

05;11;12

©1993 г.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК ТИПА (210)

Е.Н.Ильичева, А.Г.Шишков, А.М.Балбашов, Ю.Н.Федюнин, А.В.Клушина

Эпитаксиальные феррит-гранатовые пленки, осажденные из расплава на поверхности (210) кристалла-подложки, обладают значительной ромбической анизотропией и рассматриваются как квазиодноосный магнетик с преимущественной осью, отклоненной от нормали на угол $\theta_0 \sim 30^\circ$. Пленки имеют ориентированную полосовую доменную структуру, их намагничивание осуществляется движением 180° -ных доменных границ под действием как нормального поля смещения, так и плоскостного поля. Предложен тензор магнитной восприимчивости, который определяется эффективным размагничивающим фактором полосовой структуры и углом наклона оси θ_0 . Получены критические кривые зародышеобразования обратных доменов, поля коллапса наклоненных цилиндрических магнитных доменов и сдвига кривых намагничивания при подмагничивании ортогональным полем. Представлена простая методика определения ориентации преимущественной оси и нахождения величины спонтанной намагниченности M_s . Это расширяет возможности технического применения пленок (210).

Введение

Феррит-гранатовые пленки состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, эпитаксиально осажденные из расплава на поверхности кристалла-подложки с ориентацией (210), обладают орторомбической магнитной анизотропией (K_p) и значительно более слабой кристаллографической кубической (K_c) и одноосной (K_u) анизотропией, так что результирующая ось легчайшего намагничивания отклоняется от нормали на некоторый угол θ_0 . Эти пленки имеют значительную анизотропию в плоскости пленки и благодаря высокой магнитооптической добротности получили применение в устройствах памяти и обработки информации [1]. Доменные границы пленок (110) и (210) имеют повышенную подвижность и весьма высокую предельную скорость [2], что улучшает быстродействие тонкопленочных элементов различных устройств.

Цель настоящей работы — изучение доменной структуры и выявление особенностей процессов квазистатического намагничивания пленок типа (210).

Изучение доменной структуры и измерение параметров квазистатического намагничивания пленок проводились с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Доменная картина и изображение доменных границ, наблюдавшиеся в модернизированном поляризационном микроскопе БИОЛАМ-212, выявлялись как в светлом поле, так и по методу темного поля при одностороннем косом освещении и диафрагмировании дифракционного потока. Намагничивание пленки осуществлялось с помощью ортогональной системы катушек Гельмгольца, создающих поле смещения H_z вдоль нормали к поверхности пленки и поле H_x в плоскости образца, параллельное ориентации доменных границ. Кроме того, использовалось импульсное поле смещения, создававшееся с помощью небольшой плоской катушки, нанесенной на поверхность образца.

Исследовались изготовленные в МЭИ образцы эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, осажденных из жидкой фазы на поверхности подложки с ориентацией (210) при несоответствии параметров решетки пленки и подложки $\Delta a/a \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Удельное фарадеевское вращение плоскости поляризации света в пленке (210) $\theta_F = 10\,400$ град/см. Измеренные на магнитооптическом анизометре по методу, описанному в [3], константы кубической магнитной анизотропии $K_c = 1555$ Эрг/см³, ромбической анизотропии $K_p = 3340$ Эрг/см³, одноосной анизотропии $K_u = -310$ Эрг/см³. Наибольшее эффективное поле анизотропии $H_{кр} = 1400$ Э измерено в МГУ В.И.Козловым с помощью ферромагнитного резонанса. Изучены пленки типа (210) толщиной 13 и 18.7 мкм, имеющие в размагниченом состоянии период полосовой доменной структуры P_0 соответственно 26.2 и 29.5 мкм. Основные магнитные параметры этих пленок представлены в таблице.

Номер пленки	h , мкм	P_0 мкм	Восприимчивость относительная		$\text{tg } \theta_0$				$M_s,^* \text{ Гс}$		
			χ'_{zz}, \ominus^{-1}	χ'_{zx}, \ominus^{-1}	χ'_{zx}/χ'_{zz}	$\frac{H_z(0)}{H_x(0)}$	$\left(\frac{H_z}{H_x}\right)_{cd}$	$\frac{H_z N}{H_x N}$	1	2	3
1	18.7	26.2	0.024	0.013	0.52	0.52	0.54	0.57	5.4	5.2	4.4
2	13.0	29.5	0.036	0.018	0.52	0.51	0.50	0.52	4.8	4.3	4.5

* Определение спонтанной намагниченности M_s : 1 — по магнитной восприимчивости (формула (8)); 2 — по полю коллапса ЦМД (формула (7)); 3 — по измерениям на вибромагнитометре.

