

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ ОДНООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ КОНСТАНТОЙ АНИЗОТРОПИИ

Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский\*, Е. Г. Мансветова

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

Поступила в редакцию 9 апреля 1998 г.

В бипериодических полосовых доменных структурах пленок ферритов-гранатов с положительной константой анизотропии обнаружены новые фазовые переходы, индуцируемые магнитным полем и сопровождающиеся изменением симметрии или периода распределения вектора намагниченности. Выполнена симметричная классификация наблюдаемых типов доменных структур и определен вид диаграммы состояний пленок на плоскости  $H_{\perp} H_{\parallel}$ , где  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  — компоненты вектора напряженности магнитного поля, перпендикулярная и параллельная нормали к поверхности.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в одноосных пленках магнетиков с положительной константой анизотропии  $\beta_u$  и с осью легкого намагничивания вдоль нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности (далее — ось  $z$ ) постепенное увеличение толщины  $L$  при некотором критическом значении  $L_{cr}^*$  приводит к возникновению в исходной равновесной полосовой доменной структуре приповерхностных квазигармонических искажений профиля доменных границ (ДГ), в результате чего распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  становится бипериодическим. Подобная модификация распределения вектора  $\mathbf{M}$  у поверхностей магнетика является предвестником появления в более толстых ( $L > L_{cr}^{(1)} > L_{cr}^*$ ) пленках внутри каждого из полосовых доменов цепочек изолированных приповерхностных конусообразных доменов, проникающих в толщу пленки на глубину, не превышающую  $L/2$ , и имеющих обратный знак компоненты  $M_z$  по отношению к тем полосовым доменам, внутри которых располагаются данные конусообразные домены. При дальнейшем увеличении толщины ( $L > L_{cr}^{(2)} > L_{cr}^{(1)}$ ) внутри каждого из конусообразных доменов, в свою очередь, начинают зарождаться конусообразные домены меньшего размера с обратным знаком проекции  $M_z$  и т. д., в результате чего формируются сложные структуры типа «русской матрешки», состоящие из множества вложенных друг в друга доменов. Исторически за таким процессом закрепился не совсем удачный термин «ветвление», хотя на самом деле в данном случае происходит лишь локализованное расслоение распределения  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  в глубину пленки, характеризующееся чередованием знака  $M_z$  в соседних слоях. Истинное же ветвление ДГ у поверхностей пленки с образованием фракталоподобных конфигураций наблюдается для толщин внутри интервала  $L_{cr}^{(1)} > L > L_{cr}^* + \delta L$ , где  $\delta L < (L_{cr}^{(1)} - L_{cr}^*)$ , т. е. от начала появления первых боковых отростков на изогнутых ДГ до возникновения первых конусообразных доменов (см., например, [1–6]).

\* E-mail: listf@dataforce.net

Описанное выше поведение доменной структуры присуще магнетикам с любым (отличным от нуля) положительным значением константы одноосной анизотропии — от магнетоплюмбитов и гексаферритов ( $\beta_u \gg 1$ ) до низкокоэрцитивных сплавов ( $\beta_u \ll 1$ ). Единственным отличием является лишь то, что в отсутствие внешнего магнитного поля основному состоянию пленок в первом случае соответствуют лабиринтные полосовые доменные структуры с хаотической ориентацией ДГ, а во втором — упорядоченные двумерные решетки полосовых доменов, обладающие трансляционной симметрией. Причиной упорядочения ДГ в пленках с малыми значениями  $\beta_u$  является большое отклонение вектора  $\mathbf{M}$  от нормали к поверхности.

Экспериментальное исследование поведения бипериодических полосовых доменных структур<sup>1)</sup> во внешних магнитных полях различной напряженности и ориентации началось в середине текущего столетия и проводилось в течение двух десятилетий на пленках металлов и сплавов [1, 2, 5, 9–18], а также ферритов со структурой магнетоплюмбита [2, 3, 9, 10, 18–21], шпинели [22, 23], граната [24] и с гексагональной структурой [2, 4] с использованием методов лоренцевой электронной микроскопии [2], порошковых фигур [1–5], поляризационной оптической микроскопии [9, 24] и магнитооптической дифракции [24]. В этот же период времени предпринимались немногочисленные попытки теоретического описания свойств бипериодических полосовых доменных структур на основе вариационного принципа Ритца с различными пробными функциями в рамках концепции геометрических (бесструктурных) ДГ [13, 25–28]. В дальнейшем интерес к бипериодическим полосовым доменным структурам полностью угас и возродился лишь в последнее время в связи с проблемой магнитооптической дифракции света на таких доменных массивах [29, 30].

Анализ содержания цитированных работ показывает, что поведение бипериодических полосовых доменных структур во внешних магнитных полях изучено явно недостаточно. В частности, практически не обсуждались вопросы о возможности существования различных модификаций таких неоднородных распределений магнитного момента и о фазовых переходах (ФП) между ними. Выполненные нами исследования восполняют этот пробел.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описаны условия проведения экспериментов и приведены краткие сведения о методике выращивания и параметрах используемых образцов, а также об общих свойствах бипериодических полосовых доменных структур. Предварительный анализ результатов экспериментов, необходимый для изложения последующего материала, выполнен в разд. 3. В разд. 4 дана симметричная классификация наблюдаемых в экспериментах бипериодических полосовых доменных структур, основанная на привлечении аппарата теории двумерных пространственных групп. Кинетика индуцируемых магнитным полем ФП в бипериодических полосовых доменных структурах описана в разд. 5. Краткое обсуждение полученных результатов и некоторых смежных проблем содержится в Заключение.

<sup>1)</sup> Мы намеренно употребляем термин «бипериодические *полосовые* доменные структуры», чтобы подчеркнуть отличие от бипериодических двумерных массивов цилиндрических магнитных доменов различной формы и симметрии, которые в настоящей работе не рассматриваются. Простейшим примером таких массивов являются гексагональные решетки круглых цилиндрических магнитных доменов; более сложные конфигурации, возникающие при динамической самоорганизации под действием пульсирующего магнитного поля, описаны, например, в [7, 8].

## 2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Исследовались доменные структуры одноосных пленок магнитных гранатов состава  $\text{Lu}_{2.1}\text{Vi}_{0.9}\text{Fe}_{5-x}\text{Mg}_x\text{O}_{12}$  ( $x = 0-0.17$ ) и  $\text{Lu}_{2.1}\text{Vi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (далее — пленки типа I и типа II) толщиной  $L = 1-40$  мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (с использованием растворителей  $\text{Vi}_2\text{O}_3$  и  $\text{PbO-Vi}_2\text{O}_3$  соответственно) на подложках из  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (111). Режим роста был аналогичен использованному авторами работ [31, 32]. Температура Нееля  $T_N$  пленок была равна 560 К, намагниченность насыщения  $4\pi M$  составляла 1800 Гс. Для намагничивания образцов до насыщения полями вдоль ( $H_{\parallel} = H_z$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp} = H_y$ ) нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности в пленках типа I требовались напряженности  $H_{\parallel}^* = 1500-1750$  Э и  $H_{\perp}^* = 25-200$  Э соответственно, а в пленках типа II — 1600–1750 Э и 300–500 Э соответственно, причем величины  $H_{\parallel}^*$  и  $H_{\perp}^*$ , как правило, возрастали при увеличении толщины пленок. Приближенная оценка<sup>2)</sup> констант одноосной анизотропии, основанная на использовании соотношения

$$\beta_u \approx 1 - H_{\perp}^*/4\pi M,$$

дала значения  $\beta_u \approx 0.88-0.98$  для пленок типа I и  $\beta_u \approx 0.72-0.83$  для пленок типа II. В пленках существовала также слабая кубическая анизотропия, которая в общем случае приводила лишь к незначительной асимметрии диаграммы состояний на плоскости  $H_{\perp} H_{\parallel}$  относительно оси ординат, не вызывая качественных изменений в реакции доменной структуры на внешнее магнитное поле (см. [33]).

Высокое удельное фарадеевское вращение в видимом диапазоне (более 1 град/мкм) обеспечивало возможность уверенного визуального определения типа доменной структуры пленок с помощью поляризационного микроскопа и по дифракционным картинкам; в первом случае в качестве источника света использовалась лампа накаливания, во втором — гелий-неоновый лазер с рабочей длиной волны  $\lambda_L = 0.63$  мкм. Регистрация интенсивности излучения в отдельных дифракционных максимумах проводилась подвижным фоточувствительным зондом с использованием метода пространственной фильтрации, который использовался также и для увеличения контрастности и четкости мелких деталей изображения доменов. Фотографии доменных структур были получены (в формате TIFF) цифровой фотокамерой Kodak DC 120, обеспечивающей пространственное разрешение  $1280 \times 960$  пикселей, и обрабатывались с помощью стандартных программ компьютерной фоторетуши. Для создания магнитных полей  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$  с максимальной напряженностью 10 кЭ и 2 кЭ соответственно использовался электромагнит с двумя парами ортогонально расположенных катушек.

В отсутствие внешнего поля в пленках толщиной менее 5 мкм существовала простая (монопериодическая) полосовая доменная структура, а в более толстых пленках — би-периодическая полосовая доменная структура с гармонической приповерхностной модуляцией профиля ДГ. Амплитуда гармонических искажений профиля ДГ монотонно возрастала при увеличении толщины пленок, однако даже в самых толстых пленках ( $L = 40$  мкм), которые удалось вырастить методом жидкофазной эпитаксии, приповерхностные конусообразные домены не возникали. Наблюдения за поведением доменных

<sup>2)</sup> К данным оценкам следует относиться с осторожностью, поскольку они справедливы лишь для пленок с  $\beta_u \ll 1$ .

