

ИНДУЦИРУЕМЫЕ ПОЛЕМ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТООДНООСНЫХ ПЛЕНКАХ С МАЛОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ КОНСТАНТОЙ АНИЗОТРОПИИ

Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
141120, Фрязино, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 22 мая 1996 г.

Исследованы индуцируемые постоянным магнитным полем фазовые переходы в магнитоодноосных пленках с малой положительной константой анизотропии. Установлен вид диаграммы состояний изучаемых объектов на плоскости $H_{\parallel} - H_{\perp}$, где H_{\parallel} и H_{\perp} — компоненты поля подмагничивания соответственно вдоль и перпендикулярно нормали к поверхности. Определено положение границ устойчивости для всех основных типов наблюдаемых конфигураций доменов: простой полосовой доменной структуры, полосовой доменной структуры с периодическими изгибными поверхностными искажениями профиля доменных границ и гексагональных решеток цилиндрических магнитных доменов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты исследований, изложенные в настоящей работе, относятся к магнитоодноосным пленкам с константой анизотропии $\beta_u > 0$ и осью легкого намагничивания, параллельной нормали к поверхности \mathbf{n} . Из обширного множества имеющихся в настоящее время в распоряжении экспериментаторов магнитоодноосных пленочных объектов предпочтение было отдано эпитаксиальным пленкам магнитных гранатов. Такой выбор диктовался следующими причинами. Во-первых, параметры эпитаксиальных пленок смешанных редкоземельных ферритов-гранатов легко варьируются за счет выбора состава и режима роста, поэтому в них можно наблюдать практически все возможные типы доменных структур, существующие в любых других одноосных ферромагнетиках. Во-вторых, изменение состояния таких пленок при фазовых переходах можно непосредственно наблюдать методами обычной поляризационной микроскопии, поскольку все гранаты обладают достаточно большим удельным фарадеевским вращением в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн.

Термодинамически равновесное распределение вектора намагниченности \mathbf{M} соответствует абсолютному минимуму свободной энергии, которая для рассматриваемого случая равна

$$W = 2\pi M^2 \int_V dv [\alpha (\nabla \mathbf{m})^2 - \beta_u (\mathbf{m}\mathbf{n})^2 - 2(\mathbf{m}\mathbf{h}) - (\mathbf{m}\mathbf{h}_M)] \quad (1)$$

при стандартных граничных условиях на поверхностях пленки $z = \pm L/2$, где L — толщина пленки ($\mathbf{e}_z \parallel \mathbf{n}$), \mathbf{M} — вектор намагниченности, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$; α — константа неоднородного обменного взаимодействия, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/4\pi M$ и $\mathbf{h}_M = \mathbf{H}_M/4\pi M$ — нормированные напряженности внешнего магнитного поля и магнитостатического поля

соответственно¹⁾. В общем случае варьирование выражения (1) приводит к уравнению, не разрешимому в аналитическом виде; приближенные методы базируются на использовании вариационного принципа Ритца с пробными функциями, выбираемыми на основе имеющихся экспериментальных данных.

При $\beta_u \gg 1$ в широкой области значений переменных $(h_{\parallel}, h_{\perp})$, где $h_{\parallel} = H_{\parallel}/4\pi M$ и $h_{\perp} = H_{\perp}/(4\pi M)$ — нормированные компоненты поля подмагничивания соответственно вдоль и перпендикулярно нормали к поверхности, достаточно хорошим является приближение бесструктурных (геометрических) доменных границ, когда последние считаются бесконечно тонкими и им приписывается постоянная поверхностная плотность энергии $\sigma_w = \text{const}$, зависящая только от угла между векторами намагниченности в соседних доменах [1, 2]. Предполагается также, что эффективная ширина доменной границы $\Delta_w \ll d$, где d — период доменной структуры. Модели доменных структур с «геометрическими» доменными границами широко использовались в физике магнитных явлений на ранней стадии исследования неоднородных магнитных состояний; интерес к ним сохраняется и в настоящее время (обзор современного состояния проблемы см. в [3]). Необходимо, однако, иметь в виду, что на самом деле доменные границы в магнитоодноосных пленках не являются просто плоскими поверхностями раздела между соседними доменами, а представляют собой трехмерные объекты с существенно неоднородным вихревым распределением вектора \mathbf{M} в них (так называемые «скрученные» доменные границы; см. [4, 5]). Возможны два типа доменных границ: с однополярными и разнополярными доменными границами (векторы \mathbf{M} в центрах соседних доменных стенок соответственно параллельны или антипараллельны друг другу). Структуры с разнополярными доменными структурами в пленках с бесконечными поперечными размерами метастабильны.

Для рассматриваемой нами проблемы модель геометрических доменных границ даже при $\beta_u \gg 1$ неприменима в области значений $(h_{\parallel}, h_{\perp}) \approx (0, \beta_u)$, соответствующих окрестности линий фазового перехода второго рода (или первого рода, близкого ко второму) из однородно намагниченного состояния в полюсовую доменную структуру. Последняя в данном случае представляет собой замороженную мягкую моду [6–11], т. е. распределение вектора намагниченности в пленке описывается простыми гармоническими функциями и разделение магнетика на «домены» и «доменные границы» вообще теряет смысл. Заметим, что никаких качественных изменений вида функции $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ при приближении к линиям фазового перехода за счет увеличения напряженности поля h_{\perp} не происходит, но вихри, которые в отсутствие поля были локализованы в узких доменных границах, уширяются до размеров, сопоставимых с периодом доменной структуры. Сходная ситуация наблюдается и в размагниченном состоянии при уменьшении константы анизотропии β_u . Наиболее убедительное доказательство этого утверждения было получено недавно Л. И. Антоновым с сотрудниками, выполнившими компьютерные расчеты равновесного распределения $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ для класса однопериодических функций методом динамического установления [12, 13]. Для примера на рис. 1, предоставленном авторам Антоновым, показано распределение поперечных (по отношению к поверхно-

¹⁾ Под магнитостатическим понимается удовлетворяющее уравнениям магнитостатики поле, индуцируемое искомым распределением вектора намагниченности и совпадающее с размагничивающим полем внутри образца и с полем рассеяния — вне образца. Данное пояснение необходимо, поскольку в отечественной научной литературе (в отличие от зарубежной) этот термин не является общепринятым.