Доменная структура и процессы намагничивания пленок типа (210)

В силу преобладания орторомбической магнитной анизотропии ($K_p > K_c \gg K_u$) в пленках (210) результирующая ось легчайшего намагничивания отклонена от нормали к поверхности образца на угол $\theta_0 \sim 30^\circ$ и в плоскости образца имеется преимущественная ось (OX), вдоль которой ориентируются стенки доменов. Из наблюдений магнитооптического контраста по реакции на изменение полярности компонент магнитного

поля $\pm H_z$ и $\pm H_x$ следует вывод, что намагниченность в соседних доменах знакопеременна: компоненты локальной намагниченности в доменах M_z и M_x одновременно меняют знак при переходе от одного домена к соседнему, т.е. стенки между доменами являются 180° -ными. После размагничивания вдоль оси OX квазиодноосные пленки (210) имеют почти упорядоченную ориентированную полосовую доменную структуру с периодом P_0 .

Намагничивание осуществляется в основном вследствие поступательного движения параллельных стенок при почти неизменном периоде $P = P_0$ вплоть до достижения средней намагниченности $\bar{M}_z \approx 0.4 \cdot M_s$. При дальнейшем увеличении поля происходит существенное увеличение периода (уменьшение числа доменных стенок), сопровождающееся монотонным увеличением восприимчивости по мере приближения к насыщению.

Вследствие существенного наклона оси легчайшего намагничивания относительно нормали намагничивание пленок (210) осуществляется не только под действием поля смещения H_z , но и в плоскостном поле H_x , тогда как поле H_y , перпендикулярное доменам, почти не влияет на суммарную намагниченность \bar{M} . Так что $\bar{M}_x = H_x \cdot \chi_{xx} + H_z \cdot \chi_{xz}$ и $\bar{M}_z = H_z \cdot \chi_{zz} + H_x \cdot \chi_{zx}$, где χ_{ik} — компоненты тензора магнитной восприимчивости, зависящие от угла θ_0 наклона оси легчайшего намагничивания. Измеряемая z -компонента средней намагниченности \bar{M}_z определяется суммарным магнитным давлением поля на 180° -ные доменные стенки

$$\bar{M}_z = (H_z + \operatorname{tg} \theta_0 \cdot H_x) \cdot \chi_{zz}. \quad (1)$$

В таком случае соотношение компонент тензора магнитной восприимчивости имеет вид

$$\chi_{zx} = \operatorname{tg} \theta_0 \cdot \chi_{zz}. \quad (2)$$

С помощью эффекта Фарадея мы измеряли приведенные (относительные) кривые намагничивания и петли гистерезиса $m_z = \Delta M_z / M_{sz} = f(H_x, H_z)$ в полях до 100 Э. Постоянное подмагничивающее поле (H_x или H_z) вызывает смещение кривой намагничивания или сдвиг (смещение) петли гистерезиса (рис. 1,2). Видно, что при подмагничивании форма сдвинутых петель гистерезиса почти сохраняется. Коэрцитивная сила смещения доменных границ $H_c \approx 1-2$ Э. Наличие линейных наклонных участков петли гистерезиса свидетельствует об относительном постоянстве восприимчивости при $\Delta M_z / M_s < 0.4$.

Ранее в [4] было показано, что в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках типа (111) магнитная восприимчивость смещения доменных стенок ограничена размагничивающими полями доменов так, что $\chi_{\max} = N_z^{-1}$, где N_z — эффективный размагничивающий фактор системы полосовых доменов. Величина N_z может быть получена из выражения для плотности магнитостатической энергии ε_m системы полосовых доменов. [5]

$$N_z \approx \left. \frac{\partial^2 \varepsilon_m}{\partial M_z^2} \right|_{P=\text{const}} = 4\pi \left(\frac{P}{h} \right) \left[\ln 2 - \exp \left(-2\pi \frac{h}{P} \right) + \frac{1}{2} \exp \left(-4\pi \frac{h}{P} \right) - \dots \right]. \quad (3)$$