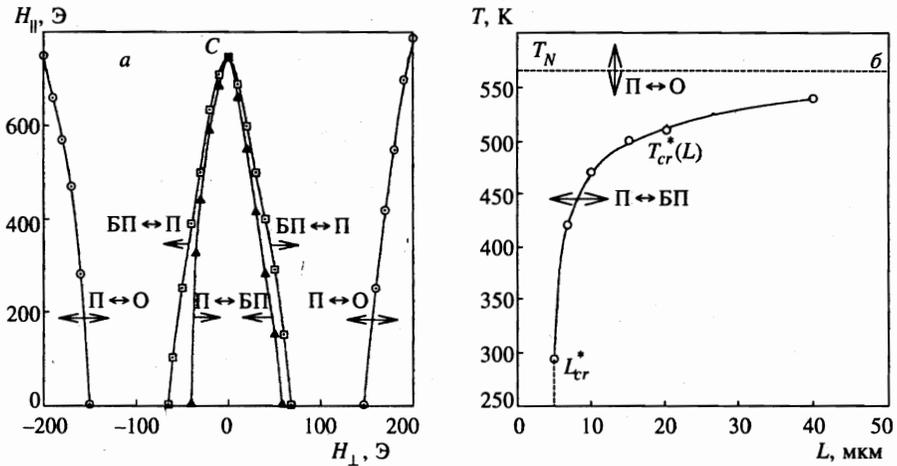


Рис. 1. Диаграммы состояний одноосных пленок магнитных гранатов для ориентационных ФП (а) и спонтанных ФП (б). Обозначения: О — однородно намагниченное состояние, П — простые полосовые доменные структуры, БП — бипериодические полосовые доменные структуры; стрелками на кривых показаны направления изменения параметра, индуцирующего ФП

структур при нагреве пленок (от комнатной температуры) и при изменении напряженности и ориентации внешнего магнитного поля позволили определить положение границ областей существования бипериодических доменных структур на плоскостях  $LT$  и  $H_{\perp}H_{\parallel}$  соответственно (см. рис. 1). Видно, что имеется верхняя температурная граница  $T_{cr}^*(L)$  существования модуляции профиля ДГ, т.е. при  $T > T_{cr}^*$  структура является простой полосовой. Исчезновение модуляции профиля ДГ при  $T = T_{cr}^*$  происходит как ФП второго рода (см. [34]). При увеличении толщины пленок температура перехода монотонно возрастает и асимптотически приближается к температуре Нееля  $T_N$ , оставаясь меньше последней (см. рис. 1б). На рис. 1б приведены результаты для серии пленок типа II; для пленок типа I результаты были аналогичными.

Сходная ситуация имеет место и при ориентационных ФП (при  $T = \text{const}$ ), индуцируемых магнитным полем  $H_{\perp}$ , что иллюстрирует рис. 1а, где показана часть диаграммы состояний<sup>3)</sup> пленки типа I толщиной около 10 мкм (далее — пленка № 1) при  $T = 293$  К. Область существования бипериодических полосовых доменных структур на диаграмме состояний в координатах  $H_{\perp}H_{\parallel}$  всегда располагается внутри области устойчивости простых полосовых доменных структур, причем трансформация одного типа доменных структур в другой происходит как ФП первого рода. Исключение составляет точка  $C$ , соответствующая вершине области существования. На рис. 1а точка  $C$  располагается на оси ординат, которая является осью симметрии диаграммы состояний; при вращении пленки вокруг нормали за счет влияния слабой кубической анизотропии симметрия в общем случае отсутствует и точка  $C$  не принадлежит оси ординат. Если

<sup>3)</sup> На диаграмме не изображены линии ФП, связанные с гексагональной решеткой цилиндрических магнитных доменов, не имеющие прямого отношения к обсуждаемым вопросам; полную диаграмму состояний см. в [33].

толщина пленок  $L$  стремится к  $L_{cr}^* + 0 \simeq 5$  мкм, то область существования бипериодических доменных структур стягивается в точку; при увеличении толщины пленок эта область расширяется и линии БП→П на диаграмме рис. 1а приближаются к линиям П↔О, но зазор между ними всегда существует.

Зарождение полосовых доменных структур в одноосных пленках из однородного состояния при уменьшении напряженности внешнего магнитного поля  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$  сопровождается нарушением симметрии относительно трансляций и отражений в плоскости, а также относительно вращений вокруг нормали к поверхности, поэтому в доменной фазе магнетик должен описываться тремя параметрами порядка: трансляционным, ориентационным и «модуляционным», характеризующими соответственно степень периодичности распределения вектора намагниченности, степень параллельности доменных границ и максимальный угол отклонения вектора  $\mathbf{M}$  от вектора напряженности магнитного поля [35]. При  $T \neq 0$  существуют лишь ориентационный и модуляционный дальние порядки, так как группа трансляций не является дискретной. Нарушение дальнего трансляционного порядка происходит за счет возникновения в полосовой доменной структуре связанных или свободных магнитных дислокаций. В первом случае состояние магнетика соответствует так называемой фазе Березинского—Костерлица—Таулесса (фазе БКТ), в которой «трансляционная» корреляционная функция убывает (в дальней зоне) по степенному закону, а доменные границы полностью упорядочены, во втором — фазе жидкого кристалла, для которого трансляционная корреляционная функция спадает по экспоненциальному закону, а «ориентационная» корреляционная функция — по степенному [35–38].

### 3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились при  $T = 293$  К, разных значениях  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel} = \text{const}$ . При выбранном значении  $H_{\parallel}$  устанавливалось значение насыщающей напряженности поля  $H_{\perp} > H_{\perp}^*$ , затем ток в соответствующей паре катушек электромагнита плавно уменьшался до нуля, изменялась полярность тока, и пленка опять переводилась в состояние магнитного насыщения полем  $H_{\perp}$  противоположного исходному направления. После этого все наблюдения повторялись для восходящей ветви петли гистерезиса. Во всей области существования простых и бипериодических доменных структур последние были хорошо упорядочены, но содержали дефекты типа свободных и связанных магнитных дислокаций, т. е. состояние магнетика соответствовало жидкокристаллической фазе или фазе Березинского—Костерлица—Таулесса [35–38].

При индуцируемом магнитным полем  $H_{\perp}$  ФП из однородно намагниченного состояния в фазу с простой полосовой доменной структурой с периодом  $d$  границы между доменами ориентировались параллельно вектору  $\mathbf{H}_{\perp}$ , т. е. доменный массив характеризовался вектором обратной решетки  $\mathbf{b}_1 = (2\pi/d)\mathbf{e}_x$ . Для описания бипериодических доменных структур помимо  $d$  необходимо использовать еще два параметра:  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  (в общем случае  $\Lambda_1 \neq \Lambda_2$ ), равные соответственно периодам поверхностной модуляции профиля ДГ на границах раздела пленки со свободным пространством и с подложкой. Пространство векторов обратной решетки при этом становится двумерным, причем  $\mathbf{b}_2 = (2\pi/\Lambda_i)\mathbf{e}_y$ , где  $i = 1, 2$ .

Распределение намагниченности в доменных структурах любого типа было неоднородным как по толщине, так и в развитых плоскостях пленок. Однако, используя по-

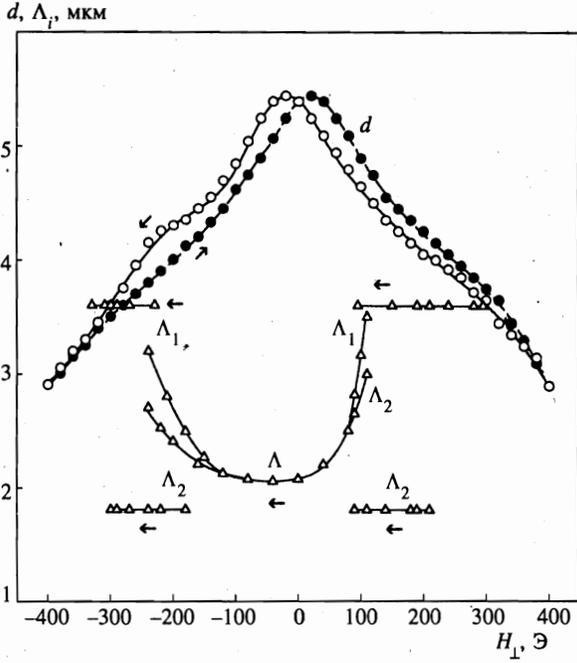


Рис. 2. Зависимости геометрических параметров бипериодических полосовых доменных структур в пленке № 2 типа II толщиной 16 мкм от напряженности поля  $H_{\perp}$

ляризацiонный микроскоп с высоким оптическим разрешением и стандартные методы пространственной и поляризацiонной фильтрации, можно было получать качественную информацию об изменении профиля распределения намагниченности по толщине, а также выделять те элементы изображения, которые были необходимы для проверки достоверности рабочих гипотез.

Анализ поведения доменных массивов и соответствующих им дифракционных картин позволил сделать следующие выводы.