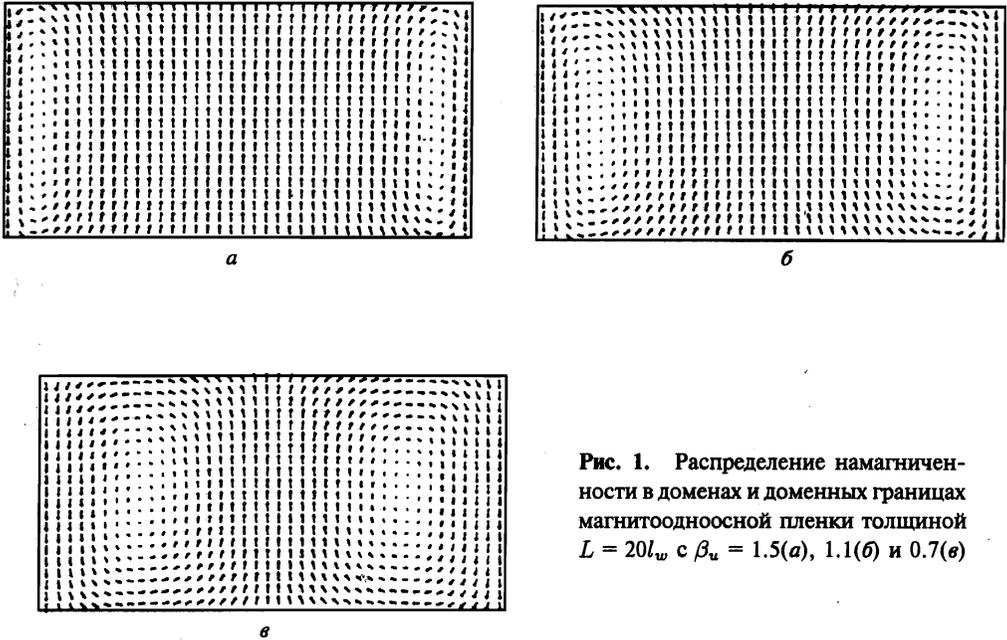


Рис. 1. Распределение намагниченности в доменах и доменных границах магнитоодноосной пленки толщиной $L = 20l_w$ с $\beta_u = 1.5(a)$, $1.1(б)$ и $0.7(в)$

стям доменных границ) компонент вектора \mathbf{M} в пленках с различными константами анизотропии и одинаковой толщиной $L = 20l_w$, где l_w — так называемая характеристическая длина материала, равная

$$l_w = \frac{\sigma_w^{(B)}}{2\pi M^2} = 2\pi\sqrt{\alpha\beta_u}.$$

Здесь $\sigma_w^{(B)} = 4\pi^2 M^2 \sqrt{\alpha\beta_u}$ — поверхностная плотность энергии простой 180-градусной блоховской доменной границы.

Как следует из рис. 1, разделение магнетика на «домены» и «доменные границы» при $\beta_u \leq 1$ вообще теряет смысл. Более того, те области, которые при $\beta_u > 1$ относились к доменной границе, при уменьшении константы анизотропии становятся значительно шире тех областей, которые изначально считались доменами (ср. рис. 1а и рис. 1в), и распределение вектора намагниченности во всем объеме пленки становится существенно неоднородным. По этим причинам использование вариационного принципа Ритца для решения рассматриваемой микромагнитной задачи наталкивается на значительные трудности и не приводит к заметным успехам, несмотря на многочисленные попытки подобрать пробную функцию, адекватно описывающую распределение \mathbf{M} в достаточно широкой области изменения параметров пленок²⁾. Использование неадекватных пробных функций зачастую приводит к одиозным выводам, например, о существовании фазового перехода при значении $\beta_u = 1$ [23]. Для бипериодических

²⁾ Список оригинальных публикаций по данной проблеме чрезвычайно обширен, поэтому здесь мы ограничимся ссылками на монографии [11, 14, 15] и работы [13, 16–22], где можно найти достаточно полную библиографию.

доменных структур, которые при определенных условиях также существуют в магнитоодноосных пленках с положительной константой анизотропии (см. далее), вплоть до настоящего времени не удалось рассчитать профиль распределения намагниченности даже методом компьютерного моделирования.

В отличие от пленок с сильной анизотропией ($\beta_u \gg 1$), диаграмма состояний которых на плоскости $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ детально исследована как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении (см., например, работу [10] и цитированную в ней литературу), аналогичная проблема для пленок со слабой анизотропией практически не решена, хотя их доменные структуры экспериментально изучались довольно интенсивно в течение нескольких десятилетий. В основном эксперименты проводились на металлических пленках (железо, никель, кобальт, пермаллой и другие сплавы), на монокристаллических пластинах магнетоплюмбита и бариевых ферритов и на эпитаксиальных пленках ферритов-шпинелей (ссылки на соответствующие оригинальные работы см. в [13–18, 20, 22]). Ферритам-гранатам посвящены лишь единичные публикации [24–26]; отдельные особенности доменных структур в гранатовых пленках со слабой одноосной анизотропией обсуждены также в монографии [27].

К настоящему времени установлено, что в магнитоодноосных пленках с малым β_u в отсутствие поля подмагничивания могут существовать следующие основные типы упорядоченного распределения вектора M (см. рис. 2): I — однородно намагниченное состояние, соответствующее абсолютному минимуму термодинамического потенциала только в достаточно тонких пленках ($L < L_{cr1}$); II — полосовая доменная структура с вертикальными плоскими доменными границами, которая реализуется при ($L_{cr1} < L < L_{cr1}^*$); III — полосовая доменная структура с синфазными гармоническими приповерхностными искажениями профиля доменной границы ($L_{cr1}^* < L < L_{cr2}$); IV — сложная доменная структура с чередующимися сквозными полосовыми и несквозными конусообразными доменами, которая возникает только в толстых пленках ($L > L_{cr2}$). Эксперименты, выполненные на пластинах магнетоплюмбита, показали [28], что при изменении толщины трансформация доменной структуры типа III в доменную структуру типа II происходит как фазовый переход второго рода (амплитуда гармонических искажений профиля доменной границы стремится к нулю при $L \rightarrow L_{cr1}^* + 0$), а доменная структура типа III в доменную структуру типа IV — как фазовый переход первого рода³⁾. Фазовые переходы между различными доменными конфигурациями при изменении ориентации и напряженности поля подмагничивания практически не изучались (за немногими исключениями).

2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для исследования индуцируемых магнитным полем фазовых переходов между различными доменными структурами были выбраны эпитаксиальные пленки магнитных гранатов состава $(\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в которых при использовании в качестве подложек монокристаллических пластин гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ относительно просто реализуются низкие значения константы наведенной одноосной анизотро-

³⁾ Предпринимались попытки теоретического расчета критических значений толщины L_{cr1} , L_{cr1}^* и L_{cr2} (см. [13–22] и приведенные там ссылки), однако надежные оценки были получены лишь для первой критической толщины, соответствующей фазовому переходу второго рода.

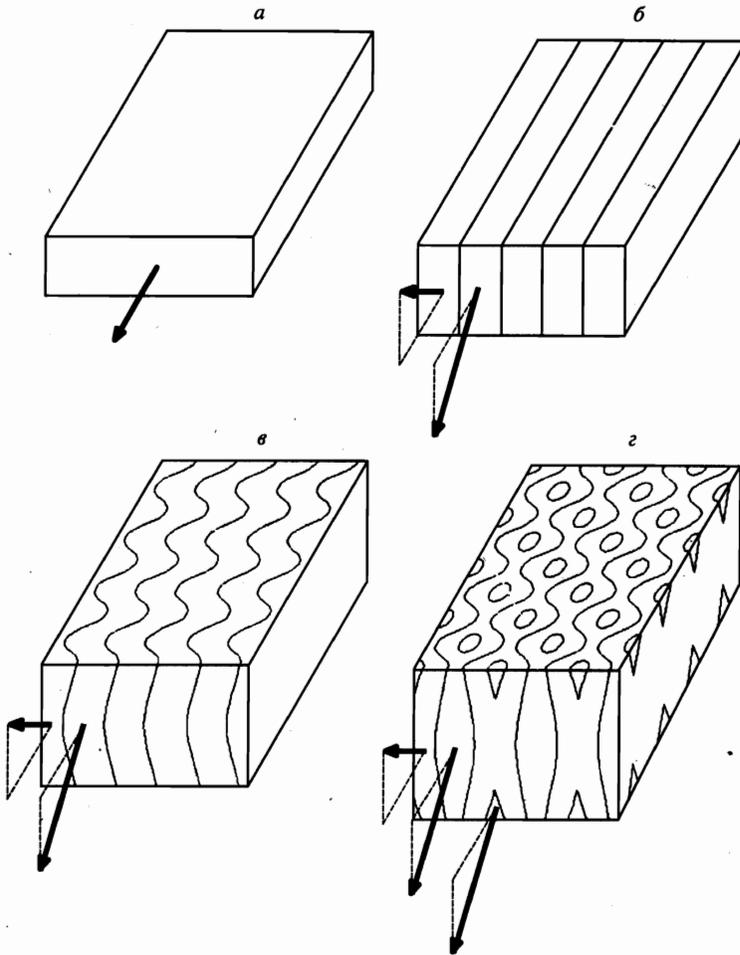


Рис. 2. Основные типы упорядоченных доменных структур в магнито-одноосных пленках при $H = 0$

пии. Кроме того, такие пленки имеют малый коэффициент оптического поглощения α и большое удельное фарадеевское вращение θ_F в видимом диапазоне длин волн ($\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$ и $\theta_F = 1.5 \text{ град/см}$ для $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$), что обеспечивает возможность непосредственного визуального контроля за изменениями вида доменных структур при фазовых превращениях.

Используемые в наших экспериментах пленки лютетий-висмутовой системы толщиной $1 \text{ мкм} < L < 30 \text{ мкм}$ выращивались методом изотермической жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111); при этом нулевому рассогласованию параметров кристаллической решетки пленки и подложки соответствовал состав $\text{Lu}_{2,1}\text{Bi}_{0,9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Для синтеза пленок применялись два растворителя гранатообразующих оксидов: Bi_2O_3 (пленки типа I) и $\text{PbO-Bi}_2\text{O}_3$ (пленки типа II). При выращивании пленок типа I в шихту помимо Lu_2O_3 и Fe_2O_3 вводился в небольшом

количестве также и оксид магния MgO , что обеспечивало уменьшение оптического поглощения пленок. Температура синтеза для пленок типа I варьировалась в пределах от $780^\circ C$ до $790^\circ C$, а для пленок типа II — от $720^\circ C$ до $730^\circ C$, скорость вращения подложки в расплаве составляла ≈ 100 об/мин, направление вращения штока изменялось через каждые 10 оборотов. Время выращивания определялось требуемой толщиной пленок и лежало в пределах от 15 с до 45 мин; верхнему пределу соответствовали толщины пленок около 30 мкм. Получить более толстые пленки за счет увеличения времени роста не удавалось.

Намагниченность насыщения пленок составляла ≈ 1800 Гс, температура Кюри T_C была равна 560 К, а удельное фарадеевское вращение θ_F , слабо зависящее от толщины пленок, для длины волны света $\lambda = 0.6328$ мкм лежало в пределах $(1 \div 1.5) \cdot 10^4$ град/см. При намагничивании образцов полем вдоль нормали и перпендикулярно последней для уничтожения доменных структур в пленках типа I требовались соответственно поля $H_{\parallel}^* = (1500 \div 1750)$ Э и $H_{\perp}^* = (25 \div 200)$ Э, а в пленках типа II — соответственно $(1600 \div 1750)$ Э и $(300 \div 500)$ Э, причем напряженности полей насыщения, как правило, возрастали при увеличении толщины пленок. Для приближенной оценки константы одноосной анизотропии использовалось соотношение $\beta_u = H_{\perp}^*/H_{\parallel}^*$. Толщина пленок определялась по поперечному сколу с помощью окулярного микрометра микроскопа; измерение геометрических параметров доменных структур производилось либо таким же способом, либо по дифракционным картинкам. Абсолютная ошибка определения параметров, характеризующих периодичность распределения вектора намагниченности, в обоих случаях не превышала 0.05 мкм.