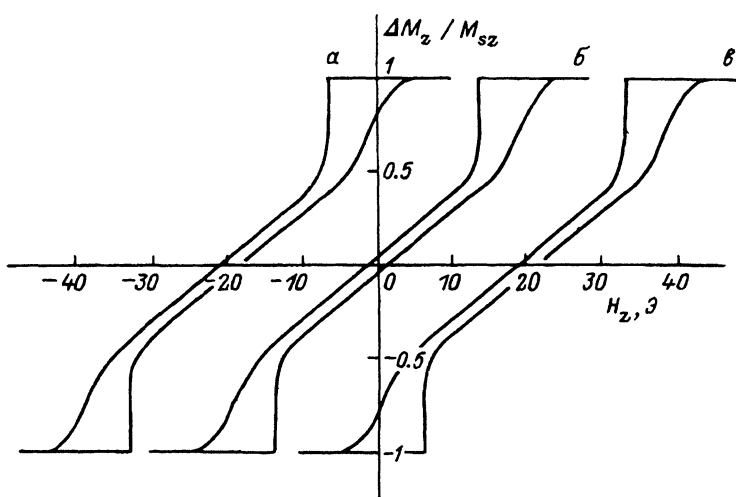


Рис. 1. Приведенные (относительные) петли магнитного гистерезиса $\Delta m_z = \Delta M_z / M_{sz} = f(H)$ при ортогональном подмагничивании. Пленка 2.
 a - $в$ — $m_z = f(H_x)$; H_x , Э: a — 40, $б$ — 0, $в$ — 40.

Отсюда абсолютное значение необратимой магнитной восприимчивости для системы полосовых доменов ($P < 2h$) приблизительно равно

$$\chi_{zz} \approx N_z^{-1} \approx [4\pi - 2.8P/h]^{-1}. \quad (4)$$

Принимая во внимание неизменность ориентации локального вектора намагниченности в домене, для процессов смещения стенок в пленке (210) получаем тензор восприимчивости в форме

$$\hat{\chi}_{\text{смещ}} = \begin{vmatrix} N_z^{-1} \cdot \text{tg}^2 \theta_0 & \sim 0 & N_z^{-1} \cdot \text{tg} \theta_0 \\ \sim 0 & \sim 0 & \sim 0 \\ N_z^{-1} \cdot \text{tg} \theta_0 & \sim 0 & N_z^{-1} \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Восприимчивость вращения спонтанной намагниченности $\chi_{\text{вращ}} \sim \sim M_s^2 / 2K_p \sim 4 \cdot 10^{-3}$, что значительно меньше $\chi_{\text{смещ}} \approx 0.01-0.10$ в зависимости от величины P/h . Так что нулевые компоненты тензора смещения доменных границ в действительности имеют порядок $\chi_{\text{вращ}}$, которым мы пренебрегаем. Полями рассеяния в плоскости мы также пренебрегаем, поскольку размагничивающий фактор $N_x \ll N_z$.

Относительную намагниченность пленки $m_z = \bar{M}_z / M_s \cdot \cos \theta_0$ достаточно точно можно определить по доменной структуре, измеряя среднюю ширину d_1 и d_2 соседних полосовых доменов при намагничивании $m_z \approx (d_1 - d_2) / (d_1 + d_2)$. На рис. 2, a - $в$ показано изменение ширины разнополярных доменов (d_1 и d_2), а также периода полосовой структуры $P = d_1 + d_2$ под действием магнитного поля (H_x , H_z). Здесь же построены кривые относительной намагниченности $m_z(H_z)$ и $m_z(H_x)$, а также кривая $m_z(H_x)$ при наличии постоянного подмагничивающего поля $H_z = 22$ Э. По наклону кривых $m_z(H_z)$ и $m_z(H_x)$ находим приведенные восприимчивости χ'_{zz} и χ'_{zx} . Данные рис. 2 убедительно демонстрируют, что линейный участок кривой намагничивания $m_z(H)$ (т.е. постоянство магнитной