1. В пленках любой толщины гармоническая неустойчивость профиля ДГ в исходной простой полосовой доменной структуре при уменьшении напряженности поля  $H_{\perp}$  развивается независимо на двух развитых поверхностях (обычно при разных значениях  $H_{\perp}$ , так как параметры приповерхностных слоев эпитаксиальных пленок на границах с подложкой и со свободным пространством отличаются друг от друга; см., например, [39, 40]). При этом периоды гармонических искажений на двух поверхностях  $\Lambda_1$  (на границе раздела пленка—свободное пространство) и  $\Lambda_2$  (на границе раздела пленка—подложка) могут существенно отличаться друг от друга (более чем в два раза; см. рис. 2). Дальнейшее уменьшение напряженности поля  $H_{\perp}$  приводит к увеличению глубины проникновения поверхностных искажений профиля ДГ, и они начинают влиять друг на друга. Для пленок толщиной  $L \lesssim 20$  мкм это взаимное влияние приводит к полной пространственной «синхронизации» гармонических искажений: они приобретают общий период ( $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$ ), как показано на рис. 2, и становятся противофазными, т. е. фаза модулирующей профиль ДГ функции вблизи одной поверхности пленки отличается от фазы аналогичной функции вблизи другой поверхности на  $\pi$ . В более толстых

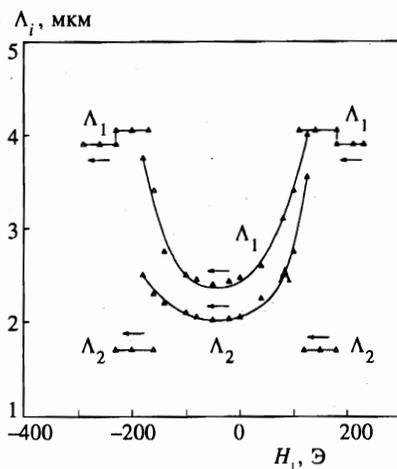


Рис. 3. Зависимости геометрических параметров бипериодических полосовых доменных структур в пленке № 3 типа II толщиной 26 мкм от напряженности поля  $H_{\perp}$

пленках увеличение глубины проникновения поверхностных гармонических искажений профиля ДГ не приводит к их пространственной синхронизации ( $\Lambda_1 \neq \Lambda_2$ ), но разность периодов  $\Delta\Lambda = \Lambda_1 - \Lambda_2$  существенно уменьшается по сравнению со случаем отсутствия взаимодействия; см. рис. 3. Заметим, что один из возможных типов бипериодических доменных структур — с противофазной модуляцией профиля распределения  $M$  в соседних ДГ — по-видимому, обладает устойчивостью только при отсутствии взаимодействия между приповерхностными структурами на границах раздела пленки с подложкой и со свободным пространством.

Амплитуды гармонических искажений на двух поверхностях пленки различаются, причем более развитые изгибы ДГ существуют на поверхности раздела пленка-подложка. В средней плоскости пленки ДГ остаются вертикальными и ровными (не модулированными), как в простой полосовой доменной структуре. При увеличении напряженности поля  $H_{\perp}$  сначала исчезают изгибы ДГ на поверхности раздела пленки с подложкой, а затем — на свободной поверхности. В присутствии поля  $H_{\perp}$  гармонические искажения профиля ДГ переходят в пилообразные, причем вершины (и впадины) модулирующих функций в соседних ДГ смещаются в разные стороны относительно их положения при  $H_{\perp} = 0$ . Кроме того, зубцы «пилы» в одной и той же ДГ, но на противоположных сторонах пленки под действием поля  $H_{\perp}$  также наклоняются в разные стороны. Изменение знака поля  $H_{\perp}$  приводит к глобальной смене направлений наклона зубцов пилообразных ДГ на противоположные. Существование подобных эффектов обусловлено тем, что изогнутые ДГ создают над поверхностями пленки периодические поля рассеяния  $H_d$ , имеющие знакопеременные  $y$ -компоненты. При взаимодействии полей рассеяния с полем  $H_{\perp}$  последнее увеличивает длину тех участков ДГ, для которых  $H_{dy} \uparrow \uparrow H_{\perp}$  и сокращает длину тех, где  $H_{dy} \uparrow \downarrow H_{\perp}$ .

2. Зарождение и уничтожение приповерхностных искажений профиля ДГ, а также изменение периодов  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  происходит в полосовой доменной структуре, период которой  $d$  зависит от ориентации и напряженности внешнего магнитного поля. Плавное изменение среднего периода  $d$  полосовой доменной структуры при варьировании значений  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  происходит за счет зарождения, движения или аннигиляции магнитных дислокаций, на что впервые обратили внимание авторы работы [17]. Предста-

является очевидным, что и плавное изменение среднего периода модуляции профиля ДГ  $\Lambda$  (или периодов модуляции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ ) осуществляется также исключительно благодаря присутствию магнитных дислокаций, которые снимают обусловленный существованием трансляционной инвариантности запрет на непрерывное изменение векторов обратной решетки в идеальных периодических структурах<sup>4)</sup>. Заметим, что сильное влияние на  $d$ ,  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  оказывает лишь компонента поля  $H_{\perp}$ ; от компоненты поля  $H_{\parallel}$  указанные параметры во всей области существования полосовых доменных структур зависят слабо, незначительно возрастая при увеличении  $|H_{\parallel}|$ .

3. Бипериодические доменные структуры в области устойчивости могут существовать в нескольких различных модификациях, допускающих симметричную классификацию. Такая классификация, разумеется, не может быть выполнена на основе использования аппарата трехмерных пространственных групп вследствие того, что конечная толщина пленок запрещает трансляции вдоль нормали к поверхности (ось  $z$ ), и зависимость  $\mathbf{M}(z)$  в общем случае никакой симметрией не обладает. Тем не менее в классификационных целях можно использовать аппарат теории шубниковских (черно-белых) двумерных пространственных групп, анализируя с его помощью симметрию распределения вектора  $\mathbf{M}$  на любой из поверхностей пленки (или в любой плоскости внутри пленки, параллельной этим поверхностям). Такой подход допустим не только для ступенчатых («черно-белых») распределений магнитного момента, когда ДГ являются бесконечно узкими, а внутри доменов  $\mathbf{M} = \pm |\mathbf{M}| \mathbf{e}_z$ , но и для «серых» доменных структур с плавной зависимостью  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , поскольку образующие абстрактные черно-белые группы операции симметрии могут действовать на объекты любой природы.

4. Поскольку фазой является любое устойчивое состояние системы, отличающееся по симметрии или степени упорядочения от других возможных устойчивых состояний, индуцируемые изменением внешнего магнитного поля переходы между различными модификациями бипериодических доменных структур следует считать фазовыми переходами. Это означает, что жидкокристаллическая фаза магнетика с бипериодическими полосовыми доменными структурами является полиморфной и коренным образом отличается от аналогичной фазы с простыми полосовыми доменными структурами.

5. Зародышами новых состояний при ФП между различными модификациями бипериодических доменных структур являются магнитные дислокации, которые, таким образом, привносят в исходный доменный массив не только новые пространственные периоды  $d$  и  $\Lambda$ , но и новую симметрию. Напротив, перемагничивание (изменение знака проекции вектора  $\mathbf{M}$  на направление вектора  $\mathbf{H}_{\perp}$ ) пленок исследованного состава, наблюдаемое при  $|\mathbf{H}_{\perp}| < 5 \text{ Э}$ , происходит без участия дислокаций, движение которых в области слабых полей заблокировано коэрцитивной силой, и осуществляется за счет процессов вращения (опрокидывания) векторов намагниченности.

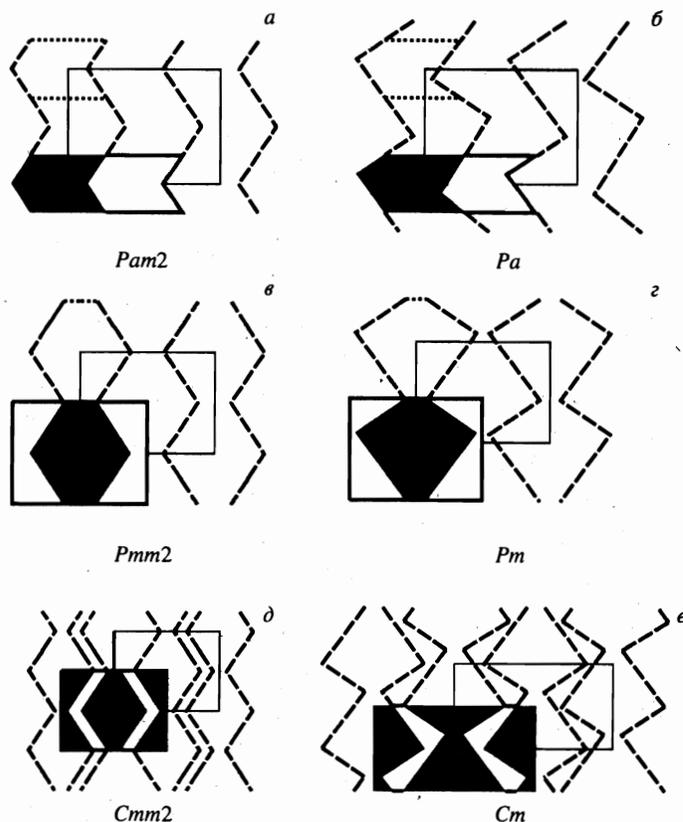
<sup>4)</sup> Действительно, для бесконечного полосового домена или домена конечной длины с закрепленными концами состояния со сколь угодно близкими, но различными значениями  $\Lambda$  отделены друг от друга энергетическим барьером, и плавный переход из одного состояния в другое невозможен. Длина же магнитной дислокации под действием магнитного поля может изменяться непрерывно, и запрет на плавное изменение  $\Lambda$  снимается. Создаваемые дислокацией «деформации» магнитостатического поля, являющиеся дальнедействующими, в свою очередь, модифицируют значения  $\Lambda$  в достаточно большой окрестности ядра дислокации. Кроме того, возникновение, изменение симметрии или уничтожение приповерхностных искажений профиля ДГ приводят к незначительным изменениям периода «материнской» полосовой доменной структуры.