Исследование магнитных фазовых переходов в пленках выполнялось при комнатной температуре по магнитооптической методике, аналогичной описанной в [10]. Свет от источника (лампа накаливания или лазер) пропускаться через поляризатор и с помощью линзы фокусировался на поверхность образца, закрепленного в оправку, допускающую поворот пленки относительно оптической оси системы на произвольный угол ϕ_H . Изображение доменной структуры в пленках рассматривалось с помощью поляризационного микроскопа, объектив которого помещался внутри оправки с образцом, а анализатор и окуляр — автономно на оптической скамье. Для создания магнитного поля использовался электромагнит с двумя парами ортогонально расположенных катушек, варьируя рабочие токи в которых, можно было изменять угол θ_H между вектором напряженности магнитного поля и поверхностью пленки и выбирать необходимое соотношение между проекциями H на нормаль и на поверхность пленки. Максимальная напряженность полей H_{\parallel} и H_{\perp} в рабочем зазоре составляла соответственно 10 кЭ и 2 кЭ. Для измерения напряженности магнитных полей использовались чувствительные датчики, обеспечивающие в используемом диапазоне абсолютную погрешность не более 0.1 Э; однако из-за неоднородности пленок и обусловленного этим «размытия» процессов фазовых превращений точность определения положения линий на диаграмме состояний ухудшалась, особенно для фазового перехода первого рода. Статистический анализ результатов многократно повторяемых выборочных экспериментов показал, что для фазового перехода второго рода погрешность определения критических полей не превышала 1 Э, а для фазового перехода первого рода в интервале изменения напряженности 200–2000 Э погрешность измерений составляла соответственно 2–20 Э.

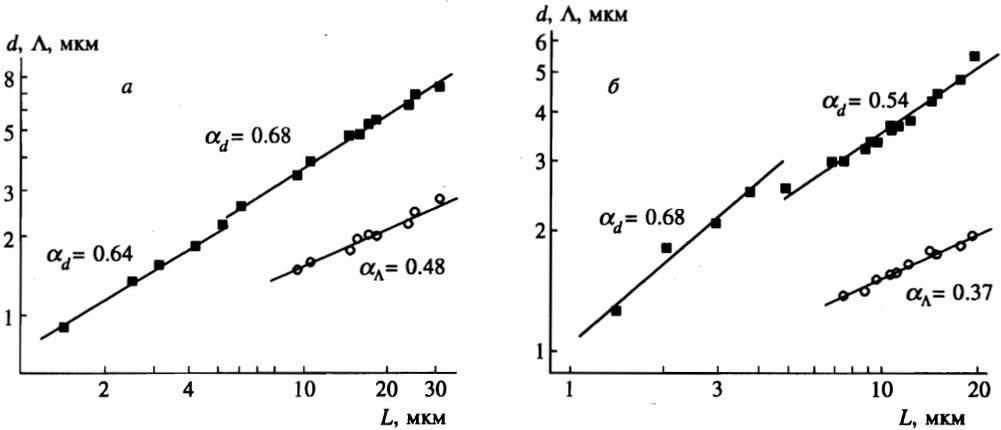


Рис. 3. Зависимость геометрических параметров доменной структуры (d — ■, Λ — о) от толщины пленок $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в случаях изменения последней варьированием времени роста (а) и методом механической полировки (б)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В отсутствие магнитного поля основному состоянию исследуемых пленок соответствовали не лабиринтные доменные структуры с хаотической ориентацией доменных границ, как в пленках с $\beta_u \gg 1$, а упорядоченные двумерные решетки полосовых доменов с модулированными или немодулированными (в зависимости от толщины) доменными стенками. Причиной этого является наличие большой проекции вектора \mathbf{M} на поверхность пленки, которая препятствует изгибу доменной границы. Структуры с дополнительными замыкающими доменами не наблюдались, поскольку максимально достижимые при выращивании методом жидкофазной эпитаксии значения толщины не превышали величины L_{cr2} .

Для исследования зависимостей периода полосовой доменной структуры d и периода волнообразных искажений Λ доменных границ на поверхности образцов от их толщины L были проведены две группы экспериментов на пленках типа II. Для первой группы экспериментов была выращена серия пленок разной толщины (1 ÷ 30 μm); во второй группе опытов использовалась одна пленка с исходной толщиной 20 μm , которая затем постепенно уменьшалась до 1.5 μm методом механической полировки. Полученные зависимости $d(L)$ и $\Lambda(L)$ для первой и второй группы экспериментов представлены соответственно на рис. 3а и рис. 3б в двойном логарифмическом масштабе. Критическая толщина L_{cr1}^* , соответствующая появлению поверхностных гармонических искажений профиля доменной границы, в обоих случаях составляла примерно 6 μm .

Аппроксимируя полученные зависимости $d(L)$ и $\Lambda(L)$ степенными функциями $d \propto L^{\alpha_d}$ и $\Lambda \propto L^{\alpha_\Lambda}$ с использованием метода наименьших квадратов, находим, что при $L < L_{cr1}^*$ значение степенного показателя α_d составляло 0,64 для пленок, толщина которых изменялась путем варьирования времени роста, и 0,68 для пленок, толщина которых уменьшалась методом механической полировки. Полученные значения в обоих случаях заметно отличаются от предсказываемой теорией Киттеля величины $\alpha_d = 0.5$. Для пленок с волнообразными искажениями профиля доменных границ ($L > L_{cr1}^*$) в первом случае значение α_d незначительно возрастало (до 0.68), а во втором — убывало

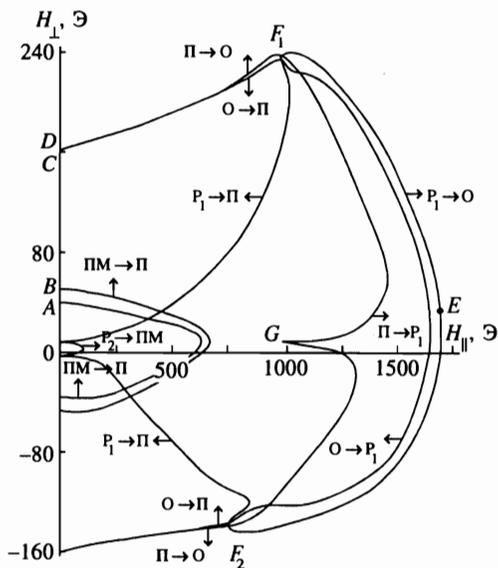


Рис. 4. Диаграмма состояний пленки $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_{4.96}\text{Mg}_{0.04}\text{O}_{12}$ с $\beta_u \approx 0,08$ и $L = 10$ мкм (далее — пленка № 1) при $\phi_H = 30$ град