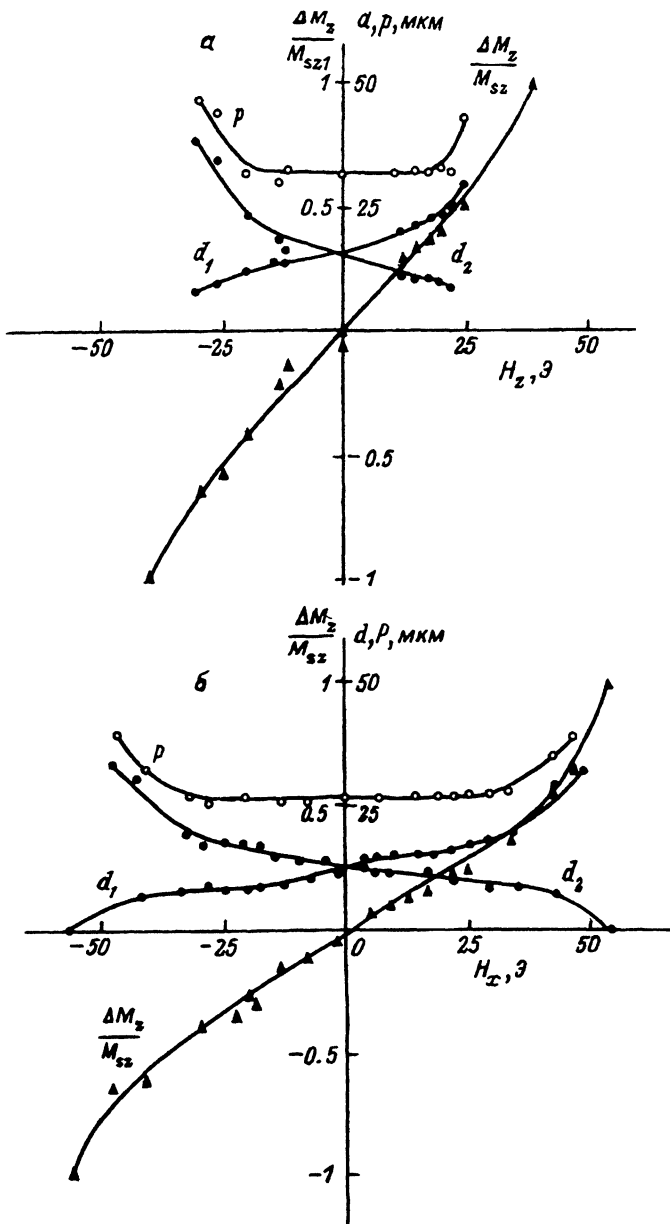


Рис. 2. Изменение ширины соседних доменов d_1 и d_2 , периода полосовых доменов $P = d_1 + d_2$ и приведенной намагниченности m_x под действием намагничивающего поля. Пленка 2.
 а — $H_x = 0$, $m_x(H_x)$; б — $H_x = 0$, $m_x(H_x)$; в — $H_x = 22$ Э; $m_x(H_x)$.

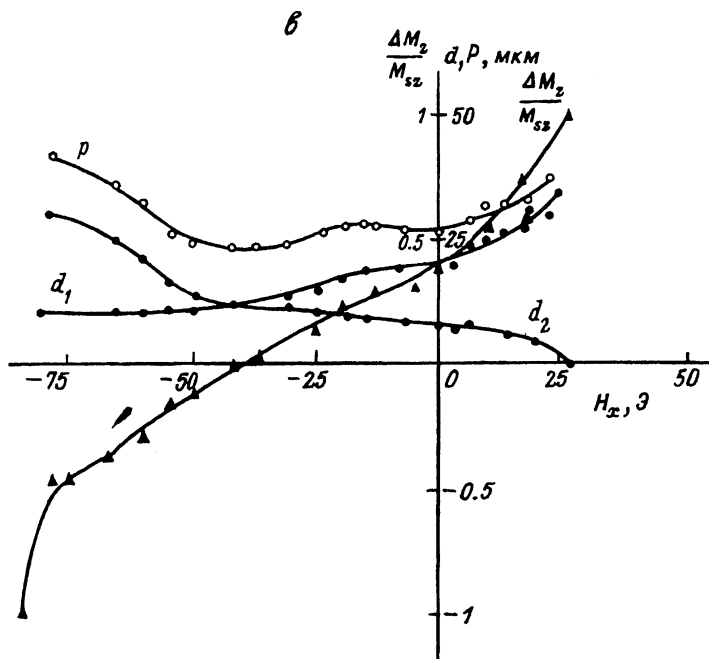


Рис. 2. Продолжение.