Завершая данный раздел, заметим, что в исследованных нами пленках с  $\beta_u < 1$  в отсутствие магнитного поля реализуются доменные структуры с монополярными ДГ, которые характеризуются тем, что во всем объеме пленки углы отклонения векторов намагниченности  $\theta = \arccos(|\mathbf{M}|^{-1}(\mathbf{M}\mathbf{e}_0))$  от некоторого выделенного направления с ортом  $\mathbf{e}_0 \perp \mathbf{n}$  не превышают значения  $\theta_{max} < \pi/2$ , зависящего от  $\beta_u$ . Формально  $\theta_{max} \rightarrow 0$  при  $\beta_u \rightarrow 0$ . Векторы  $\mathbf{M}$  при переходе от домена к домену лишь «покачиваются» относительно среднего положения, определяемого направлением орта  $\mathbf{e}_0$ . В пленках с чисто одноосной магнитной анизотропией с осью легкого намагничивания, параллельной  $\mathbf{n}$ , все направления в перпендикулярной нормали плоскости эквивалентны, поэтому «селекция» направления  $\mathbf{e}_0$  зависит от предыстории и способа зарождения доменной структуры. Если зарождение доменов из однородно намагниченного состояния происходит за счет уменьшения напряженности поля  $\mathbf{H}_\perp^{(+)}$  (от насыщающего значения), то орт  $\mathbf{e}_0$  будет параллелен вектору  $\mathbf{H}_\perp^{(+)}$ . Эта ситуация сохранится и при уменьшении напряженности поля  $\mathbf{H}_\perp^{(+)}$  до нуля, причем при  $\mathbf{H}_\perp^{(+)} = 0$  распределение  $\mathbf{M}^{(+)}(\mathbf{r})$  характеризуется тем, что все разрешенные ориентации векторов  $\mathbf{M}$  лежат внутри телесного угла  $\Omega^{(+)}$ , меньшего  $2\pi$  стерadian, с осью вдоль  $\mathbf{H}_\perp^{(+)}$ . Полю  $\mathbf{H}_\perp^{(-)}$  обратного (по отношению к исходному) направления соответствует аналогичный (отображающий распределение  $\mathbf{M}^{(-)}(\mathbf{r})$ ) телесный угол  $\Omega^{(-)} < 2\pi$ , но с противоположным направлением оси. Телесные углы  $\Omega^{(+)}$  и  $\Omega^{(-)}$  не перекрываются, т.е. плавный переход между состояниями  $\mathbf{M}^{(+)}(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{M}^{(-)}(\mathbf{r})$  невозможен. Поэтому на предельной петле гистерезиса по полю  $H_\perp$  должен существовать скачок, соответствующий изменению знака проекции вектора  $\mathbf{M}$  на вектор  $\mathbf{H}_\perp$ .

#### 4. СИММЕТРИЙНЫЙ АНАЛИЗ БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Результаты симметричной классификации наблюдаемых в экспериментах бипериодических доменных структур изображены на рис. 4, где схематически показаны мотивообразующие элементы (в виде черно-белых фигур, обведенных по контуру жирной сплошной линией), доменные границы (штриховые линии) и прямоугольные ячейки Браве (тонкие сплошные линии). Вспомогательные пунктирные линии на некоторых рисунках даны с целью акцентирования отдельных операций симметрии. Черно-белое представление мотивообразующих элементов символически отображает неоднородное распределение вектора  $\mathbf{M}$  на любой из двух поверхностей пленки (или в любой параллельной им плоскости): черными показаны области с одним знаком проекции  $M_z$  (при любой величине последней), белыми — области с противоположным знаком  $M_z$ , а штриховые линии (ДГ) соответствуют множеству точек, где  $M_z = 0$ . В рамках принятой символики симметрия реализуемых в исследованных пленках бипериодических доменных структур описывается одной из шести двумерных пространственных групп прямоугольной сингонии с примитивной ( $Pam2$ ,  $Pa$ ,  $Pmm2$ ,  $Pm$ ) или центрированной ( $Cmm2$ ,  $Cm$ ) ячейкой Браве. Структуры с симметрией  $Pa$ ,  $Pm$  и  $Cm$  могут существовать в дуальных модификациях (на рисунке не показаны), соответствующих двум антипараллельным направлениям вектора  $\mathbf{H}_\perp$ .

В структуре с симметрией  $Pam2$ , показанной на рис. 4а, искажения профиля распределения вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  синфазны во всех ДГ на данной поверхности



**Рис. 4.** Симметричная классификация наблюдаемых в экспериментах бипериодических полосовых доменных структур: *a* — симметричная синфазная, *b* — несимметричная синфазная, *v* — симметричная противофазная, *z* — несимметричная противофазная, *d* — бисимметричная двойная, *e* — зеркально-симметричная двойная

пленки<sup>5)</sup> и симметричны, поэтому эту структуру будем именовать симметричной синфазной бипериодической доменной структурой. Такой профиль распределения намагниченности может реализоваться лишь при  $H_{\perp} = 0$ : любое сколь угодно малое поле  $H_{\perp}$  переводит такую структуру путем ФП второго рода в одну из двух модификаций несимметричной синфазной (точнее, квазисинфазной) бипериодической доменной структуры с симметрией  $Pa$  (см. рис. 4б).

В определенных зонах области устойчивости бипериодических доменных структур на плоскости  $H_{\perp} H_{\parallel}$ , примыкающих к областям устойчивости простых полосовых доменных структур, могут существовать и структуры, изображенные на рис. 4в, з, которые будем именовать соответственно симметричными и несимметричными противофазными бипериодическими доменными структурами.

<sup>5)</sup> На другой поверхности пленки они также синфазны, но противофазны по отношению к искажениям профиля ДГ на первой поверхности (если искажения на двух поверхностях сильно связаны; см. разд. 3).

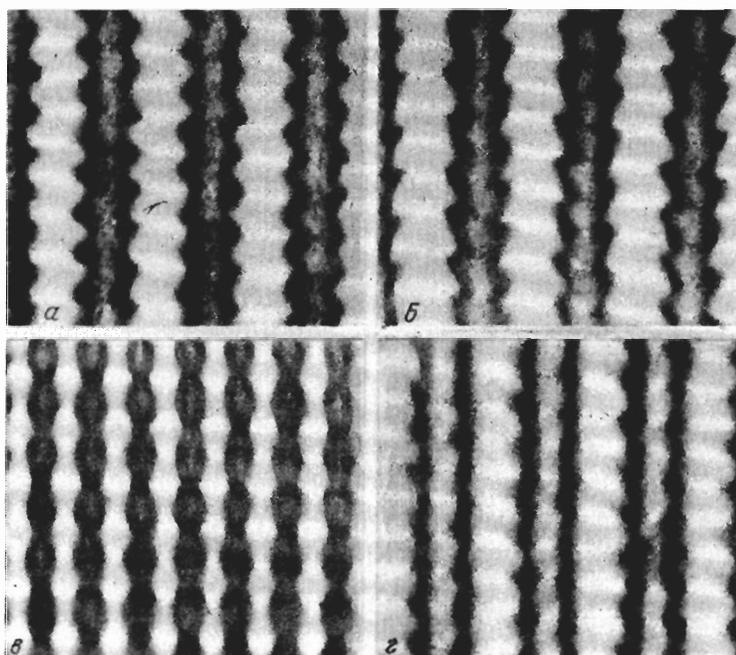


Рис. 5. Фотографии некоторых из наблюдаемых доменных структур в пленке №2

Если поле  $H_{\parallel}$  отлично от нуля и его напряженность превышает некоторое критическое значение, то в некоторых интервалах изменения поля  $H_{\perp}$  происходит удвоение периода трансляций в направлении оси  $x$  ( $\mathbf{e}_x \perp \mathbf{H}_{\perp}$ ), и формируются структуры, изображенные на рис. 4д или рис. 4е, которые можно назвать соответственно бисимметричными двойными и зеркально-симметричными двойными бипериодическими доменными структурами. Такие доменные массивы представляют собой последовательность чередующихся участков синфазных и противофазных бипериодических доменных структур (симметричных или несимметричных).

Фотографии некоторых из реально наблюдаемых доменных структур в пленке №2 приведены на рис. 5. Снимок *a* соответствует симметричной синфазной бипериодической доменной структуре ( $\mathbf{H} = 0$ ,  $d = 5.5$  мкм,  $\Lambda = 2.1$  мкм), снимок *б* — несимметричной синфазной ( $H_{\parallel} = 0$ ,  $H_{\perp} = 20$  Э,  $d = 5.5$  мкм,  $\Lambda = 2.1$  мкм), снимок *в* — симметричной противофазной ( $H_{\parallel} = 0$ ,  $H_{\perp} = 300$  Э,  $d = 3.6$  мкм,  $\Lambda = \Lambda_1 = 3.6$  мкм) и снимок *г* — зеркально-симметричной двойной бипериодической доменной структуре ( $H_{\parallel} = 300$  Э,  $H_{\perp} = 100$  Э,  $d = 13$  мкм,  $\Lambda = 2.7$  мкм).

Для идентификации различных модификаций наблюдаемых бипериодических доменных структур и проведения их симметричной классификации решающую роль играют эксперименты по наблюдению магнитооптической дифракции света на двумерных доменных массивах. Для абстрактной двумерной бипериодической решетки с периодами  $d$  и  $\Lambda$  вдоль осей  $x$  и  $y$  декартовой системы координат при рассеянии падающего

на пленку вдоль оси  $z$  ( $\mathbf{e}_z \parallel \mathbf{n}$ ) света дифракционные максимумы возникают в направлениях  $\mathbf{k}_{(p,q)} = \mathbf{k} + p\mathbf{b}_1 + q\mathbf{b}_2$ , где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор первичного светового пучка,  $p$  и  $q$  — целые числа, а  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}_2$  — базисные векторы обратной решетки, определяемые выражениями  $\mathbf{b}_1 = (2\pi/d)\mathbf{e}_x$ ;  $\mathbf{b}_2 = (2\pi/\Lambda)\mathbf{e}_y$ . Интенсивности  $J_{p,q}$  различных дифракционных максимумов в общем случае зависят как от типа и симметрии решетки, так и от типа и формы ее элементов.

Если пренебречь циркулярным магнитным дихроизмом, то доменные массивы представляют собой чисто фазовые дифракционные решетки, которые осуществляют периодическую модуляцию угла поворота плоскости поляризации исходного линейно поляризованного пучка света за счет эффекта Фарадея. При этом вклад в формирование дифракционной картины дают лишь те компоненты рассеянного пленкой света, в которых плоскость поляризации повернута по отношению к исходной на угол  $\pm\pi/2$  (изменение знака происходит при каждом переходе от домена с  $M_z > 0$  к домену с  $M_z < 0$ ); компоненты же с плоскостью поляризации, одинаковой с исходной, не приобретают никакой разности фаз после прохождения через домены с  $M_z > 0$  и  $M_z < 0$  и по этой причине не интерferируют. Отсюда следует, что при рассеянии света на доменных массивах дифрагированное излучение во всех дифракционных максимумах с индексами  $p \neq 0$  и  $q \neq 0$  поляризовано ортогонально по отношению к основному ( $p = 0$  и  $q = 0$ ) максимуму (см., например, [41, 42]). При рассеянии света на симметричной простой полосовой доменной структуре, в которой домены с  $M_z > 0$  и  $M_z < 0$  имеют одинаковую ширину ( $d_+ = d_- = d/2$ ), интенсивность четных дифракционных максимумов обращается в нуль<sup>6)</sup>. При нарушении симметрии простой полосовой доменной структуры (например, за счет наложения поля  $H_{\parallel}$ ) гашения четных дифракционных максимумов не происходит.

Учитывая симметрию наблюдаемых в экспериментах структур и описанные выше особенности магнитооптической дифракции плоскополяризованного света на доменных массивах, можно на основе достаточно простых соображений определить вид дифракционных картин для различных модификаций бипериодических полосовых доменных структур. Симметричный подход, аналогичный используемому в рентгеноструктурном анализе для определения классов Лауэ [44], показывает, что для пространственных групп  $Pam2$ ,  $Pa$ ,  $Pmm2$ ,  $Cmm2$  и  $Cm$  возможные типы оптических дифракционных картин при нормальном падении на пленки принадлежат одной и той же точечной группе симметрии  $mm2$  (см., например, [45]). При  $\bar{d}_+ = \bar{d}_- = d/2$ , где  $\bar{d}_+$  и  $\bar{d}_-$  — средняя ширина доменов с  $M_z > 0$  и  $M_z < 0$  соответственно, для синфазных симметричных бипериодических доменных структур (рис. 4а) будет наблюдаться гашение максимумов с  $p = 2n$  и любым  $q$  (кроме основного дифракционного максимума), а для противофазных (рис. 4б) — гашение максимумов с  $p = 2n + 1$  и любым  $q$  (кроме максимумов с  $(p, q) = (\pm 1, 0)$ ). Действительно, если мысленно выделить в каждом домене полосы.

<sup>6)</sup> В достаточно толстых пленках из-за многократной интерференции при  $d_+ = d_- = d/2$  могут наблюдаться и четные дифракционные максимумы, однако плоскость поляризации у них совпадает с плоскостью поляризации исходного светового пучка, т. е. и с плоскостью поляризации основного дифракционного максимума [43]. Поскольку в экспериментах по наблюдению магнитооптической дифракции для устранения сильной «засветки», вызываемой основным дифракционным максимумом, плоскость пропускания анализатора всегда устанавливается ортогонально плоскости пропускания входного поляризатора, наличие четных дифракционных максимумов, связанных с многократной интерференцией, можно в дальнейших рассуждениях не учитывать.

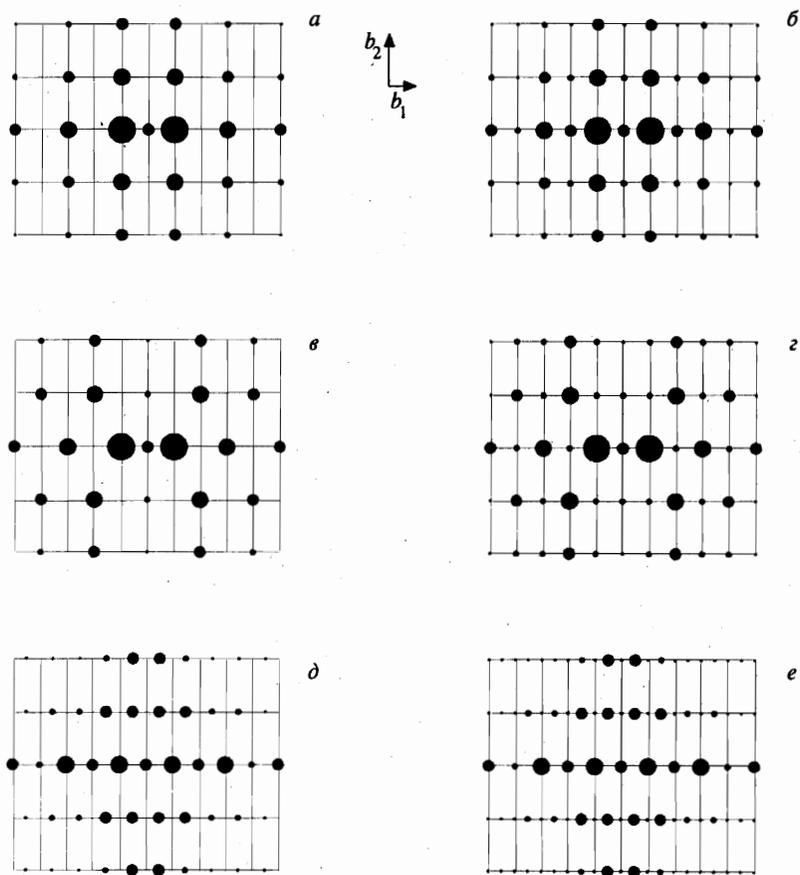


Рис. 6. Схематическое изображение наблюдаемых дифракционных максимумов для бипериодических доменных структур различной симметрии

содержащие модулированные ДГ, то в первом случае вторичные источники Гюйгенса—Френеля, расположенные в соседних полосах, будут противофазны, а во втором случае — синфазны, что и приводит к гашению соответствующих максимумов (см. рис. 6а, в). Если условие  $\bar{d}_+ = \bar{d}_- = d/2$  не выполняется, то могут наблюдаться любые дифракционные максимумы, как показано на рис. 6б, г.

При рассеянии света на структурах, изображенных на рис. 4д, е, направления на дифракционные максимумы определяются соотношениями  $\mathbf{k}_{(p,q)} = \mathbf{k} + p\mathbf{b}'_1 + q\mathbf{b}_2$ , где  $\mathbf{b}'_1 \simeq \mathbf{b}_1/2$ , а  $\mathbf{b}_1$  — соответствующий вектор обратной решетки для породившей данную двойную бипериодическую доменную структуру «материнской» синфазной или противофазной структуры. Для бисимметричных двойных бипериодических доменных структур наблюдается гашение всех дифракционных максимумов с  $p = 2n$  и любым  $q \neq 0$  (рис. 6д), где  $|n| \geq 1$ ; для зеркально-симметричных двойных бипериодических структур этого не происходит (см. рис. 6е).

Изображенные на рис. 6 дифракционные картины, построенные лишь на основе анализа симметрии решеток Браве и мотивообразующих элементов, носят качествен-

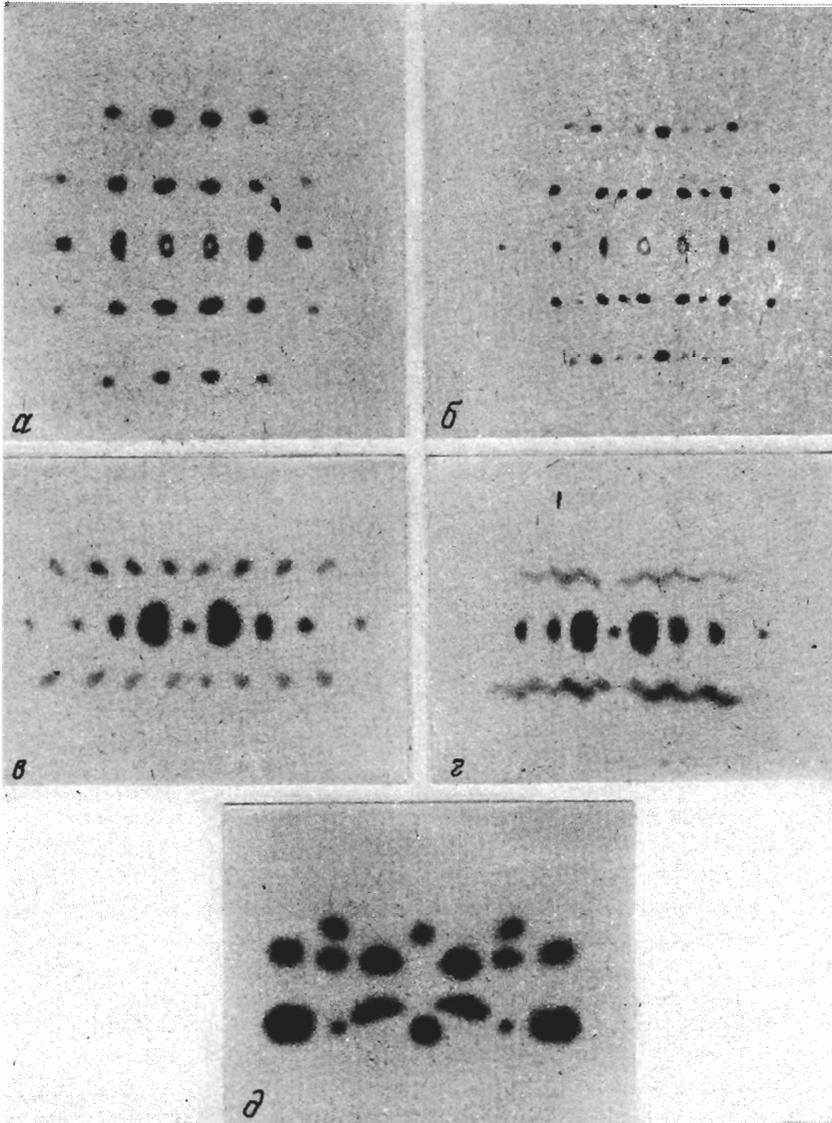


Рис. 7. Негативные фотографии наблюдаемых в экспериментах дифракционных картин для пленки № 2

ный характер и не претендуют на точность отображения относительной интенсивности различных дифракционных максимумов.

Негативные фотографии реально наблюдаемых в экспериментах дифракционных картин для пленки № 2 приведены на рис. 7. Снимки *a* и *б* соответствуют симметричной ( $H_{\parallel} = 0$ ) и несимметричной ( $H_{\parallel} = 0, H_{\perp} = 20$  Э) синфазным бипериодическим доменным структурам, снимок *в* — двойной бисимметричной ( $H_{\parallel} = 300, H_{\perp} = 100$  Э), снимок

$\varepsilon$  — сосуществованию синфазной симметричной и двойной симметричной ( $H_{\parallel} = 250$  Э,  $H_{\perp} = 60$  Э) и снимок  $\delta$  — сосуществованию синфазной несимметричной и противофазной симметричной бипериодической доменных структур ( $H_{\parallel} = 0$ ,  $H_{\perp} = 200$  Э). В последнем случае для устранения засветки использовался метод пространственной фильтрации (заэкранированы центральный дифракционный максимум и нижняя часть дифракционной картины). Подушкообразные искажения на фотографиях обусловлены кривизной поля изображения.

Из сопоставления рис. 6 и 7 следует, что вид реально наблюдаемых дифракционных картин соответствует результатам качественного симметричного анализа.

### 5. КИНЕТИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

Рассмотрим особенности фазовых превращений с участием бипериодических доменных структур при циклическом изменении напряженности поля  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel} = \text{const}$  на примере пленки № 2 толщиной 16 мкм, часть диаграммы состояний которой (для области значений  $|H_{\parallel}| \leq 500$  Э изображена на рис. 8. Сплошными кривыми изображены

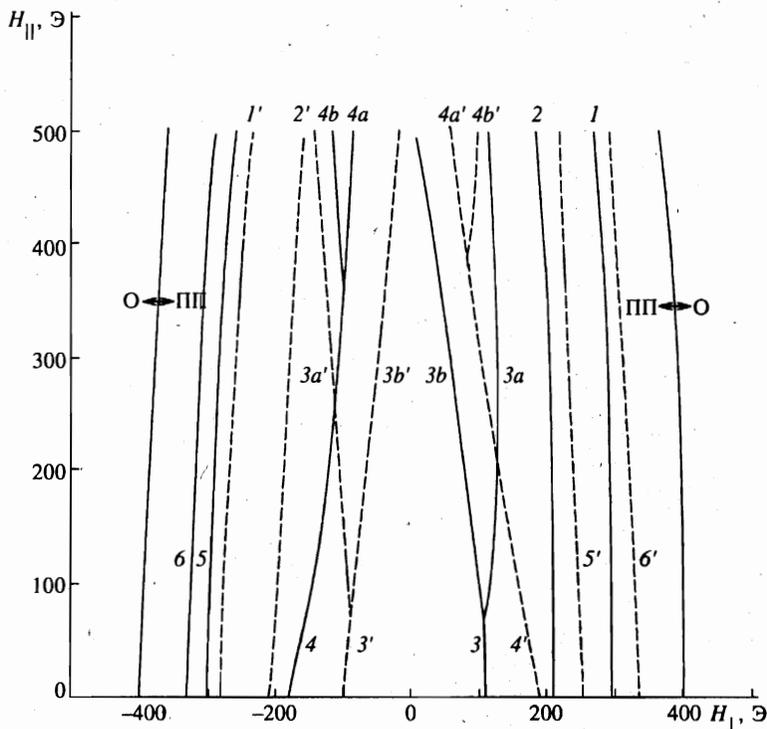


Рис. 8. Диаграмма состояний пленки № 2 на плоскости  $H_{\perp} H_{\parallel}$

границы потери устойчивости различных магнитных состояний<sup>7)</sup> для нисходящей ветви предельной петли гистерезиса (изменение напряженности поля от  $+H_{\perp}^{(max)}$  до  $-H_{\perp}^{(max)}$ , где значение  $|H_{\perp}^{(max)}| > 400$  Э соответствует магнитному насыщению), штриховыми — для восходящей; цифры у кривых для второго случая снабжены штрихами ( $1', 2', \dots, 6'$ ). Символами  $O \leftrightarrow$  ПП обозначены кривые ФП второго рода между однородно намагниченным состоянием и простой полосовой доменной структурой; цифровые обозначения у других кривых поясняются далее. Отдельные кривые, несущественные для дальнейшего изложения, на диаграмме состояний не показаны.

Сначала опишем эволюцию наблюдаемых в эксперименте доменных структур для пленки № 2 в ситуации, когда  $H_{\parallel} = 0$  и  $H_{\perp} = \text{var}$ , которую иллюстрирует рис. 2. При старте из области с простой полосовой доменной структурой и постепенном снижении напряженности поля  $H_{\perp}$  при определенном критическом значении последней на поверхности раздела пленки со свободным пространством скачком происходит формирование противофазной бипериодической доменной структуры (с максимально возможным для данной поверхности периодом модуляции профиля ДГ  $\Lambda_1 = \Lambda_{1max}$ ), которая, судя по виду наблюдаемых дифракционных картин, близка к симметричной. Этой неустойчивости на диаграмме рис. 8 соответствуют кривые 1 и 1'. При несколько меньшей напряженности поля (кривые 2 и 2' на рис. 8) возникает аналогичная изгибная неустойчивость ДГ и на границе раздела пленки с подложкой (с минимально возможным для данной поверхности периодом  $\Lambda_2 = \Lambda_{2min} < \Lambda_{1max}$ ). В некоторой области изменения напряженности поля  $H_{\perp}$  обе поверхностные структуры существуют независимо и практически не влияют друг на друга; периоды модуляции профилей ДГ в обеих структурах  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  остаются практически постоянными. Затем за счет увеличения глубины проникновения модуляции профилей ДГ между поверхностными бипериодическими структурами возникает связь, которая приводит к трансформации противофазной симметричной бипериодической доменной структуры в одну из дуальных модификаций синфазной несимметричной бипериодической доменной структуры, а именно, в ту модификацию, которая соответствует исходному направлению поля  $H_{\perp}$  (кривые 3 и 3' на рис. 8). Этот процесс сопровождается появлением ярко выраженной полевой зависимости периодов модуляции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ , скачкообразным изменением и сближением их значений (см. рис. 2), а также резким увеличением амплитуды функций, модулирующих профили доменных структур. Затем достигается полная пространственная синхронизация квазигармонических искажений профиля на обеих поверхностях пленки ( $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$ , где  $\Lambda_{1min} < \Lambda < \Lambda_{2max}$ ) и формируется единая синфазная несимметричная бипериодическая доменная структура (соответствующие кривые на диаграмме рис. 8 не показаны), которая сохраняет устойчивость вплоть до нулевого значения напряженности поля  $H_{\perp}$ .

После изменения полярности поля и последующего небольшого увеличения его напряженности (до значений, не превышающих 5 Э для пленки № 2) происходило скачкообразное перемагничивание пленки (т. е. изменение знака проекции  $M_z$  во всех доменах на первоначальное направление вектора напряженности поля  $H_{\perp}$ ), сопровождающееся переходом синфазной несимметричной бипериодической доменной структуры

<sup>7)</sup> По ряду причин в экспериментах нельзя было использовать метод магнитной тряски, необходимый для реализации термодинамически равновесных исходных состояний для доменных структур различного типа, поэтому диаграмма на рис. 8 относится к метастабильным состояниям, положение границ потери устойчивости которых в общем случае зависит от предыстории.

в синфазную симметричную<sup>8)</sup>. При увеличении напряженности поля  $H_{\perp}$  с противоположным (по отношению к исходному) направлением все описанные выше переходы протекали сходным образом в обратной последовательности с гистерезисом, характерным для ФП первого рода. Кривые 4, 5 (или 4', 5') на рис. 8 относятся соответственно к зарождению и уничтожению противофазной симметричной бипериодической доменной структуры на свободной поверхности, а кривая 6 (или 6') — к исчезновению такой структуры на границе раздела пленка—подложка, т. е. к переходу в простую полосовую доменную структуру. Заметим, что только для переходов между симметричными и несимметричными модификациями синфазных (группы симметрии  $Pam2$  и  $Pa$ ) и противофазных (группы симметрии  $Pmm2$  и  $Pm$ ) бипериодических доменных структур имели место фазовые трансформации второго рода, но и они при циклическом изменении поля  $H_{\perp}$  происходили в не совпадающих интервалах для различных направлений поля, из-за того что полевая зависимость периода  $d$  «материнской» полосовой доменной структуры также обладает гистерезисом (см. рис. 2).

В достаточно толстых пленках ( $L > 15$  мкм) вообще не происходит формирования единой «синхронизированной» бипериодической доменной структуры: во всем интервале существования наблюдаются две не связанные друг с другом системы ДГ с модулированным профилем, имеющие разные периоды модуляции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ , но один и тот же период полосовых доменов  $d$ . Это явление иллюстрирует рис. 3а, на котором представлены зависимости  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  от  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$  для пленки № 3 типа II толщиной  $L = 26$  мкм. На представленном графике отчетливо прослеживается еще одна деталь, заключающаяся в том, что исчезновение или возникновение модуляции на одной из поверхностей пленки вызывает скачок на зависимости  $\Lambda_i = f(H_{\perp})$  для другой поверхности. Это явление обусловлено тем, что характеризующие бипериодическую доменную структуру параметры ( $d$ ,  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ ) взаимосвязаны, в связи с чем даже при фиксированном значении напряженности поля исчезновение модуляции ДГ на одной из поверхностей приводит к скачкообразному изменению периода полосовой доменной структуры  $d$ , что влечет за собой и изменение периода модуляции ДГ на другой поверхности пленки.

Зарождающиеся из области с простой полосовой доменной структурой при постепенном снижении напряженности поля  $H_{\perp}$  на поверхности раздела пленки со свободным пространством бипериодические доменные массивы в пленках исследованного состава любой толщины по симметрии принадлежат к классу противофазных несимметричных (с очень малым отличием от симметричных; см. рис. 5в) бипериодических доменных структур (с периодом модуляции профиля ДГ  $\Lambda_1$ ). Такую же симметрию при любой толщине пленок имеют и возникающие при несколько меньшей напряженности поля поверхностные доменные структуры с периодом модуляции профиля ДГ  $\Lambda_2$  на границе раздела между пленкой и подложкой. Заметим, что даже для самых тонких пленок (с  $L \simeq L_{cr}^*$ ), в которых наблюдается существование бипериодических доменных структур, индуцируемый полем  $H_{\perp}$  переход из простой полосовой структуры в бипе-

<sup>8)</sup> Скачкообразный характер перемагничивания, наблюдавшийся в достаточно слабых полях во всех исследованных пленках, не означает скачкообразности перехода между несимметричными и симметричными синфазными бипериодическими структурами. Будучи созданной, симметричная синфазная периодическая доменная структура плавно переходит в обе дуальные модификации несимметричной синфазной структуры под действием поля  $H_{\perp}$  соответствующего направления, т. е. описываемый ФП принадлежит ко второму роду, что подтверждается и результатами симметричного анализа (группа  $Pa$  является подгруппой группы  $Pam2$ ).

риодическую не происходит сразу во всем объеме пленки, а локализуется у границы раздела пленки со свободным пространством. Это означает, что глубина проникновения ответственной за данный ФП «замороженной» поверхностной мягкой моды в точке потери устойчивости простой полосовой доменной структуры для пленок исследуемого состава не превышает значения равного  $L_{cr}^*/2 \simeq 2.5$  мкм.

Эволюция двумерных доменных массивов, наблюдаемая при  $H_{\parallel} = 0$ , остается практически неизменной и в присутствии поля  $H_{\parallel}$ , если напряженность последнего не превышает некоторого критического значения  $H_{\parallel}^{(cr1)}$ , которое для пленки № 2 составляет около 70 Э. При  $H_{\parallel} > H_{\parallel}^{(cr1)}$  в цепочке фазовых превращений при циклическом перемагничивании появляются новые звенья, а именно: трансформация противофазных бипериодических доменных структур в синфазные бипериодические при снижении напряженности поля  $|H_{\perp}|$  осуществляется через «буферные» состояния, соответствующие зеркально-симметричной двойной бипериодической доменной структуре (с удвоенным по отношению к соседним противофазным или синфазным бипериодическим доменным структурам периодом  $d' = 2d$ ). На диаграмме рис. 8 это проявляется в расщеплении каждой из кривых 3 и 3' на две: 3а, 3б и 3а', 3б'. Аналогичное явление для случая повышения напряженности поля  $|H_{\perp}|$  наблюдается при  $H_{\parallel} > H_{\parallel}^{(cr2)}$  (второе критическое значение<sup>9)</sup> напряженности поля  $H_{\parallel}$  для пленки № 2 составляет  $\approx 400$  Э), что на диаграмме состояний отражается в расщеплении кривых 4 и 4' на две: 4а, 4б и 4а', 4б'.

Гипотеза о полиморфизме бипериодических полосовых доменных структур находит подтверждение и в экспериментах по исследованию зависимости интенсивности дифракционных максимумов  $J_{p,q}$  от напряженности поля  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$ . На кривых зависимости  $J_{3,0}(H_{\perp})$  для пленки № 2 (рис. 9а) наблюдаются резкие (особенно для случая уменьшения напряженности поля) провалы в областях, соответствующих ФП между противофазными и синфазными бипериодическими доменными структурами (ср. с рис. 2), а также скачки в окрестности нулевых значений поля<sup>10)</sup>, обусловленные перемагничиванием пленки. Аналогичные особенности проявляются также и на кривых зависимости  $J_{1,1}(H_{\perp})$ , приведенных на рис. 9б. Дифракционный максимум  $J_{2,0}$  (см. рис. 10) наблюдается в той области изменения поля  $H_{\perp}$ , которая соответствует зоне устойчивости противофазных бипериодических доменных структур. Сопоставление с разд. 4 показывает, что закономерности поведения экспериментальных кривых зависимостей  $J_{p,q}(H_{\perp})$  находятся в полном соответствии с качественными выводами, основанными на симметричном анализе процесса дифракции.

<sup>9)</sup> Вероятно, для термодинамически равновесных зеркально-симметричных двойных бипериодических доменных структур точки бифуркации на кривых 3 и 4' (и 4 и 3') должны совпадать и располагаться на оси абсцисс. При квазистатическом перемагничивании пленок состояние термодинамического равновесия не реализуется, что и приводит к возникновению критических значений напряженности поля  $H_{\parallel}$ , отличающихся друг от друга для случаев увеличения и уменьшения напряженности поля  $|H_{\perp}|$ .

<sup>10)</sup> Тот факт, что перемагничивание пленок исследуемого состава происходит в очень слабых полях ( $|H_{\perp}| < 5$  Э), был подтвержден также выполненными нами дополнительными экспериментами по изучению преобразования оптических мод при волноводном распространении света (с длиной волны 1.15 мкм) в пленках, а также опытами по исследованию затухания поверхностных магнитостатических волн (на частоте 1 ГГц), которые, как известно, являются невзаимными по отношению к направлению вектора намагниченности.

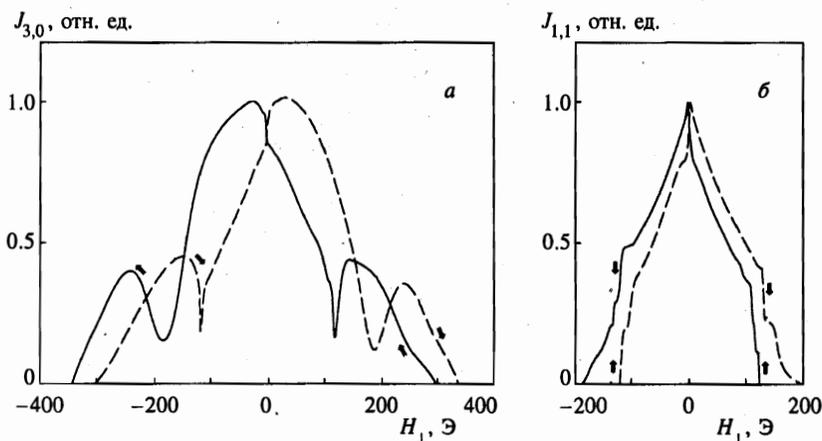


Рис. 9. Зависимости интенсивности дифрагированного излучения для максимума  $J_{3,0}$  (а) и  $J_{1,1}$  (б) от напряженности поля  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$  для пленки № 2. Стрелками у кривых показано направление изменения напряженности поля

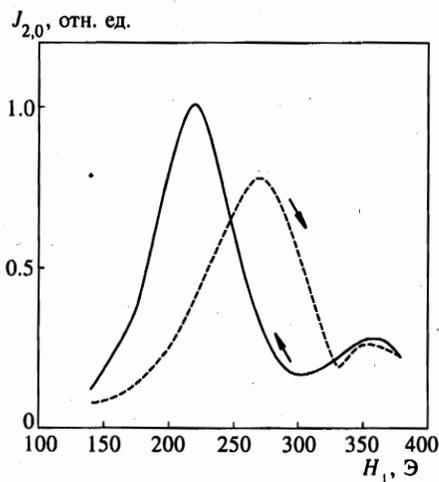


Рис. 10. Зависимость интенсивности дифрагированного излучения для максимума  $J_{2,0}$  от напряженности поля  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$  для пленки № 2. Стрелками у кривых показано направление изменения напряженности поля

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов выполненных исследований убедительно показывает, что в одноосных пленках магнетиков с малой положительной константой анизотропии ( $0 < \beta_u < 1$ ) и с осью легкого намагничивания вдоль нормали к поверхности в некотором интервале изменения толщины и в определенной области изменения направления и напряженности внешнего магнитного поля могут существовать несколько типов регулярных бипериодических полосовых доменных структур, отличающихся друг от друга симметрией или (и) периодом одной из основных трансляций. Возможные типы распределений вектора намагниченности в любой параллельной поверхности пленок плоскости для реализуемых полосовых бипериодических доменных структур по симметрии

относятся к одной из шести двумерных пространственных групп прямоугольной сингонии с примитивной ( $Pam2$ ,  $Pa$ ,  $Pmm2$ ,  $Pm$ ) или центрированной ( $Cmm2$ ,  $Cm$ ) решеткой Браве. Идентификация различных типов доменных структур может быть выполнена как посредством простого визуального наблюдения с помощью поляризационного микроскопа, так и путем анализа оптических дифракционных картин. Последние по симметрии принадлежат к одной и той же точечной группе  $mm2$ , но различаются либо распределением интенсивности дифрагированного излучения по дифракционным максимумам  $J_{p,q}$  с четными или нечетными индексами  $p$  и  $q$ , либо отношением модулей векторов обратной решетки  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}_2$ .