до 0.54. Такое различие может быть обусловлено наличием поверхностных слоев, образующихся в эпитаксиальных пленках на конечной стадии роста [29], которые во второй группе экспериментов уничтожаются первой операцией механической полировки. Этой же причиной объясняется, по-видимому, и заметное различие степенных показателей α_Λ у зависимостей $\Lambda(L)$ для экспериментов первой и второй групп (см. рис. 3).

Хотя экспериментальные данные на рис. 3 достаточно хорошо аппроксимируются прямыми (в логарифмическом масштабе), нельзя исключить возможности того, что на самом деле зависимости $d(L)$ и $\Lambda(L)$ описываются не простыми степенными, а более сложными функциями. С достоверностью можно лишь утверждать, что при появлении гармонических искажений профиля доменных границ в простой полосовой доменной структуре характер функциональной зависимости $d(L)$ меняется.

Вид диаграмм состояний пленок с малой константой одноосной анизотропии β_u на плоскости $H_{\parallel}-H_{\perp}$ зависит от толщины L и усложняется с увеличением последней; пример наиболее сложной диаграммы для одной из пленок типа I, имеющей константу $\beta_u \approx 0.08$, толщину $L_{cr1}^* < L = 10$ мкм $< L_{cr2}$ и состав $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_{4.96}\text{Mg}_{0.04}\text{O}_{12}$ (далее — пленка N 1), приведен на рис. 4 со следующими обозначениями: O — однородное состояние, П — полосовая доменная структура с плоскими (немодулированными) доменными границами, ПМ — полосовая доменная структура с модулированными доменными границами, P_1 и P_2 — разнополярные решетки цилиндрических магнитных доменов; стрелками на кривых показано направление изменения поля. Начало координат является центром симметрии диаграммы, поэтому границы устойчивости различных доменных структур для отрицательных значений H_{\parallel} не показаны.

В размагниченном состоянии в пленке №1 существовала периодическая ($d = 3.9$ мкм) полосовая доменная структура с модулированными ($\Lambda = 1.7$ мкм) доменными границами, которая сохраняла устойчивость и в определенном интервале изменения внешнего поля H . На линии ПМ \rightarrow П происходило исчезновение поверхностных волнообразных искажений профиля доменных границ и доменная структура

становилась простой полосовой. Дальнейшая эволюция доменного массива при увеличении напряженности поля зависела от направления последнего: при малых углах θ_H наблюдался переход в однородно намагниченное состояние (на кривых $\Pi \rightarrow O$), при больших — в гексагональную решетку цилиндрических магнитных доменов (на кривых $\Pi \rightarrow P_1$ и $\Pi \rightarrow P_2$).

Если стартовать из однородно намагниченного состояния и уменьшать напряженность поля, то тип зарождающейся доменной структуры также зависит от направления H : при ориентации H вблизи нормали к поверхности образуется решетка цилиндрических магнитных доменов (кривые $O \rightarrow P_1$ и $O \rightarrow P_2$), а при малых углах θ_H — полосовая доменная структура (кривая $O \rightarrow \Pi$). Период зарождающейся решетки цилиндрических магнитных доменов максимален в точке E диаграммы (11.3 мкм) и монотонно уменьшается по мере приближения к областям зарождения полосовой доменной структуры (до 2.5 мкм). Изменение типа зарождающейся доменной структуры происходит плавно и в некоторой области изменения напряженности и ориентации магнитного поля существует смешанная конфигурация: чередующиеся блоки полосовых и цилиндрических доменов.

Определение положения всех линий диаграммы состояний, соответствующих границам областей устойчивости доменной структуры различного типа, проводилось визуально путем наблюдения за магнитным состоянием небольшого ($\approx 100 \times 100$ мкм²) участка пленки⁴⁾. Первым и наиболее простым шагом является нахождение положения кривой потери устойчивости однородно намагниченного состояния (кривая со стрелками $O \rightarrow P_1$, $O \rightarrow P_2$ и $O \rightarrow \Pi$) и идентификация типа зарождающихся при этом доменных структур. Затем определялись границы областей устойчивости гексагональных решеток цилиндрического магнитного домена P_1 и P_2 . Для этого сначала устанавливалось насыщающее магнитное поле такого направления, чтобы угол θ_H соответствовал зарождению решетки цилиндрических магнитных доменов с максимальной плотностью доменов (например, точкам $F_{1,2}$ на диаграмме рис. 4 для решетки P_1), а затем осуществлялся переход из однородно намагниченного состояния в решетку цилиндрических магнитных доменов путем небольшого снижения напряженности поля H_{\parallel} . После этого путем согласованного изменения напряженностей полей H_{\parallel} и H_{\perp} производится перемещение в точку с другими координатами, причем таким образом, чтобы траектория движения изображающей точки на диаграмме проходила максимально близко к кривой $O \rightarrow P_1$ (или $O \rightarrow P_2$). Этим обеспечивается получение максимально упорядоченных решеток цилиндрических магнитных доменов без избыточного (по отношению к равновесным значениям) изменения плотности доменов путем коллапса и без трансформации круглых цилиндрических магнитных доменов в эллиптические домены.

После получения плотноупакованной решетки цилиндрических магнитных доменов в любой требуемой точке диаграммы необходимо плавно увеличивать напряжен-

⁴⁾ Ограничение площади участка для визуального наблюдения необходимо для уменьшения влияния локальных неоднородностей пленки на результаты измерений. Следует заметить, однако, что пленки выбранного состава обладают существенно более высокой однородностью параметров, чем пленки с $\beta_u \gg 1$, результаты исследования которых описаны в [10]. Причина этого заключается в том, что в пленках с $\beta_u \leq 1$ магнитные подрешетки, образованные ионами железа, не подвергаются разбавлению ионами галлия или алюминия, а именно флуктуации коэффициента распределения таких ионов являются основной причиной появления неоднородности намагниченности и эффективного поля наведенной анизотропии.