восприимчивости) соответствует неизменности периода $P(H)$ на участке $m_z < 0.4$. Увеличение магнитной восприимчивости при дальнейшем увеличении напряженности поля обусловлено довольно резким возрастанием периода $P(H)$, осуществляющимся за счет необратимого выбегания ядер магнитных дислокаций. Такой механизм увеличения периода $P(H)$ в пленках (210) показан на рис. 3. В критическом сжимающем ядро дислокации поле $H_{zc} \sim 0.4N_zM_s$ нарушается равновесие между лапласовским сжатием и магнитостатическим растяжением круглой вершины ядра магнитной дислокации и наступает резкое "выбегание" ядра и соответствующее локальное увеличение "периода" структуры. Критический диаметр ядра d_c близок к диаметру коллапса изолированного ЦМД, т.е. $d_c \approx P_0/4$. Такая же закономерность наблюдалась ранее и на пленках типа (111), имевших лабиринтную доменную структуру. При этом в пленках (111) наблюдалось довольно резкое увеличение магнитной восприимчивости (фазовый переход II рода) [6]. Кроме того, данные рис. 2, а-в показывают, как сдвигается кривая намагничивания $m_z(H_x)H_x$ при подмагничивании пленок типа (210) полем H_z . В соответствии с выражениями (3) и (4) в достаточно сильном поле $H_z > H_{zc}$, когда увеличивается средний период полосовой структуры P и уменьшается размагничивающий фактор N_z , происходит заметное увеличение дифференциальной магнитной восприимчивости в полях, близких к насыщению.

Представляет интерес случай совместного действия полей H_x и H_z , приведенный на рис. 2, в. При однонаправленном воздействии (например, при $H_x > 0$ и $H_z > 0$) после достижения суммарного критического поля период P резко растет при увеличении H . Но при воздействии

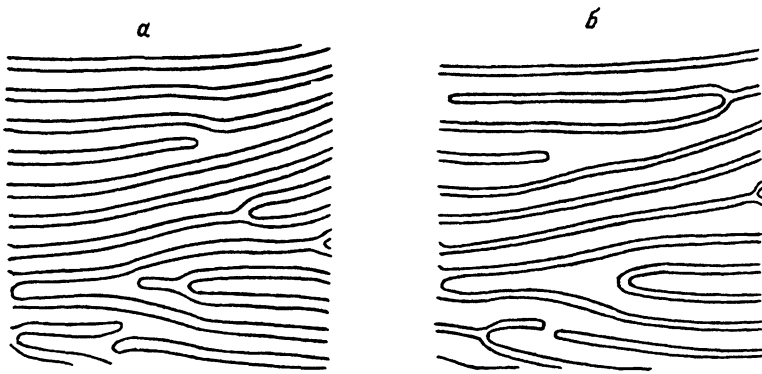


Рис. 3. Доменная структура при скрещенных поляроидах. Пленка 2.
 H_x : а — 0, б — 16; $H_z = 6\text{ Э}$.

отрицательного поля H_x при $H_z > 0$ наблюдается немонотонное изменение периода $P(H_x)$: период сначала растет, затем уменьшается, проходя через минимум в размагниченом состоянии ($d_1 \approx d_2$), и затем P заметно возрастает: Разнообразное изменение периода доменной структуры пленок (210) обусловлено сложным поведением периода магнитных дислокаций, концевых и петлеобразных доменов, имеющих два знака (направления) намагниченности M_s в доменах (рис. 3). Наблюдается необратимое выбегание концевых доменов и вершин магнитных дислокаций, вызывающее увеличение магнитного периода. В других условиях происходит уменьшение периода вследствие удлинения свободных концов доменов наподобие явления эллиптической неустойчивости домена при его росте.

Сдвиг кривых намагничивания и петель гистерезиса пленок (210) при воздействии ортогонального подмагничивающего поля

Показанное на рис. 1 и 2 смещение петель гистерезиса, кривых намагничивания $m_z(H_z)$ и $m_z(H_x)$ при воздействии ортогонального подмагничивающего поля H_x или H_z характерно для магнитоодноосных пленок с наклоненной ОЛН. Форма сдвинутых петель гистерезиса, как отмечалось ранее, практически остается неизменной. Это важное обстоятельство связано с движением 180° -ных доменных границ и с отсутствием заметного вращения спонтанной намагниченности в доменах.

