

УДК 537.62

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ОРИЕНТАЦИИ (112)

Бурым Ю. А., Дубинко С. В., Мицай Ю. Н.

ВВЕДЕНИЕ

Анализ доменных структур (ДС) и процессов намагничивания ферромагнетиков – одна из наиболее традиционных задач магнетизма [1]. Широкое практическое применение эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов (ЭПФГ) привело к тому, что интерес к таким задачам не ослабел и в настоящее время [2]. ЭПФГ нашли практическое применение в качестве магнитооптических преобразователей [3]. В связи с этим представляют интерес ЭПФГ с наклонным расположением оси легкого намагничивания (ОЛН). Пленки с наклонной ОЛН исследовались в ряде работ. Так, в [4, 5] исследовались малые отклонения ОЛН от нормали, вызванные слабой разориентацией пленок от кристаллографической поверхности (111). Однако, экспериментальные методики, применяющиеся в этих работах, не позволяли обнаружить и исследовать большие отклонения ОЛН. В [6] в рамках двухпараметрической модели наведенной магнитной анизотропии теоретически показано, что в (210)-пленках может реализоваться наклонное расположение ОЛН. В [7] показано, что оптимальная чувствительность фотоманитной записи может быть реализована в ЭПФГ с ориентацией (112).

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы процессы перемагничивания ЭПФГ, выращенных на подложках ориентации (112). Процесс перемагничивания пленок подразделялся на два этапа. Первый этап реализовался в малых магнитных полях, в которых происходило перемагничивание неоднородной магнитной фазы как путем смещения доменных границ, так и путем вращения вектора намагниченности в доменах. Второй этап реализовывался путем доворота магнитного момента до направления магнитного поля в однородной фазе.

В рамках термодинамической теории [2] определены границы существования неоднородной фазы.

ТЕОРИЯ

Для описания наведенной магнитной анизотропии будем использовать двухпараметрическую модель [8], которая является в настоящее время единственной рабочей моделью. Плотность энергии наведенной магнитной анизотропии для пленок (112) приводим к виду

$$W = K_u \sin^2 \theta + K_0 (\sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \sqrt{2} \sin 2\theta \sin \varphi), \quad (1)$$

где θ и φ – сферические координата вектора намагниченности \mathbf{M} , а в качестве декартовых осей X, