность установки была не хуже $0,6$ — $0,8$ мкм.

Петли гистерезиса ПФГ непрямоугольны. Поэтому для создания исходного состояния насыщения на образец подают постоянное поле смещения H_b . Импульсное поле H_p направлено в сторону, противоположную направлению поля смещения. При обсуждении результатов различных работ мы, следуя их авторам, будем приводить либо значения результирующего поля $H_s = H_p - H_b$, либо значения поля H_p .

4. Кривые импульсного перемагничивания ПФГ

Первые данные о форме КИП получены в работах [38—43]. К наиболее интересным результатам следует отнести обнаружение участков КИП с насыщением скорости перемагничивания [41, 42]. Ранее подобные участки не наблюдались достоверно ни для одного из исследованных магнетиков. Однако КИП исследовалась фрагментарно: в ограниченных интервалах поля и времени перемагничивания.

На кафедре ОФФФ МГУ проведено [43—45] систематическое исследование КИП практически во всем возможном интервале полей H_s . Его нижней естественной границей является поле H_{bt} , при котором достигается состояние технического насыщения пленки. Верхняя граница не определена столь четко, поскольку зависит от достижимой точности измерения времени перемагничивания. Из сказанного выше следует, что эта точность определяется конечным значением времени установления поля H_s (≤ 5 — 8 нс). Обнаружено, что по сравнению с другими исследованными магнетиками КИП ПФГ имеет более сложный вид: на ней выделяется от 8 до 11 участков. Характерные формы КИП приведены на рис. 1 и 2. Как правило, каждый из участков хорошо аппрок-

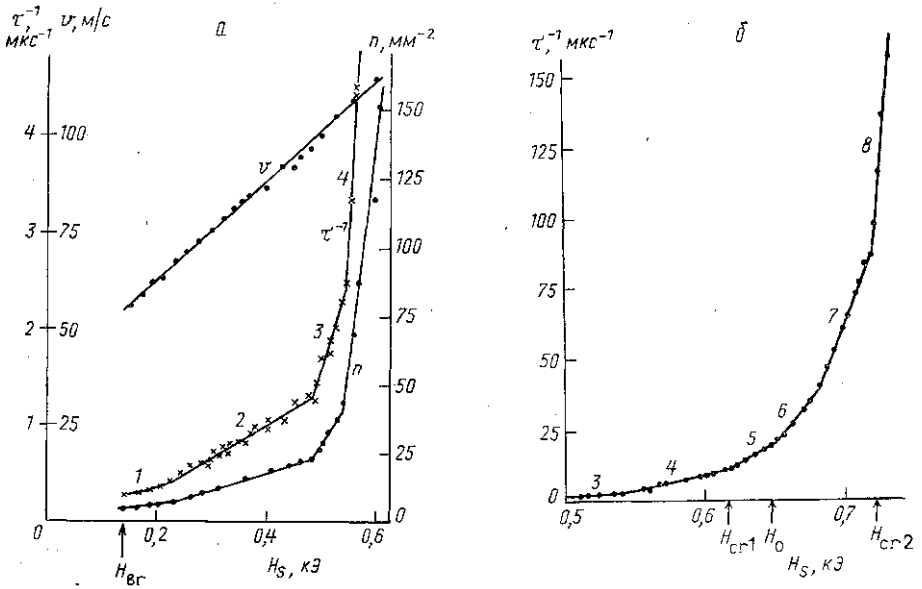


Рис. 1. а — Кривая импульсного перемагничивания $\tau^{-1}(H_s)$, зависимости плотности n зародышей обратной намагниченности и скорости v движения границ зародышей от напряженности перемагничивающего поля H_s . б — Участки 3—8 кривой $\tau^{-1}(H_s)$. Данные пленки: состав $(YSmLuCa)_3(FeGe)_5 \cdot O_{12}$; толщина $d=4,7$ мкм; $H_{br}=140$ Э; $M_s=15,2$ Гс; $H_0=H_k-4\pi M_s=650$ Э; поле коллапса $11,7$ Э; период равновесной доменной структуры $6,6$ мкм

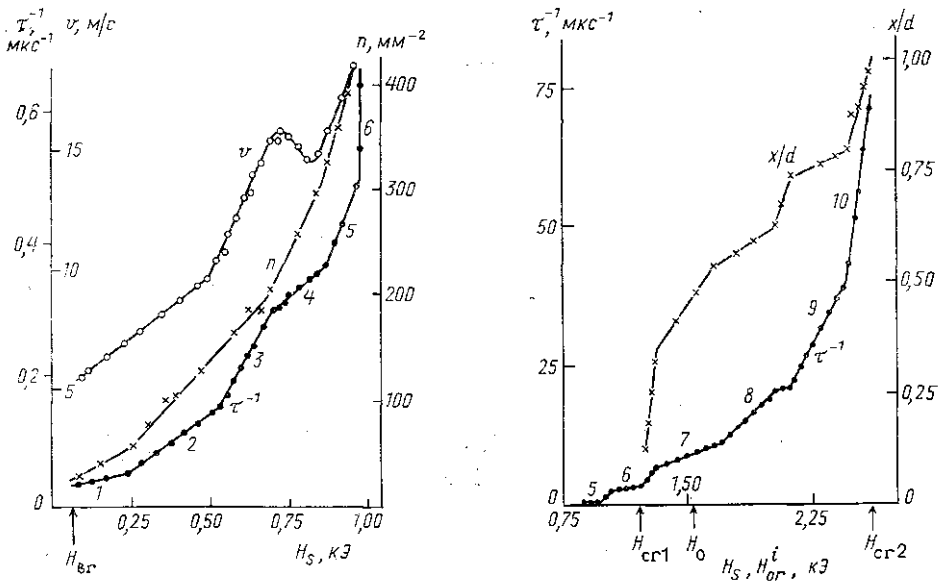


Рис. 2. Кривые импульсного перемагничивания $\tau^{-1}(H_s)$, зависимости плотности n зародышей обратной намагниченности и скорости v движения границ зародышей от напряженности перемагничивающего поля H_s . Зависимость $x/d=f(H_{cr}^i)$. Данные пленки: состав $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$; толщина $d=5,6$ мкм; $H_{br}=60$ Э; $M_s=8$ Гс; $H_0=1,53$ кЭ; поле коллапса 39 Э; период равновесной доменной структуры 20 мкм

симируется прямой линией, причем переход от одного из участков к другому (по мере роста поля H_s) сопровождается резким уменьшением коэффициента переключения (рис. 1). Однако для некоторых пленок наблюдаются обнаруженные в работах [41, 42] особенности: переход от одного из предыдущих участков к последующему (например, от участка 3 к участку 4 на рис. 2) может сопровождаться возрастанием S_w и даже заметным насыщением скорости перемагничивания (участок 6 на рис. 2).

Ключ к пониманию физического смысла КИП реальных ПФГ найден в результате анализа магнитооптических сигналов перемагничивания [44, 45]. Несколько ранее в работах М. В. Логунова и др. [41, 42, 46] обнаружено, что участку КИП с насыщением соответствует сигнал с четко различающимися начальной — «быстрой» и следующей за ней — «медленной» частями. Представления авторов о механизмах перемагничивания, ответственных за указанные особенности, непоследовательны. Так, в работе [41] предполагается, что перемагничивание начинается с вращения намагниченности в слое с пониженным значением H_k [47, 48], после чего формируется торцевая доменная граница. В работах [42, 46] те же авторы считают, что торцевая граница формируется в результате слияния нескольких несквозных зародышей обратной намагниченности, причем «быстрый» участок сигнала соответствует формированию зародышей, а более медленный — движению торцевой ДГ. Фотографий реальных динамических доменов в обсуждаемых работах не приводилось.

Подробные исследования, выполненные на кафедре ОФФФ, показали, что наличие на сигнале «быстрой» и «медленной» частей характерно не только для участков КИП с насыщением, но и для следующих за ним участков. Для иллюстрации сказанного на рис. 3 приведены сигналы с пленки, для которой наблюдается участок КИП с насыщением (участок 6 на рис. 2). В пределах этого участка длительность «быстрой» части достигает 200—300 нс. С ростом поля H_s напряжение сигнала, достигаемое к концу «быстрой» части, увеличивается и при некотором поле, совпадающем примерно с концом участка КИП с насыщением, на сигнале перестают различаться «быстрая» и «медленная» ча-

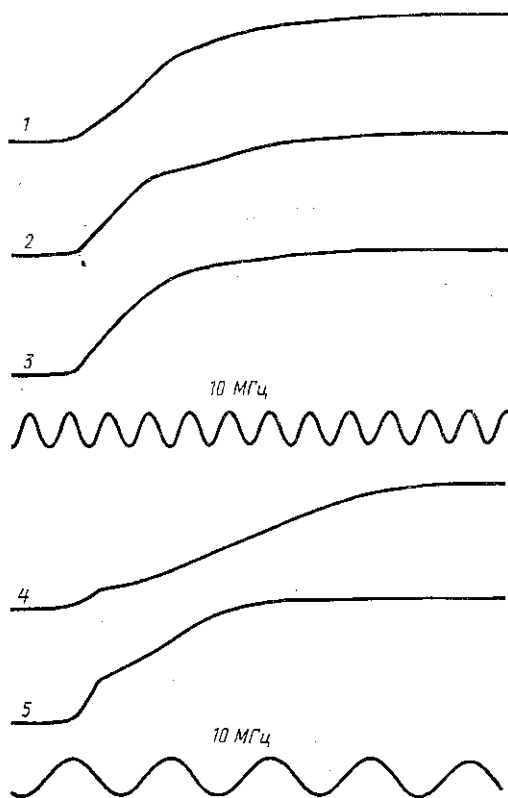


Рис. 3. Магнитооптические сигналы перемагничивания пленки, КИП которой приведена на рис. 2. Сигналы получены при следующих значениях поля H_s : 1,04 (1); 1,09 (2) и 1,12 кЭ (3), соответствующих участку 6 КИП на рис. 2, и 1,24 (4); 1,37 кЭ (5) — участку 7 этой кривой

сти (рис. 3, 3). При дальнейшем возрастании поля «быстрая» и «медленная» части вновь становятся различимыми (рис. 3, 4 и 5). Однако на этот раз длительность «быстрой» части τ_f уменьшается до 20—5 нс. Для ПФГ, у которых на КИП не обнаруживается участок с насыщением (см. рис. 1), не обнаруживается и сигнал с характерной длительностью «быстрой» части $\sim 10^{-7}$ с. Сигнал же с длительностью «быстрой» части $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} с характерен для всех ПФГ.

Напряжение сигнала A_1 , достигаемое в конце «быстрой» части с характерной длительностью $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} с, также растет с увеличением H_s и при некотором поле $H_s = H_{cr2}$ становится равным его амплитуде A_m . Строя зависимости A_1 от H_s , можно найти поле H_{cr1} , при котором появляется «быстрая» часть. На рис. 1 и 2 на оси абсцисс отмечены значения полей H_{cr1} и H_{cr2} . Там же отмечены средние значения порогового поля необратимого вращения $H_0 = H_h - 4\pi M_s$, измеренные методом ферромагнитного резонанса. Видно, что H_0 заключено между значениями H_{cr1} и H_{cr2} . Видно также, что поле H_{cr1} соответствует одному из изломов КИП (разделяющему участки 4 и 5 на рис. 1, 6 и участки 6 и 7 на рис. 2). Рассмотренные факты, а также малая длительность «быстрой» части сигнала свидетельствуют о том, что механизм перемагничивания ПФГ в полях $H_s > H_{cr1}$ должен отличаться от механизмов перемагничивания в меньших полях тем, что перемагничивание начинается с вращения намагниченности. Этот вывод подтверждается анализом динамических доменных структур.

5. Перемагничивание ПФГ в интервале полей $H_{br} < H_s < H_{cr1}$

Во всем интервале перемагничивание осуществляется путем роста зародышей обратной намагниченности. Для большей части полного времени перемагничивания зародыши являются сквозными. Исключение имеет место для пленок, на КИП которых есть участок с насыщением. Как мы увидим далее, в пределах этого участка перемагничивание действительно связано с ростом несквозных зародышей.