Наиболее простой характеристикой сдвига петель гистерезиса является критическое поле $\dot{H}_x(0) = f(H_z)$ или $H_z(0) = \varphi(H_x)$, при котором намагниченность m_z проходит через нуль (размагниченое состояние). При этом давление на доменную стенку со стороны полей $H_x(0)$ и $H_z(0)$ уравнивается, в соответствии с (1) получаем

$$\text{tg } \vartheta_0 = -\frac{H_z(0)}{H_x(0)}. \quad (6)$$

Следует подчеркнуть равноправие перемагничивающего и подмагничивающего полей. По критическим полям $H_x(0) = f(H_z)$ и $H_z(0) = \varphi(H_x)$ на рис. 4 построена сдвиговая критическая кривая, соответствующая

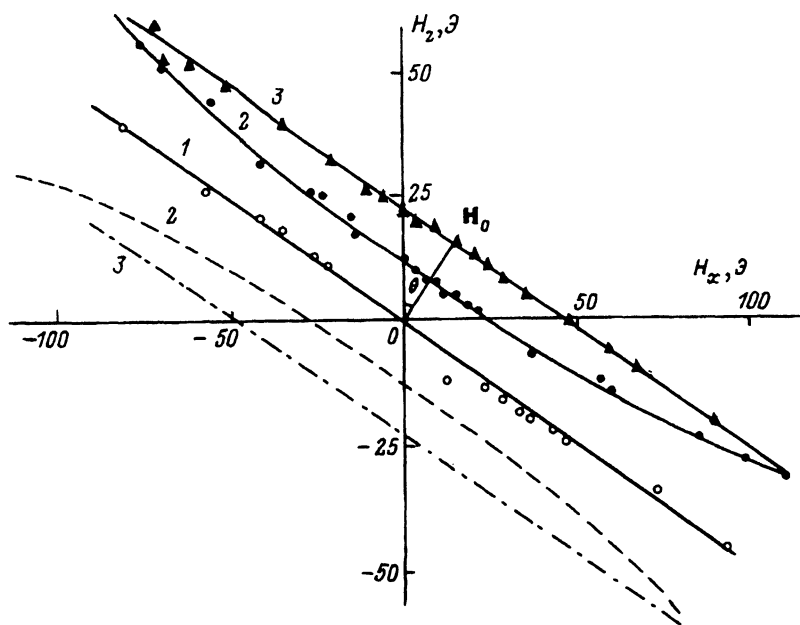


Рис. 4. Критические кривые перемагничивания пленки 2.

1 — поле сдвига кривых намагничивания, 2 — поле зародышеобразования доменов, 3 — поле коллапса наклоненных ЦМД; сплошные кривые — для $M_s > 0$, пунктир — для $M_s < 0$.

$m_z = 0$ (кривая 1), проходящая через начало координат и наклоненная на угол θ_0 . Линейность критической кривой соответствует предположению о неизменной ориентации вектора M_s в доменах и соответствует равенству χ_{zx} и χ_{xz} вблизи $m_z \approx 0$.

Образование доменов с обратной намагниченностью

После магнитного насыщения образца при снижении напряженности поля образование зародыша (нуклеация) начинается при определенном поле H_n в местах с локальной неоднородностью магнитных параметров. Обычно зародыши образуются у краев пленки, и домены, разрастаясь, заполняют всю поверхность пленки. Для наблюдения зародышеобразования в центральной части образца использовалось локальное импульсное поле смещения H_z , под действием которого образуются цилиндрические магнитные домены, легко выявляемые магнитооптически в микроскопе. Помимо постоянного поля H_{zn} здесь использовались импульсы амплитудой $\Delta H_z \sim 3-5$ Э и длительностью $\lesssim 1$ мкс. Нуклеация происходит не только в поле H_{zn} , но и в плоскостном поле H_{xn} (петли гистерезиса на рис. 1).