ность поля подмагничивания до тех пор, пока не произойдет коллапс доменов (это соответствует точке на кривой $P_1 \rightarrow O$ или $P_2 \rightarrow O$), поддерживая значение угла θ_H таким образом, чтобы изображающая точка на диаграмме двигалась примерно вдоль нормали к кривой $O \rightarrow P_1$ или $O \rightarrow P_2$. Для получения следующей точки на кривой $P_1 \rightarrow O$ или $P_2 \rightarrow O$ все описанные выше операции необходимо повторить и т. д. Аналогичная процедура многократного последовательного создания плотноупакованных равновесных решеток цилиндрических магнитных доменов применяется и для определения другой границы их устойчивости, соответствующей переходу в полосовую доменную структуру, т. е. развитию эллиптической неустойчивости. Единственным отличием является лишь то, что такой переход происходит при уменьшении напряженности поля подмагничивания.

Область существования полосовой доменной структуры определяется сходным образом. В отсутствие поля H_{\parallel} осуществляется зарождение полосовой доменной структуры с периодом, близким к минимально возможному, затем по траектории, близкой к кривой $O \rightarrow \Pi$, производится переход в любую другую требуемую точку. После этого путем увеличения напряженности поля достигается либо переход в однородно намагниченное состояние (точка на кривой $\Pi \rightarrow O$), либо в гексагональную решетку цилиндрических магнитных доменов (точка на кривой $\Pi \rightarrow P_{1,2}$). При этом направление поля должно соответствовать нормали к искомой кривой, ибо при этом обеспечивается максимальная точность измерений. При уменьшении напряженности поля фиксируется положение точек на кривой $\Pi \rightarrow \Pi M$, соответствующих появлению поверхностной модуляции профиля доменной границы в простой полосовой доменной структуре. Процедура определения положения кривой $\Pi M \rightarrow \Pi$ не требует пояснений; заметим лишь, что исходным этапом при этом является зарождение модулированной полосовой доменной структуры в отсутствие поля подмагничивания.

При $H = 0$ обычно наблюдается несколько преимущественных направлений, вдоль которых ориентируются границы полосовых доменов, что связано с существованием кубической и, возможно, ромбической анизотропии. При достаточно больших значениях компоненты поля H_{\perp} , не совпадающей по ориентации с естественными преимущественными направлениями, происходит переориентация доменной границы. Перестройка периода полосовых структур и двумерных решеток при изменении магнитного поля в интервалах, соответствующих внутренним областям диаграммы состояний, происходит путем рождения, аннигиляции и движения магнитных дефектов типа дислокаций и дисклинаций. В некоторых случаях имеет место множественная кластеризация магнитных дислокаций в виде дислокационных стенок. Наблюдаются также различные неустойчивости полосовой доменной структуры с образованием сквозных синусоидальных или пилообразных искажений профиля доменной границы. Трансформация гексагональных решеток в полосовую доменную структуру происходит путем развития эллиптической неустойчивости круглых цилиндрических магнитных доменов. Резюмируя, можно отметить, что все описанные процессы аналогичны наблюдаемым в пленках с $\beta_u \gg 1$ [10, 30, 31]. Существенным отличием, однако, является то, что в пленках с малыми значениями β_u в окрестности линий фазового перехода не происходит глобальной аморфизации упорядоченных полосовых доменных структур (типичной для пленок с доминирующей одноосной анизотропией [32]), поскольку эффективные модули жесткости системы в рассматриваемом случае достаточно велики.

Представление о характере модификации геометрических параметров полосовых доменных структур при изменении напряженности поля H_{\perp} дает рис. 5, на котором

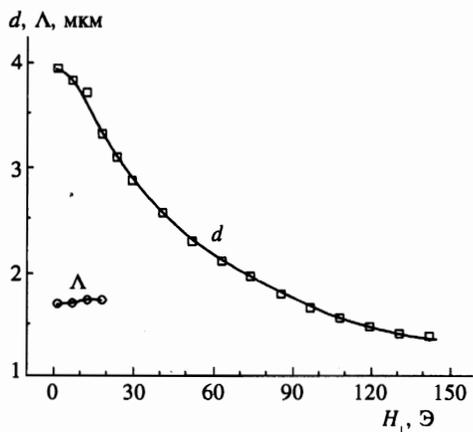


Рис. 5. Зависимость геометрических параметров доменных структур (d — \square , Λ — \circ) от поля H_{\perp} для пленки № 1

изображены зависимости $d(H_{\perp})$ и $\Lambda(H_{\perp})$ для пленки № 1 при $H_{\parallel} = 0$. Видно, что период доменной структуры сильно зависит от напряженности⁵⁾ поля, убывая при увеличении последней, в то время как период волнообразных искажений доменных границ очень слабо реагирует на изменение магнитного поля и увеличивается с ростом H_{\perp} .

Провалы на кривых $\Pi \rightarrow P_1$ и $P_1 \rightarrow \Pi$ вблизи оси абсцисс (точка G и вершина кривой $P_2 \rightarrow \Pi$ на рис. 4) могут быть обусловлены следующим. Во-первых, эта область диаграммы соответствует симметричным полосовым доменным структурам ($d_1 = d_2 = d/2$, где d_1 и d_2 — ширина доменов с разным направлением проекции M_z); при этом максимально затруднены процессы рождения и аннигиляции магнитных дислокаций, через которые и реализуются переходы между полосовой доменной структурой и решеткой цилиндрических магнитных доменов. Во-вторых, именно в указанной области диаграммы происходит переполаризация доменных границ при изменении направления поля H_{\perp} .