Первые исследования динамических зародышей выполнены Ивановым, Логгиновым, Рандохиным и Телесниным [16]. Изучались пленки состава $(Y\text{GdYbBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ с эффективным полем анизотропии $H_k \geq 1$ кЭ. Найдено, что в исследованном интервале полей $H_p (< 0,9$ кЭ) перемагничивание осуществляется путем роста зародышей, образующихся на дефектах и имеющих (до встречи друг с другом) цилиндрическую форму. Отмечено, что: 1) число и место появления зародышей в среднем повторяются от одного цикла перемагничивания к другому; 2) первые зародыши появляются через время $\sim 10^{-7}$ с после подачи перемагничивающего поля, и это время уменьшается с ростом H_p ; 3) число зародышей возрастает с увеличением H_p .

В ряде последующих работ [49—55] проведены более подробные исследования зависимости времени зародышеобразования, числа зародышей и скорости движения их границ от амплитуды перемагничивающего поля. Полученные результаты не сопоставлялись с формой КИП. К сожалению, теоретических работ, посвященных перечисленным вопросам, нет. Сказанное относится и к теории движения динамических ДГ. Действительно, в известных теоретических работах (см. обзоры и монографии [7, 8, 29, 56]) в основном рассматривается движение ДГ при $H_s \leq H_w = 2\pi M_s$, где H_w — поле Уокера, α — коэффициент затухания Гильберта. В реальных же ситуациях перемагничивание возможно лишь в полях $H_s \geq H_{br} (\sim 40\text{—}200 \text{ Э}) \gg H_w$. Следует также отметить, что экспериментальные исследования проводились на ПФГ, отличаю-

щихся по составу и условиям изготовления. Кроме того, обсуждаемые зависимости исследовались фрагментарно, в различных интервалах поля H_s . Неудивительно, что полученный материал носит противоречивый характер.

Так, согласно Клепарскому и др. [50, 51], изменение числа зародышей N от времени носит экспоненциальный характер. При этом показатель степени резко изменяется в процессе перемагничивания, так что кривая $\ln N(t)$ аппроксимируется двумя прямыми линиями. Согласно же Мартынову [52], число зародышей сначала быстро растет, а затем в течение длительного времени почти не изменяется. Дальнейшее изменение числа зародышей связано с их слиянием. Кривая, представляющая зависимость максимально наблюдаемого в процессе перемагничивания числа зародышей N_m от поля H_s , состоит из двух участков: начального, где N_m слабо зависит от поля, и следующего за ним, где N_m примерно пропорционально H_s .

Согласно [50, 51], максимально наблюдаемая плотность зародышей n (в достаточно больших полях) ограничивается значениями $(6-8) \cdot 10^2 \text{ мм}^{-2}$, что близко к результатам оценки средней плотности дислокаций $(8-9) \cdot 10^2 \text{ мм}^{-2}$. На этом основании утверждается, что активными центрами зародышеобразования являются локальные поля напряжений, образующихся вокруг дислокаций. Других экспериментальных работ, посвященных исследованию физической природы дефектов, вокруг которых формируются зародыши обратной намагниченности, нет.

В работах Мартынова, Рандошкина и Телеснина [52, 53] найдено, что при встрече границ расширяющихся зародышей образуется устойчивая 360° -я ДГ. На этом основании делается важный вывод о том, что внутри ДГ всех зародышей, возникающих при импульсном перемагничивании, направление вращения намагниченности одинаково. Другой информации о внутренней структуре динамических ДГ нет.

Большой интерес представляет вопрос о закономерностях движения ДГ динамических зародышей. Следует отметить, что в обширной литературе, посвященной динамике ДГ, в основном исследовались квазиравновесные ДГ (границы ЦМД, полосовых доменов и одиночные ДГ, удерживаемые в градиентном поле), формируемые задолго до подачи импульса, инициирующего их движение [8, 29, 56].

Клепарский и др. [31, 54, 55] измеряли скорость v границ динамических зародышей в стробоскопическом режиме. ДГ регистрировались и в режиме скоростной фотографии. На рис. 4 приведены примеры зависимостей $v(H_s)$ в логарифмическом масштабе. Там же показаны зависимости видимой ширины ДГ, наблюдаемой в стробоскопическом режиме, от поля H_s . На кривых, представляющих зависимости $v(H_s)$ для динамических ДГ, наряду с начальным линейным участком и последующим участком с насыщением скорости, характерными для квазиравновесных ДГ, обнаруживается участок, на котором v вновь возрастает с увеличением поля, причем по закону $v \sim (H_s - H_{03})^{1/2}$, где H_{03} — некоторое пороговое поле. Переход к последнему участку происходит в поле H_{cr} , при котором наблюдается расширение стробоскопического изображения ДГ (рис. 4).

Анализ изображений ДГ, полученных в режиме скоростной фотографии, показал, что в полях $H_s > H_{cr}$ ДГ претерпевают изгибные колебания с длиной волны $\lambda \sim 6-10 \text{ мкм}$. Фаза и амплитуда колебаний изменяются от одного цикла перемагничивания к другому, что и приводит к размытию стробоскопического изображения ДГ. Причиной появления изгибных колебаний авторы [31, 54, 55] считают локальные флуктуации угла между направлением намагниченности внутри ДГ и

ее плоскостью, причем колебания возникают, когда давление внешнего поля $2M_s H_s$ больше давления σ_w/R , обусловленного кривизной границы $1/R$. Здесь σ_w — поверхностная плотность энергии ДГ. Из этого условия следует

$$H_{cr} = \sigma_w / 2RM_s. \quad (1)$$

Проверялась справедливость выражения (1). Варьирование σ_w и M_s осуществлялось изменением температуры ПФГ. Предполагалось, что, согласно одномерной теории ДГ [8, 29, 57], $\sigma_w = 4(AK)^{1/2}$, где A и K —

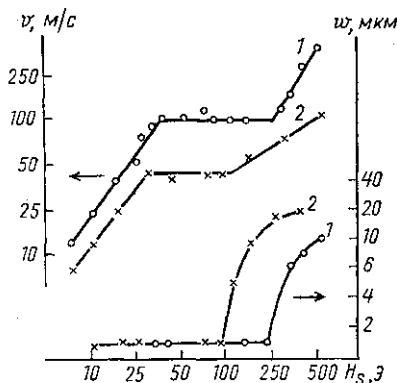


Рис. 4. Зависимости скорости v движения доменных границ и их видимой (в стробоскопическом режиме) ширины w от поля H_s при температурах: 7 (1) и 27 °C (2) (по работе [56])