При изменении модуля или направления вектора напряженности магнитного поля между различными типами бипериодических полосовых доменных структур происходят фазовые переходы первого или второго рода, причем в процессах зародышеобразования главную роль играют связанные или свободные магнитные дислокации. В первом случае состояние магнетика как целого соответствует фазе Березинского—Костерлица—Таулесса, во втором — жидкокристаллической фазе.

Область существования бипериодических полосовых доменных структур различного типа в пленках толщиной  $L_{cr}^{(1)} > L > L_{cr}^*$  на плоскости  $H_{\perp} H_{\parallel}$  при ориентационных ФП и  $H_{\parallel} T$  при спонтанных ФП вблизи точки Кюри (Нееля) всегда располагается внутри области существования простых (монопериодических) полосовых доменных структур. Это позволяет сделать определенные выводы о критических распределениях вектора намагниченности и для более толстых пленок ( $L > L_{cr}^{(1)}$ ), в которых вдали от линий соответствующих ФП у обеих поверхностей магнетика внутри каждого из полосовых доменов бипериодических доменных структур возникают цепочки конусообразных несквозных доменов. Действительно, поскольку  $L_{cr} > L_{cr}^*$ , область устойчивости доменных структур с конусообразными доменами на диаграммах состояний должна находиться внутри области бипериодических полосовых доменных структур, т. е. прямых переходов между однородным состоянием и состояниями с несквозными конусообразными доменами нет. Это утверждение справедливо не только для магнетиков, но и для сегнетоэлектриков, так как распределение вектора электрической поляризации  $\mathbf{P}$  в последних подчиняется тем же самым закономерностям, что и распределение вектора  $\mathbf{M}$  в магнетиках (см., например, [46, 47]).

Между тем в отечественной и зарубежной научной литературе довольно широко распространено мнение о том, что для достаточно толстых пленок структуры с несквозными конусообразными доменами являются универсальными, т. е. такие структуры являются устойчивыми и в ближайшей окрестности линий спонтанных и ориентационных ФП второго рода. Имеются теоретические расчеты, выполненные методом Ритца и предсказывающие монотонное уменьшение критической толщины  $L_{cr}^{(1)}$  при приближении к линиям ФП второго рода и, следовательно, увеличение вероятности существования структур с несквозными конусообразными доменами (см., например, [48]). Такие расчеты базируются на совершенно неадекватных моделях с использованием понятий геометрических (бесструктурных) ДГ и однородно намагниченных доменов. В реальных же полосовых доменных структурах границы между доменами даже вдали от линий ФП являются структурированными объектами конечной протяженности с вихреподобным распределением поперечных компонент вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в них [49]. Однако, если полупериод доменной структуры  $d/2$  значительно превышает ширину ДГ  $\delta$  (что имеет место только вдали от линий ФП второго рода), распределение намагниченности в доменах является практически однородным, и у поверхностей пленки доминирую-

шей является  $z$ -компонента размагничивающего поля  $H_{dz} = \pm 4\pi M_z$ . Только в этих условиях логика рассуждений сторонников универсальности структур с несквозными конусообразными доменами в толстых пленках является безупречной. По мере приближения к линиям ФП второго рода вихри внутри ДГ увеличиваются в объеме и поглощают области с однородным распределением вектора  $\mathbf{M}$ , в результате чего распределение поперечных компонент вектора намагниченности в пленке становится существенно неоднородным во всем объеме пленки [49]. При этом в ближайшей окрестности линий ФП второго рода для толстых пленок ( $d_c/L = \epsilon \ll 1$ , где  $d_c$  — критический период доменной структуры) становятся справедливыми соотношения [35, 46, 47]

$$M_z \simeq A \cos \frac{(\pi - \epsilon)z}{L} \cos \frac{2\pi x}{d_c}, \quad H_{dz} \simeq - \frac{\pi \epsilon^2}{1 + 4\pi/\beta_u} M_z,$$

$$M_x \simeq \frac{2\pi\epsilon}{1 + 4\pi/\beta_u} A \sin \frac{(\pi - \epsilon)z}{L} \sin \frac{2\pi x}{d_c}, \quad H_{dx} \simeq M_x \beta_u.$$

Здесь  $A$  — параметр порядка, обращающийся в нуль на линии ФП. Из вышеприведенных формул следует, что отношение амплитуд размагничивающих полей  $H_{dz}$  и  $H_{dx}$  равно  $\epsilon/(2\beta_u)$ , т. е. в окрестности линий ФП второго рода у поверхностей пленки доминирующей является  $x$ -компонента размагничивающего поля, а  $z$ -компонента, ответственная за возникновение несквозных конусообразных доменов, становится пренебрежимо малой.

Авторы выражают благодарность Л. И. Антонову и И. Е. Дикштейну за обсуждение работы и полезные советы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-16082-а).

## Литература

1. W. S. Paxton and T. G. Nilan, *J. Appl. Phys.* **26**, 994 (1955).
2. Х. Вильямс, Р. Шервуд, в сб. *Магнитные свойства металлов и сплавов* (пер. с англ.), Изд-во иностр. лит., Москва (1961), с. 61.
3. J. Kaczer and R. Gemperle, *Czech. J. Phys. B* **11**, 157 (1961).
4. Г. С. Кандаурова, *Изв. ВУЗов, Физика* **5**, 12 (1964).
5. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, Ю. В. Золотницкий и др., *ЖЭТФ* **59**, 1177 (1970).
6. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма: Магнитные характеристики и практические применения*, (пер. с япон.), Мир, Москва (1987).
7. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. П. Николаева и др., *ЖЭТФ* **103**, 213 (1993).
8. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 836 (1993).
9. J. Kaczer, M. Zeleny, and P. Suda, *Czech. J. Phys. B* **13**, 579 (1963).
10. Я. Кацер, *ЖЭТФ* **46**, 1787 (1964).
11. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, А. Г. Равлик, *ФТТ* **7**, 2829 (1965).
12. R. Gemperle and A. Gemperle, *Phys. Stat. Sol.* **26**, 207 (1968).
13. B. Wyslocki, *Acta Phys. Pol.* **34**, 327 (1968).
14. A. Hubert, *Zs. Angew. Phys.* **26**, 35 (1968).
15. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, *ДАН СССР* **192**, 1268 (1970).

16. J. Kaczer, IEEE Trans. on Magn. **MAG-6**, 442 (1970).
17. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, ФММ **29**, 782 (1970).
18. Г. С. Кандаурова, Л. Г. Оноприенко, *Основные вопросы теории магнитной доменной структуры*, Изд-во УрГУ, Свердловск (1977).
19. Г. С. Кандаурова, Я. С. Шур, Изв. АН СССР, сер. физ. **30**, 1030 (1966).
20. Я. С. Шур, Г. С. Кандаурова, ФММ **23**, 627 (1967).
21. Г. С. Кандаурова, ФТТ **10**, 2311 (1968).
22. Л. И. Кошкин, Т. И. Нестреляй, Т. А. Дунаева-Митлина, ФТТ **11**, 1216 (1969).
23. Л. И. Кошкин, Т. И. Нестреляй, В. П. Гаврилин и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **34**, 1256 (1970).
24. G. A. Jones, T. M. Lacey, I. V. Puchalska, J. Appl. Phys. **53**, 7870 (1982).
25. J. Goodenough, Phys. Rev. **102**, 356 (1956).
26. A. Hubert, Phys. Stat. Sol. **24**, 669 (1967).
27. R. Szymczak, J. Appl. Phys. **39**, 875 (1968).
28. R. Gemperle and N. Zeleny, Phys. Stat. Sol. **26**, 839 (1968).
29. Р. М. Гречишкин, Ю. М. Зубков, Д. И. Семенов, Письма в ЖТФ **15**(9), 45 (1989).
30. Р. М. Гречишкин, Ю. М. Зубков, Д. И. Семенов и др., Кристаллография **36**, 1484 (1991).
31. H. Tamada, M. Kaneko, and T. Okamoto, J. Appl. Phys. **64**, 554 (1988).
32. H. Huahui, S. Jan, D. Hanming et al, IEEE Trans. on Magn. **25**, 3497 (1989).
33. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, ЖЭТФ **111**, 283 (1997).
34. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, Письма в ЖЭТФ **60**, 128 (1994).
35. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ **86**, 1473 (1984).
36. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
37. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1971).
38. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
39. J. E. Davies, E. A. Giess, and J. D. Cupstis, Mat. Res. Bull. **10**, 65 (1975).
40. R. D. Henry and E. C. Whitcomb, Mat. Res. Bull. **10**, 681 (1975).
41. V. Kuhlou, Optik **53**, 115 (1979).
42. V. Kuhlou, Optik **53**, 149 (1979).
43. V. Kuhlou and M. Lambeck, J. Magn. Magn. Mat. **4**, 337 (1977).
44. Г. Липсон, В. Кокрен, *Определение структуры кристаллов*, (пер. с англ.), Изд-во иностр. лит., Москва (1956).
45. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, ЖЭТФ **108**, 1031 (1995).
46. В. В. Тарасенко, Е. В. Ченский, И. Е. Дикштейн, ЖЭТФ **70**, 2178 (1976).
47. Е. В. Ченский, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ **83**, 1089 (1982).
48. W. A. Barker and G. A. Gehring, J. Phys. C: Solid State Phys. **19**, 259 (1986).
49. Л. И. Антонов, С. В. Журавлев, Е. В. Лукашева и др., ФММ **74**, 23 (1992).