На рис. 4 кривой 2 представлена функциональная зависимость (H_{zn}, H_{xn}) поля зародышеобразования нерегулярной решетки цилиндрических магнитных доменов. В области согласного действия полей ($H_x > 0$, $H_z > 0$) и вблизи нее кривая зародышеобразования близка к линейной зависимости, кривая 2 почти параллельна кривой 1 (сдвиг петель гистерезиса). Найденный по наклону кривой 2 $\text{tg} \vartheta_0 = -H_{zn}/H_{xn}$ хорошо

согласуется со значениями, полученными другими методами (см. таблицу). В области противобудущих сильных полей H_z и H_x наблюдается отступление кривой \mathcal{Z} от линейности, и в конце концов обнаружено ограничение полей H_n , в которых еще возможно наблюдать образование доменов.

В исследованных пленках (210), так же как и в пленках с цилиндрическими магнитными доменами типа (111), зародышеобразование происходит в сравнительно положительном магнитном поле ($H_n < 4\pi M_s \ll H_k$). Следовательно, определяющим процессом здесь является не вращение локальной намагниченности, опирающееся на критическую астроида $H_{zn}^{2/3} + H_{xn}^{2/3} \approx H_k^{2/3}$. Зарождение и формирование устойчивых обратных доменов регулируется давлением магнитного поля $2M_s H_n$ на стенки доменов, когда образуется наклоненный цилиндрический магнитный домен. Конкретный механизм снижения критического поля зародышеобразования в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках пока еще не установлен [6].

Коллапс наклоненных цилиндрических магнитных доменов в пленках (210)

В пленках с перпендикулярной намагниченностью имеется предельное поле H_{z0} , при котором наступает разрушение (коллапс) цилиндрического магнитного домена, имевшего наименьший устойчивый диаметр d_0 . При технологическом производстве таких пленок выдвигается жесткое требование воспроизводимости поля коллапса от образца к образцу в пределах 1–2%. Величина H_0 обычно используется для определения спонтанной намагниченности M_s на основе, например, приближенной зависимости [6]

$$H_0 \approx 4\pi M_s \left(1 - \sqrt{\frac{3l}{h}} + \frac{3l}{4h} \right), \quad (7)$$

где $l = \sigma_w / 4\pi M_s^2$ — характерная длина материала пленки.

В пленках типа (210) наклон на угол ϑ_0 , и поэтому для них справедливость формулы (7) вызывает сомнение. В наших образцах приведенная толщина $(h/l)_{\theta_0} = (h/4\pi M_s^2 / \sigma_w) \cdot \cos^2 \theta_0$ на 20% ниже, чем (h/l) у соответствующих пленок (111). В работе [7] дана термодинамическая теория наклоненных доменов и показано значительное снижение поля коллапса H_{z0} по мере увеличения угла ϑ_0 наклона оси легчайшего намагничивания (пропорционально $\cos^4 \vartheta$). К сожалению, точных данных для расчета поля коллапса и определения величины M в пленках (210) в работе [7] не приводится.

Как показали наши наблюдения, в пленках (210) коллапс наклоненных доменов происходит не только в сжимающем магнитном поле H_{z0} , но и в соответствующем плоскостном поле H_{x0} . Результаты измерений комплексного поля коллапса (H_{x0} , H_{z0}), представленные кривой \mathcal{Z} на рис. 4, хорошо ложатся на прямую, наклоненную на угол ϑ_0 по отношению к оси H_x . Минимальное значение поля коллапса $H_{0 \min} = H_{z0}(H_x = 0) \cdot \cos \vartheta_0 = H_{z0}(H_z = 0) \cdot \sin \vartheta_0$ (направлено вдоль оси легчайшего намагничивания). Кривая \mathcal{Z} описывает систему полей, создающих на стенки цилиндрических магнитных доменов критическое давление внешнего магнитного поля $2H_0 M_s = 2H_{0 \min} M_s$, вызывающее коллапс. Построенные на рис. 4 три

различные критические кривые идут почти параллельно друг другу, показывая одинаковый угол наклона оси легчайшего намагничивания ϑ_0 . В случае, когда поле приложено почти вдоль этой оси, поле зарождения обратных доменов $H_{n \min}$ равно половине минимального поля коллапса $H_{0 \min}$, что в соответствии с теорией цилиндрических магнитных доменов равно полю эллиптической неустойчивости зародившегося домена ($H_n \approx H_2$), когда начинается его вытягивание. Кривые 2 и 3 пересекаются при достаточно больших напряженностях противодействующих полей H_x и H_z . После пересечения кривых 2 и 3 зарождение обратных доменов не наблюдается, так как в поле $H > H_0$ наступает коллапс — аннигиляция новых доменов.