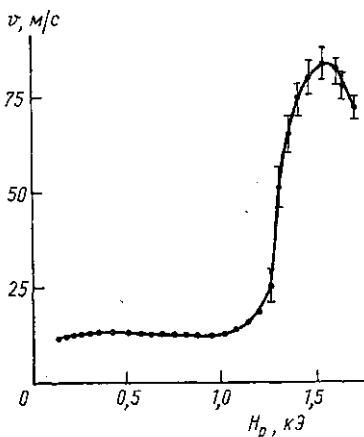


Рис. 5. Зависимость скорости v движения доменной границы от амплитуды перемещающего поля H_p (по работе [65])

константы обменного взаимодействия и анизотропии. Найдено, что в соответствии с (1) зависимость $H_{cr}(\sigma_w/2M_s)$ линейна. Резкое возрастание скорости динамических ДГ в больших полях наблюдалось затем в работах [52, 58]. Однако в отличие от только что рассмотренных результатов зависимость $v(H_p)$ на соответствующем участке аппроксимируется прямой линией. Анализ изображения ДГ также показал, что в полях H_p , в которых наблюдается этот участок, ДГ теряет резкие очертания и уширяется. Высказано предположение, что движение ДГ сопровождается вращением намагниченности в областях пленки, прилегающих к ДГ, причем вращение облегчается под действием полей рассеяния зародышей обратной намагниченности.

В работах Иванова, Логгинова и др. [59—62] исследовались границы ЦМД, находящихся в постоянном поле смещения. Обнаружено, что, если напряженность импульсного поля превышает некоторое пороговое значение H^* , вблизи ЦМД возникают магнитные возмущения на расстоянии 2,5—3 мкм впереди движущейся ДГ. Сама исходная ДГ заметных искажений не претерпевает. Найдено, что скорость движения исходной ДГ насыщается в довольно малом поле и далее в широком интервале полей практически не изменяется. Если же при измерении скорости фиксировать не мгновенное положение ДГ, а максимально

удаленные от нее возмущения, то обнаруживается резкое возрастание измеряемой таким образом скорости в полях $H_p > H^*$.

Позже формирование микровозмущений наблюдалось и при движении ДГ динамических зародышей [23, 63]. Установлено, что микровозмущения возникают лишь в ПФГ с малым значением параметра затухания α ($\leq 0,15$). Формирование микровозмущений авторы объясняют влиянием спиновых волн, излучаемых движущейся ДГ [63, 64].

Далее, найдено [62], что микровозмущения наблюдаются в ПФГ с небольшим фактором качества $Q = K/2\pi M_s$. В ПФГ с $Q \geq 10$ они вообще не возникают. Микровозмущения представляют собой несквозные зародыши, возникающие в поверхностном слое пленки с наименьшим значением H_k . Их формирование облегчается под действием горизонтальной составляющей поля рассеяния. Об этом свидетельствует характер влияния внешнего плоскостного поля: в зависимости от того, совпадает это поле по направлению с полем рассеяния или нет, формирование микрзародышей на одной из поверхностей ПФГ облегчается, а на другой затрудняется.

Наиболее сложная форма зависимости $v(H_s)$ получена в работе [65] (рис. 5). Из-за малой величины коэффициента затухания α ($\leq 0,01$) исследуемых пленок насыщение скорости ДГ достигается в слабых полях. В области насыщения скорости ДГ в процессе движения не изменяет своего профиля. При $H_p \geq 400$ Э на кривой $v(H_p)$ появляется участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, а ДГ испытывает изгибные колебания с периодом 3—4 мкм. Этот результат противоречит приведенным выше данным Клепарского и др., согласно которым появление изгибных колебаний сопровождается возрастанием скорости ДГ. Наблюдаемое в более высоких полях ($H_p \geq 1$ кЭ, рис. 5) резкое возрастание скорости объясняется генерацией ДГ микронеоднородностей. Далее появляется новый участок, где с ростом поля скорость движения ДГ уменьшается. Причина этого не обсуждается.

Таковы основные результаты исследования закономерностей движения динамических ДГ. Эти результаты не дают сколько-нибудь полного представления о свойствах динамических ДГ, возникающих в процессе импульсного перемагничивания, и к тому же они во многом противоречивы. Для снятия этих противоречий необходимы более систематические исследования, тщательно учитывающие зависимость наблюдаемых особенностей движения ДГ от индивидуальных свойств ПФГ.

Очевидно, что зависимости $v(H_s)$ и $n(H_s)$ должны определять форму КИП в полях $H_s < H_{cr1}$. Наиболее простая форма зависимости $v(H_s)$ показана на рис. 1, а. Для исследуемой пленки во всем интервале полей $H_{br} < H_s < H_{cr1}$ перемагничивание осуществляется путем роста сквозных зародышей, а зависимость $v(H_s)$ аппроксимируется прямой линией. Естественно, что форма КИП определяется формой кривой, представляющей зависимость $n(H_s)$.

Иная ситуация представлена на рис. 2. Здесь в интервале, где наблюдается рост сквозных зародышей (в пределах 1—5-го участков КИП), кривая $v(H_s)$ состоит из четырех участков, в том числе и участка с отрицательной дифференциальной подвижностью. В отличие от рассмотренных выше результатов переход от одного участка зависимости $v(H_s)$ к другому не сопровождался заметным (в пределах разрешающей способности) изменением профиля ДГ, появлением вблизи нее микровозмущений и т. д. Это свидетельствует о богатом разнообразии закономерностей движения динамических ДГ и характера их зависимости от свойств ПФГ. Сравнивая зависимости $\tau^{-1}(H_s)$, $v(H_s)$ и

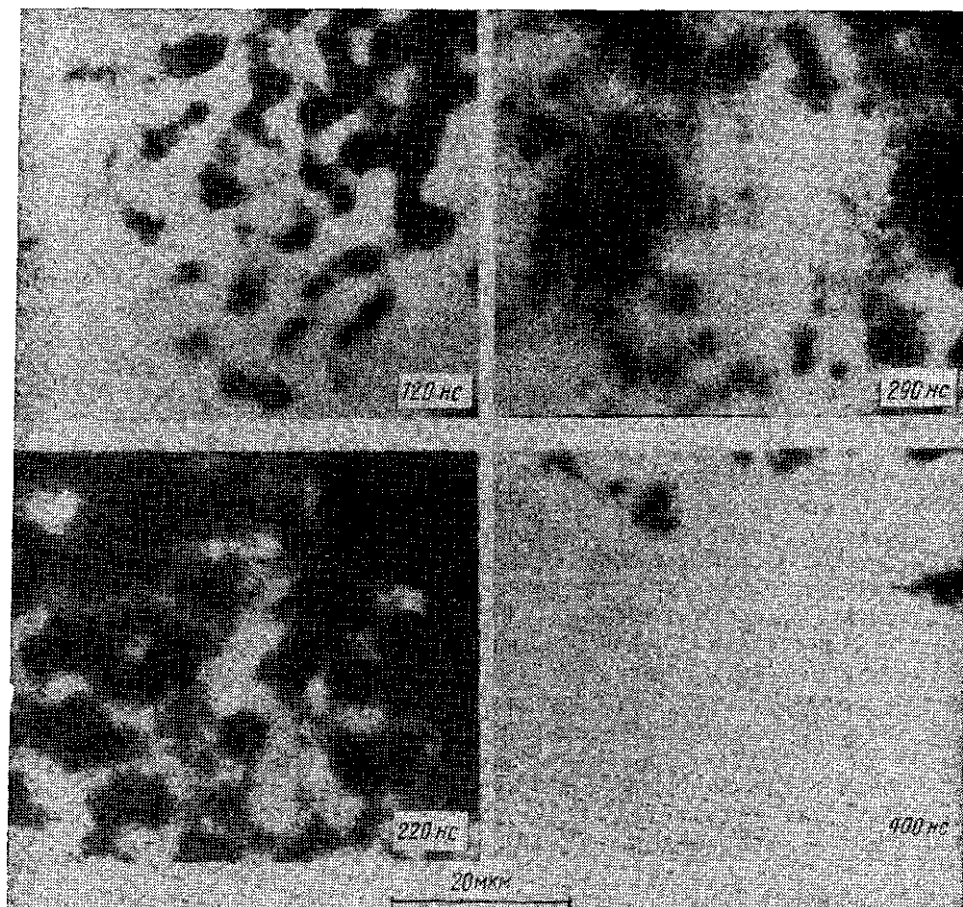


Рис. 6. Магнитооптические фотографии динамических доменных структур ($H_s = 1,08$ кЭ)

$n(H_s)$, представленные на рис. 2, можно убедиться, что первый излом КИП вызван резким возрастанием темпа роста зародышей, второй — возрастанием подвижности. Ход КИП в районе 4-го участка определяется совместным влиянием зависимостей $n(H_s)$ и $v(H_s)$: появление на последней участка с отрицательной дифференциальной подвижностью приводит к увеличению коэффициента переключения для 4-го участка КИП. Появление 5-го участка КИП вызвано увеличением подвижности ДГ и возрастанием их числа. Сложный характер зависимости $n(H_s)$ объясняется, по-видимому, тем, что с ростом поля H_s не только возрастает число дефектов, вокруг которых формируются зародыши, но и тем, что при определенных значениях поля H_s становится возможным формирование зародышей на новом классе дефектов. К сожалению, информация о природе этих дефектов отсутствует.

Травление пленки, вызвавшее изменение ее толщины от 5,6 до 4,3 мкм, привело к тому, что на зависимости $v(H_s)$ исчез участок с отрицательной подвижностью. Анализ слоистости (методом, рассмотренным в следующем разделе) показал, что после травления уменьшилась толщина слоев с минимальным и промежуточным значениями порогового поля необратимого вращения намагниченности так, что $H_{сг1}$ воз-

росло от 1,2 до 1,35 кЭ, а H_0 от 1,5 до 1,8 кЭ. Из этого результата следует, что в реальных ПФГ характер движения ДГ существенно зависит от их слоистости. Однако ни в одной из работ, посвященных изучению движения ДГ (квазиравновесных и динамических), слоистость исследуемых образцов не контролировалась. Возможно, что это обстоятельство является одной из причин противоречивости результатов работ разных авторов.

Опыт показывает, что обнаруженный в работах [41, 42] участок КИП с насыщением выявляется в ПФГ с большой разницей в значениях полей $H_{сг2}$ и $H_{сг1}$ и располагается вблизи поля $H_{сг1}$ (см. рис. 2, участок б). Выше отмечалась неоднозначность трактовки механизма перемагничивания, относящегося к этому участку. На рис. 6 приводятся фотографии динамических доменов. Они получены при $H_s = 1,08$ кЭ, что соответствует середине участка б на рис. 2. Фотографирование велось при скрещенных поляризаторе и анализаторе, т. е. в режиме фазового контраста. Исходному и конечному состояниям соответствует наибольшая яркость изображения. На снимке, полученном для момента времени $t = 120$ нс, видны зародыши. Анализ контраста их изображения показывает, что они являются несквозными. Их форма и место возникновения не повторяются от одного цикла перемагничивания к другому. Это свидетельствует о том, что зародыши возникают под влиянием термических флуктуаций. Последнее становится возможным вследствие того, что поле H_s близко к полю $H_{сг1}$.

На снимках, полученных для $t > 120$ нс, видно, что зародыши сливаются. При этом образуются более или менее протяженные торцевые границы. Сплошная граница в общем случае не формируется, поскольку зародыши возникают не одновременно. Наряду с несквозными возникают и обычные сквозные зародыши на дефектах. Однако их много меньше. Перемагничивание завершается движением торцевых ДГ.