Переходы $\Pi \rightarrow P_1$ и $\Pi \rightarrow P_2$ не наблюдаются, поскольку для зарождения цилиндрических магнитных доменов из полосовой доменной структуры требуются противофазные искажения соседних доменных границ. Обратные трансформации тем не менее происходят, так как гармонические искажения профиля замкнутых доменных границ не запрещены. Фазовые переходы $O \rightarrow \Pi$ и $\Pi \rightarrow O$ близки ко второму роду, остальные — к первому роду. К сожалению, у пленок с $\beta_u \leq 1$ не существует исключительно точного экспериментального критерия для идентификации фазового перехода второго рода, в отличие от случая $\beta_u \gg 1$, когда неотъемлемым атрибутом таких превращений является образование при зарождении доменной структуры так называемого «смешанного» состояния, характеризуемого сосуществованием блоков разнополярных цилиндрических магнитных доменов и обрывков полосовых доменов [10, 33]. Тем не менее, можно пользоваться другими достаточно хорошими критериями, заключающимися в том, что,

⁵⁾ Приведенные на рис. 5 зависимости относятся к случаю, когда доменные границы ориентированы параллельно вектору H_{\perp} , что всегда имеет место в достаточно сильных полях. Если эксперимент проводится таким образом, что направление вектора поля H_{\perp} изначально не совпадает с ориентацией доменных границ, то при увеличении напряженности поля внутри исходной полосовой доменной структуры происходит зарождение блоков полосовых доменов с доменными границами вдоль поля, которые затем разрастаются и вытесняют прежнюю структуру.

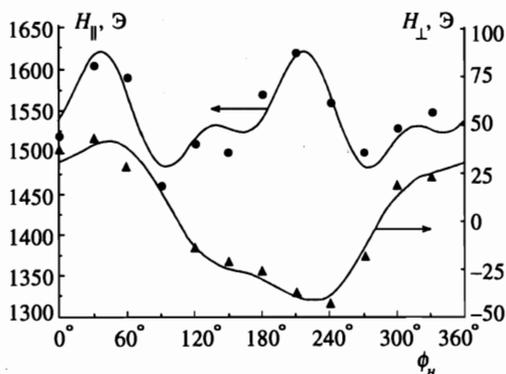


Рис. 6. Зависимость положения точки E диаграммы состояний пленки № 1 от ориентации поля H_{\perp}

во-первых, фазовые переходы второго рода происходят практически без гистерезиса (в пределах точности измерений) и, во-вторых, они характеризуются однородностью зарождения, исчезновения или преобразования доменной структуры по площади пленки и относительной нечувствительностью к микродефектам.

Ось ординат не является осью симметрии диаграммы, что обусловлено влиянием кристаллографической (кубической) и наведенной ромбической анизотропий. Изменение положения пленки относительно поля H_{\perp} , которое можно характеризовать углом поворота ϕ_H по азимуту от некоторого опорного направления, не приводит к качественному изменению вида диаграмм состояния. Все диаграммы для различных значений угла ϕ_H топологически подобны; меняется лишь положение характерных точек диаграммы (точки A–G на рис. 4). Для примера на рис. 6 построена зависимость координат точки E (вершины диаграммы с вертикальной касательной) от угла ϕ_H ; точками показаны опытные данные, сплошными кривыми — аппроксимирующие ряды Фурье, которые для H_{\perp} содержат лишь четные гармоники, а для H_{\parallel} — нечетные. В пленках с большой константой одноосной анизотропии аналогичные зависимости для точки однородного зарождения доменной структуры, соответствующей фазовому переходу второго рода из однородно намагниченного состояния в неоднородно намагниченное, используются для определения констант одноосной, ромбической и кубической анизотропий путем сопоставления с результатами теоретического расчета [10, 33]. В нашем случае этого сделать нельзя из-за отсутствия аналитической теории.

При постепенном уменьшении толщины пленок единственным качественным изменением диаграммы состояний является исчезновение области существования полосовой доменной структуры с модулированными доменными границами в области значений $L < L_{cr1}^*$; положение остальных точек диаграммы слабо зависит от толщины (см. рис. 7).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление вида диаграмм состояний пленок с $\beta_u < 1$ (рис. 4) и с $\beta_u \gg 1$ (рис. 2 из работы [10]) при индуцируемых магнитным полем фазовых переходах показывает, что они являются топологически подобными. Это нельзя считать неожиданным, поскольку, как уже упоминалось во Введении, распределение намагниченности в плен-

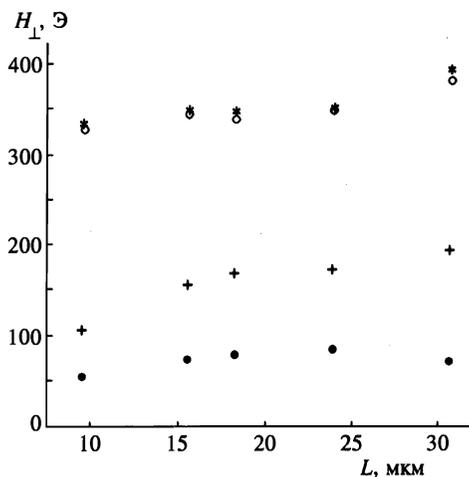


Рис. 7. Зависимость положения точек A (●), B (+), C (○) и D (*) на диаграммах состояний от толщины для пленок состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

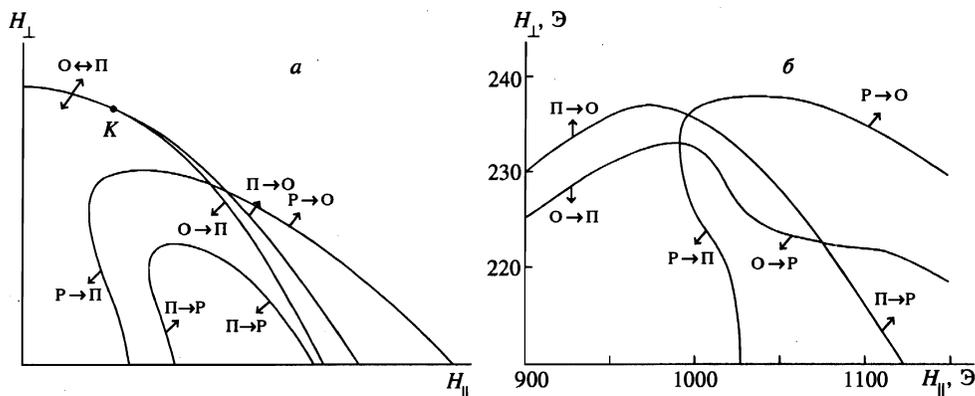


Рис. 8. Схематическое изображение теоретической (для $\beta_u \gg 1$) диаграммы состояний в окрестности трикритической точки (а) и аналогичный участок экспериментальной диаграммы для пленки № 1 (б)

ках не претерпевает качественных изменений при проходе через значение β_u равное единице. Более того, в пленках со слабой одноосной анизотропией удается наблюдать «тонкую структуру» диаграммы состояний, которая практически не обнаруживается в сильно анизотропных одноосных пленках. Обсудим эту проблему несколько подробнее.