Методы определения ориентации ОЛН и величины спонтанной намагниченности

В тонких пленках задача прямого измерения спонтанной намагниченности M_s вообще затруднительна из-за малости объема образца и вследствие необходимости применения высокочувствительных методов (крутильные весы, вибромагнитометр и др.). На основе проведенных исследований мы предлагаем простой и достаточно надежный способ косвенного определения M_s путем магнитооптического измерения приведенной магнитной восприимчивости $\chi'_{zz} = \Delta m_z / \Delta H_z$ и сопоставления ее с абсолютным значением необратимой магнитной восприимчивости $\chi_{zz}(P/h) \approx N_z^{-1}$. Эффективный размагничивающий фактор системы полосовых доменов N_z определяется по отношению периода полос P_0 к толщине пленки h . В итоге имеем

$$M_s \cos \vartheta_0 = \chi_{zz} / \chi'_{zz} = (N_z \cdot \chi'_{zz})^{-1}. \quad (8)$$

Угол ϑ_0 отклонения оси легчайшего намагничивания от нормали, как показано выше, может быть найден несколькими независимыми способами. В таблице приведены результаты определения $\text{tg } \vartheta_0$ а) по отношению двух компонент тензора восприимчивости χ'_{xx} / χ'_{zz} (2), б) по отношению компонент поля сдвига петель гистерезиса или кривых намагничивания (6), в) по отношению H_{zn} / H_{xn} полей зародышеобразования, г) по отношению H_{z0} / H_{x0} полей коллапса наклоненного цилиндрического магнитного домена. Все эти способы дают практически одинаковые значения угла ϑ_0 , что позволяет из (8) найти величину спонтанной намагниченности. Оценка M_s по измеренной восприимчивости χ'_{zz} хорошо согласуется с результатами прямого измерения намагниченности с помощью вибромагнитометра, проведенного Н.С.Перовым (МГУ) на тех же образцах с учетом парамагнитного вклада от подложки (см. таблицу).

Краткие итоги работы

Исследованные нами эпитаксиальные феррит-гранатовые пленки типа (210) с преобладающей орторомбической магнитной анизотропией могут рассматриваться как квазиодноосные пленки с осью легчайшего намагничивания, отклоненной от нормали на угол $\vartheta_0 \approx 30^\circ$. В них наблюдается ориентированная полосовая доменная структура, поэтому они служат хорошим модельным объектом, подчиняющимся теории не хуже пленок с

перпендикулярной анизотропией типа (111), имеющих лабиринтную доменную структуру.

Намагничивание пленок (210) осуществляется движением 180° -ных доменных стенок, управляемых полем смещения H_z и плоскостным полем H_x . Намагничивание ограничивается магнитостатикой полей рассеяния, характеризующимся эффективным размагничивающим фактором системы полосовых доменов N_z , зависящим от соотношения периода полос P_0 к толщине пленки h . Предложена форма тензора магнитной восприимчивости, обусловленной смещением доменных стенок в пленках с наклоненной осью легчайшего намагничивания.

На основе детального изучения процессов намагничивания и измерения критических полей пленок (210) разработана простая методика надежного определения основных магнитных параметров: спонтанной намагниченности M_s , ориентации оси легчайшего намагничивания (угол ϑ_0), компонент тензора магнитной восприимчивости χ_{ik} и др.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоиздат, 1990. 319 с.
- [2] Боков В.А., Волков В.В., Петриченко Н.Л. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 11. С. 310–311.
- [3] Балбашов А.М., Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В. и др. // Микроэлектроника. 1990. Т. 19. № 1. С. 45–54.
- [4] Бажажян Г.А., Ильичева Е.Н., Мушенкова И.В. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 396–399.
- [5] Кооп С., Енз У. // Philips Res. Rept. 1960. Vol. 15. N 1. P. 7–29.
- [6] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник. М.: Радио и связь, 1987.
- [7] Иванов Ю.В., Кандаурова Г.С. // Микроэлектроника. 1977. Т. 6. № 3. С. 242–248.

Московский университет им.М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
12 декабря 1992 г.