Начальная стадия формирования зародышей исследовалась в работах Клепарского и др. [66—68], согласно которым зародыши возникают на поверхности ПФГ и сначала имеют форму мелкой полусферы. В исследованных полях H_s (400—600 Э) ДГ зародышей формируются за 100—150 нс. На магнитооптических фотографиях, полученных для моментов времени 100—150 нс, четко видны пространственные колебания контраста изображения зародышей с периодом 5—6 мкм, что свидетельствует о колебаниях ДГ. К сожалению, авторы кончают исследование импульсного перемагничивания до слияния отдельных зародышей. Не исследовалась и форма КИП.

6. Перемагничивание ПФГ в интервале полей $H_{сг1} < H_s < H_{сг2}$

В этом интервале перемагничивание ПФГ также связано с движением торцевых ДГ. Однако на этот раз торцевые ДГ образуются из-за вращения намагниченности в слое с малым значением H_h . Впервые подобный механизм обсуждался в работе Мак Нила и др. [69] в связи с возможностью применения в магнитооптических транспарантах. Для снижения порогового поля вращения предложено использовать имплантированные пленки. Исследованы лишь пороговые поля квазистатического перемагничивания.

Механизм импульсного перемагничивания детально исследовался на кафедре ОФФФ [44, 45, 70—72]. Поведение намагниченности иллюстрируется магнитооптическими фотографиями (рис. 7), полученными при перемагничивании пленки, КИП которой приведена на рис. 2. Использован режим фазового контраста. Первый снимок получен за 50 нс

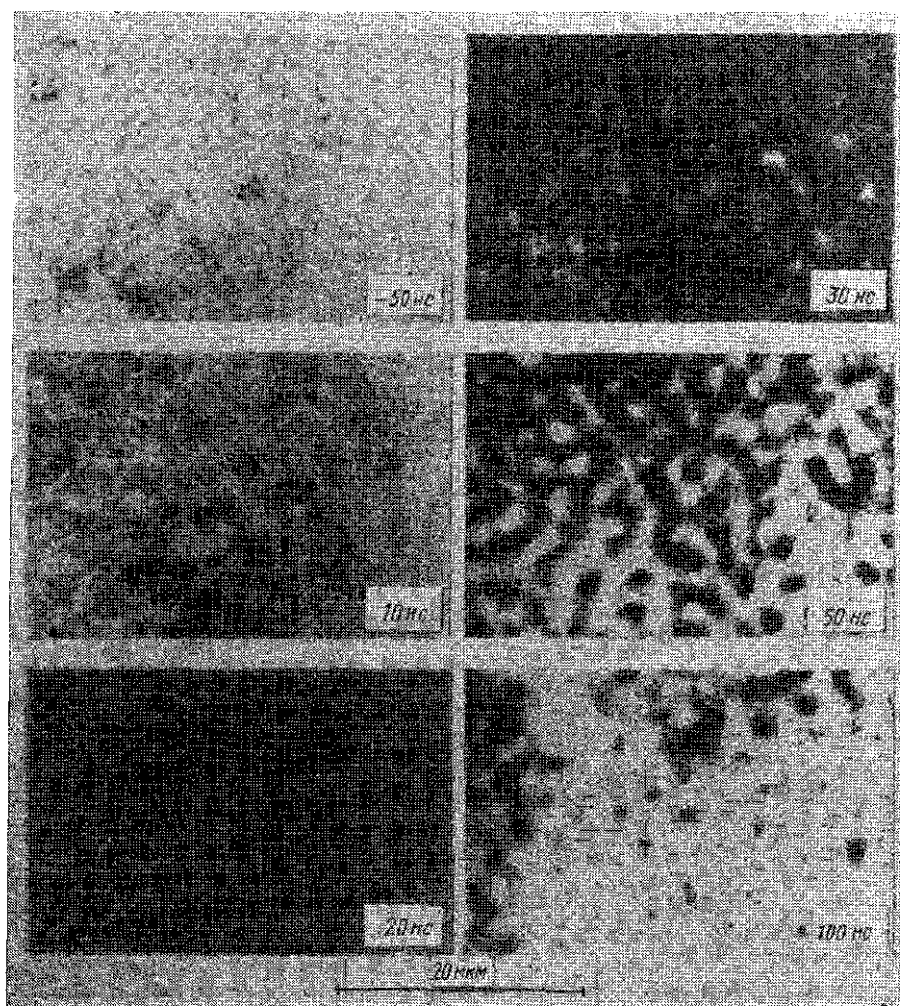


Рис. 7. Магнитооптические фотографии динамических доменных структур ($H_s = 1,54$ кЭ)

до подачи импульса поля, следующий отражает состояние пленки приблизительно через 10 нс после начала перемагничивания, что примерно соответствует середине «быстрой» части сигнала. Видно заметное потемнение изображения. К моменту времени $t=t_1=20$ нс, совпадающему с окончанием «быстрой» части сигнала, изображение еще больше темнеет. Вскоре (для данного режима с момента $t=30$ нс) становятся различимыми отдельные детали доменной структуры, которые со временем принимают вид полос или лабиринтов. Характерный период λ динамических доменных образований в 5—6 раз меньше размеров равновесных доменов, наблюдаемых в ПФГ в размагниченном состоянии. Для ПФГ с толщиной $d \sim 3-7$ мкм λ лежит в пределах 2—4 мкм. Период λ возрастает (в среднем в 1,5 раза) в процессе перемагничивания.

Анализ фотографий и форм сигнала, а также учет слоистости реальных ПФГ позволяет представить поведение намагниченности следующим образом. Перемагничивание начинается с вращения намагни-

ченности в слое пленки, в пределах которого внешнее поле H_s превышает локальные значения порогового поля необратимого вращения H_{or}^i . Об этом свидетельствует развивающееся во времени довольно равномерное потемнение изображения магнитооптического изображения пленки (рис. 7, $t=10$ и 20 нс), а также небольшая продолжительность начальной стадии перемагничивания. В результате к моменту времени $t=t_1$ образуется перемагниченный слой (рис. 8). Дальнейшее перемагничи-