Феноменологическая теория ориентационных фазовых переходов в пленках, развитая для случая $\beta_u \gg 1$, показывает [7, 10], что непосредственное зарождение гексагональных решеток цилиндрических магнитных доменов из однородно намагниченного состояния возможно лишь при $\beta_u \rightarrow \infty$, причем эта трансформация при $h_{\parallel} \neq 0$ происходит как фазовый переход первого рода. Точка с координатами $h_{\parallel} = 0, h_{\perp} \approx \beta_u$ соответствует фазовому переходу второго рода и является мультикритической, поскольку в ней же оканчивается линия фазового перехода между однородно намагниченным состоянием и полосовой доменной структурой. При конечных значениях β_u линия потери устойчивости однородно намагниченного состояния относительно перехода в ре-

шетку цилиндрических магнитных доменов (линии $O \rightarrow P_{1,2}$ в обозначениях рис. 4) расщепляется на линию фазового перехода второго рода между однородным состоянием и полосовой доменной структурой (линия $O \leftrightarrow \Pi$) и линию потери устойчивости последней относительно перехода в решетку цилиндрических магнитных доменов (линии $\Pi \rightarrow P_{1,2}$), а мультикритическая точка разделяется на две трикритические точки R_1 и R_2 , расположенные на кривой $O \leftrightarrow \Pi$ симметрично относительно оси h_{\perp} , причем все описанные эффекты проявляются тем сильнее, чем меньше значение β_u . В итоге диаграмма состояний вблизи трикритической точки приобретает вид, показанный на рис. 8а⁶). Если теперь детально рассмотреть структуру диаграммы состояний пленки № 1 в окрестности, например, точки F_1 (рис. 8б), то становится очевидным, что основные выводы теории, развитой для сильно анизотропных одноосных пленок, позволяют качественно объяснить и особенности фазовой диаграммы для пленок с малыми значениями β_u .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16082-а) и Научно-технического фонда Республики Корея (Korea Science & Engineering Foundation) в рамках корейско-российской программы совместных исследований (Korea-Russia Joint Research Program). Авторы признательны Л. И. Антонову за предоставление результатов расчета распределения намагниченности и полезные дискуссии.

Отдельные результаты работы в сжатом виде были ранее опубликованы в [34].

Литература

1. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Phys. Zs. SU **8**, 153 (1935).
2. C. Kittel, Rev. Mod. Phys. **21**, 541 (1949).
3. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, УФН **156**, 47 (1990).
4. E. Schlomann, J. Appl. Phys. **44**, 1837 (1973).
5. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
6. R. M. Goldstein and M. W. Muller, Phys. Rev. B **2**, 4585 (1970).
7. В. В. Тарасенко, Е. В. Ченский, И. Е. Дикштейн, ЖЭТФ **70**, 2178 (1976).
8. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, в сб. *Физика конденсированного состояния и применение ядерно-физических методов в биологии*, ЛиЯФ, Ленинград (1979), с. 94.
9. В. В. Тарасенко, ФТТ **22**, 503 (1980).
10. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ **86**, 1473 (1984).
11. Б. Н. Филиппов, А. П. Танкеев, *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1987).
12. Л. И. Антонов, С. В. Журавлев, Е. В. Лукашева и др., ФММ **74**, 23 (1992).
13. Е. В. Лукашева, Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-матем. наук, МГУ, Москва (1995).
14. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975).

⁶) На диаграмме качественно отражено также и то, что при уменьшении напряженности поля H_{\perp} фазовый переход между однородно намагниченным состоянием и полосовой доменной структурой становится фазовым переходом первого рода в точке K [9].

15. А. И. Мишек, В. Н. Пушкарь, *Реальные кристаллы с магнитным порядком*, Киев, Наукова думка (1978).
16. J. Kaczer, IEEE Trans. on Magnetics **MAG-6**, 442 (1970).
17. Т. И. Нестреляй, Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-матем. наук, Куйбышевский пединститут (1971).
18. Л. И. Антонов, Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-матем. наук, МГУ, Москва (1972).
19. Ю. Г. Лебедев, И. Г. Титяков, Б. Н. Филиппов, ФТТ **17**, 3149 (1975).
20. Г. С. Кандаурова, Л. Г. Оноприенко, *Основные вопросы теории магнитной доменной структуры*, УрГУ, Свердловск (1977).
21. Е. П. Антонец, Б. М. Степанов, В. А. Фабриков, ФММ **49**, 510 (1980).
22. Е. Е. Шальгина, Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-матем. наук, МГУ, Москва (1990).
23. A. Holtz and H. Kronmuller, Phys. Stat. Sol. **31**, 787 (1969).
24. G. A. Jones, T. M. Lacey, and I. V. Puchalska, J. Appl. Phys. **53**, 7870 (1982).
25. Р. М. Гречишкин, Ю. М. Зубков, Д. И. Семенцов, Письма в ЖТФ **15**, 45 (1989).
26. Р. М. Гречишкин, Ю. М. Зубков, Д. И. Семенцов и др., Кристаллография **36**, 1484 (1991).
27. А. Бобек, Э. Делла Торре *Цилиндрические магнитные домены*, Энергия, Москва (1977), с. 192.
28. J. Kaczer and R. Gemperle, Czech. J. Phys. B **11**, 510 (1961).
29. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Микроэлектроника **8**, 331 (1979).
30. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ **98**, 2158 (1990).
31. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ **100**, 205 (1991).
32. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ФТТ **25**, 3591 (1983).
33. A. Hubert, A. P. Malozemoff, J. C. De Luca, J. Appl. Phys. **45**, 3562 (1974).
34. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, в сб. *Тезисы докл. XIV Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»*, ч. II, Москва (1994), с. 85.