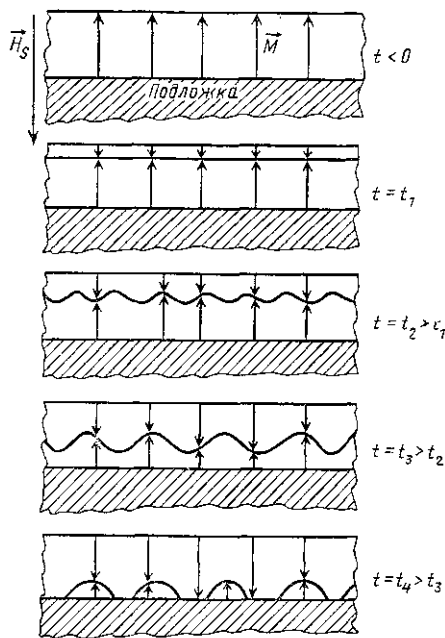


Рис. 8. К модели импульсного перемагничивания ПФГ в полях $H_{cr1} < H_s < H_{cr2}$

вание осуществляется движением торцевой ДГ. Поскольку напряженность поля H_s существенно превышает поле Уокера, устойчивое поступательное движение ДГ невозможно и она претерпевает изгибные колебания (рис. 8, $t > t_2$), подобные наблюдавшимся Клепарским и др. у растущих зародышей. В результате ДГ приобретает сложный гофрированный профиль. В режиме фазового контраста обсуждаемые доменные образования воспринимаются в виде полос или лабиринтов. Со временем амплитуда колебаний, т. е. разница в положении отстающих и опережающих участков ДГ, возрастает. Об этом свидетельствует увеличение контраста изображения доменной структуры (рис. 7, $t > 30$ нс). Рост амплитуды колебаний должен (при неизменном периоде структуры) сопровождаться повышением энергии ДГ. Энергия растет медленнее, если λ возрастает. Этим, по-видимому, объясняется наблюдаемое увеличение периода динамической доменной структуры со временем. На завершающей стадии опережающие участки ДГ выходят на поверхность пленки (см. рис. 8, $t=t_4$) и динамические домены приобретают вид изолированных полос, островков и т. д. (рис. 7, $t=100$ нс).

Во всем рассматриваемом интервале полей механизм перемагничивания не претерпевает заметных качественных изменений. Основные его признаки: начальное вращение намагниченности и последующее движение торцевых ДГ проявляются во всем интервале. Не претерпевают существенных изменений и некоторые количественные характеристики. Так, с изменением поля практически не изменяется период доменной структуры λ . Сложная же структура КИП связана со слоистостью ПФГ [47, 48]. Путем анализа магнитооптических сигналов оценивалась суммарная толщина слоев x , в пределах которой пороговое поле необратимого вращения меньше величины H_{or}^i . При этом использовался закон Малю. На рис. 2 наряду с КИП представлена кривая $x/d = f(H_{or}^i)$, отражающая слоистость исследуемой пленки. Видно, что совпадает число участков на этих кривых и близки поля, при которых на них наблюдаются изломы и ступеньки. Таким образом, резкие коли-

чественные изменения в поведении намагниченности в полях $H_{сг1} < H_s < H_{сг2}$ обусловлены изменением распределения по толщине ПФГ порогового поля необратимого вращения намагниченности (определяемого, очевидно, изменениями H_k и M_s).

Формирование периодических доменных образований с $\lambda \sim 2-4$ мкм наблюдалось также Клепарским и Пинтером [5]. Авторы рассматривают их как результат спиноподального распада намагниченности в полях $H_s > H_k$, регулируемого явлением самоорганизации в системе вращающихся магнитных спинов. К сожалению, сказанное иллюстрируется лишь одной фотографией динамических доменных структур, что, естественно, не позволяет читателю делать самостоятельные выводы о характере развития процесса. Не приведена КИП исследуемой ПФГ. Тем не менее можно предположить, что изучавшийся в [5] механизм в действительности отличается от предлагаемого авторами и напоминает механизм, рассмотренный в этом разделе. В пользу сказанного свидетельствует как характер образца (имплантированная пленка, в которой должен быть слой с пониженным значением H_k), так и большая протяженность интервала времени ($> 50-100$ нс), в течение которого наблюдаются периодические структуры. Явление же самоорганизации сказывается, по-видимому, в высокой степени периодичности изгибных колебаний торцевой ДГ.

Теоретическому анализу движения торцевых ДГ посвящена всего одна работа [73]. Предполагается, что изменение угла между направлением вектора намагниченности внутри ДГ и нормалью к ней подчиняется закону, ранее предложенному Ландау и Лифшицем [8, 57, 74] для случая 180° -й ДГ. Получено аналитическое выражение для скорости:

$$v = \alpha \gamma H_s \Delta / (1 + \alpha^2), \quad (2)$$

где $\Delta = [A / (K - 2\pi M_s^2)]^{1/2}$. В работе [72] оценка скорости торцевой ДГ проводилась путем анализа сигнала перемагничивания. Найдено, что экспериментальное значение подвижности торцевой ДГ хорошо согласуется с теоретической оценкой (соответственно $2,7 \pm 0,2$ и $2,2$ см $\cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$).

В заключение этого раздела отметим, что в полях $H_s > H_{сг2}$ наблюдается новое возрастание скорости перемагничивания (см. рис. 1, б). К сожалению, исследование механизмов перемагничивания в таких полях весьма затруднено из-за недостаточной временной разрешающей способности установок. Скорее всего этот механизм представляет собой истинное неоднородное вращение (когда вращение намагниченности не сменяется более медленным процессом).

Заключение

Пленки ферритов-гранатов представляют собой второй (после пермаллозовых пленок) класс магнитных материалов, для которых была получена прямая информация о природе механизмов импульсного перемагничивания путем непосредственного наблюдения динамических доменов. В них обнаружен новый механизм перемагничивания, связанный с движением торцевых доменных границ. Закономерности импульсного перемагничивания во многом определяются слоистостью реальных пленок. В большинстве работ этот фактор не учитывался, что серьезно затрудняет обобщение полученных к настоящему времени результатов. К проблемам, требующим своего решения, следует отнести вопросы о природе дефектов, на которых формируются зародыши об-

ратной намагниченности, о структуре и характере движения доменных границ, а также о закономерностях перемещения в полях H_s > H_{cr2} .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., 1974. [2] Stockton M., Neap E. L., Van Devender J. P. // J. Appl. Phys. 1982. 63. P. 2765. [3] Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И. Линейные индукционные ускорители. М., 1978. [4] Смирнов Г. В., Швыдько Ю. В., Колотов О. С., Погожев В. А., Котрובה С., Новак И. // ЖЭТФ. 1984. 86. С. 1495. [5] Клепарский В. Г., Пинтер И. // ФТТ. 1988. 30. С. 2787. [6] Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М., 1979. [7] Раев В. К., Ходенков Г. Е. Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники. М., 1981. [8] Малоземов А., Слоцзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. [9] Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. Mag-19. P. 1838. [10] Раев В. К., Шорыгин М. П. // Зарубежная радиозлектроника. 1987. № 9. С. 233. [11] Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М., 1979. [12] Губарев А. П., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Червоненкис А. Я. // ЖТФ. 1985. 55. С. 1393. [13] Звездин А. К., Котов Б. А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988. [14] Kryder M. H., Humphrey F. V. // J. Appl. Phys. 1969. 40. P. 2469. [15] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // УФН. 1974. 113. С. 579. [16] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // Письма в ЖЭТФ. 1976. 23. С. 627. [17] Фоглер Г. Тонкие магнитные пленки. М., 1964. С. 233. [18] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М., 1970. [19] Tomas I., Patek K. // Czech. J. Phys. 1984. B34. P. 22. [20] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. 35. С. 22. [21] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И. // ЖЭТФ. 1985. 88. С. 260. [22] Куделькин Н. Н., Рандошкин В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1983. 38. С. 482. [23] Куделькин Н. Н., Прохоров А. М., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // ДАН. 1985. 281. С. 848. [24] Humphrey F. V., Gyorgy E. M. // J. Appl. Phys. 1959. 30. P. 935. [25] Колотов О. С., Лобачев М. И., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ФММ. 1977. 43. С. 998. [26] Колотов О. С., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ФММ. 1978. 46. С. 1182. [27] Колотов О. С., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // Приб. и техн. эксперимента. 1976. № 5. С. 243. [28] Humphrey F. V. // IEEE Trans. Magn. 1975. MAG-11. P. 1679. [29] de Leeuw F. H., van den Doel, Enz U. // Rep. Prog. Phys. 1980. 43. P. 679. [30] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. // УФН. 1985. 146. С. 417. [31] Клепарский В. Г., Пинтер И. // ФТТ. 1982. 24. С. 2445. [32] Жарков Г. Ю., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Терлецкий Б. Ю. // ФТТ. 1987. 29. С. 2800. [33] Четкин М. В., Звездин А. К., Гадецкий С. Н., Гомонов С. В., Смирнов В. Б., Курбатова Ю. Н. // ЖЭТФ. 1988. 94. С. 269. [34] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Тез. докл. XI Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ташкент, 1988. С. 230. [35] Логунов М. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // Приб. и техн. эксперимента. 1985. № 5. С. 247. [36] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Приб. и техн. эксперимента. 1986. № 1. С. 182. [37] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Приб. и техн. эксперимента. 1990. № 4. С. 225. [38] Колотов О. С., Куделькин Н. Н., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ЖТФ. 1985. 55. С. 761. [39] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // Там же. С. 1199. [40] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // Там же. С. 1987. [41] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. 28. С. 1559. [42] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // Там же. С. 1449. [43] Зюзин А. М., Йоргов Д. И., Погожев В. А. // Тез. докл. XI Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Рига. 1986. С. 194. [44] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Тез. докл. XVIII Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Калинин. 1988. С. 969. [45] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // ЖТФ. 1989. 59. С. 120. [46] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1986. 56. С. 949. [47] Hoekstra B. // Solid State Comm. 1976. 18. P. 469. [48] Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Шаповалова В. И. // ФТТ. 1977. 19. С. 1577. [49] Дурасова Ю. А., Иванов Л. П., Клепарский В. Г., Логгинов А. С., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // ФТТ. 1980. 22. С. 1522. [50] Kleparsky V. G., Rozenblat M. A., Randoshkin V. V. // Ferrites Proceedings of International Conference. Japan. 1980.

Р. 486. [51] Клепарский В. Г., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1981. 23. С. 1735. [52] Мартынов А. Ф. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1982. [53] Мартынов А. Ф., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. 34. С. 169. [54] Kleparskii V. G., Pinter I. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. 67. P. K29. [55] Kleparskii V. G., Pinter I., Zimmer G. J. // IEEE Trans. Magn. 1981. MAG-17. P. 2775. [56] О'Делл Т. Ферромагнитодинамика. М., 1983. [57] Криничик Г. С. Физика магнитных явлений. М., 1985. [58] Мартынов А. Ф., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // Письма в ЖТФ. 1982. 8. С. 803. [59] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1982. 25. С. 99. [60] Балбашов А. М., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Письма в ЖТФ. 1987. 13. С. 231. [61] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И., Розанова Т. Б., Трофимов В. А. // ЖТФ. 1989. 59. С. 179. [62] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И., Розанова Т. Б., Трофимов В. А. // ФТТ. 1990. 32. С. 230. [63] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ФТТ. 1986. 28. С. 1522. [64] Ходенков Г. Е. // ФММ. 1975. 39. С. 466. [65] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1988. 58. С. 1237. [66] Kleparskii V. G., Pinter I. // Phys. Stat. Sol. (a) 1983. 76. P. K1. [67] Kleparskii V. G., Pinter I. // IEEE Trans. Magn. 1984. MAG-20. P. 1156. [68] Pinter I., Kleparskii V. G. // J. Magn. and Magn. Mat. 1984. 41. P. 312. [69] Mac Neal V. E., Pulliam G. R., J. J. Fernandez de Castro, Wagner P. M. // IEEE Trans. Magn. 1983. MAG-19. P. 1766. [70] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Тез. докл. Всесоюзн. школы-семинара «Доменные и магнитооптические запоминающие устройства». Тбилиси. 1987. С. 153. [71] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29. № 3. С. 94. [72] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // ФТТ. 1990. 32. С. 602. [73] Khodenkov H. E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1979. 53. P. K103. [74] Landau L. D., Lifshitz E. M. // Sow. Phys. 1935. 8. N 2. P. 153.

Поступила в редакцию
16.01.91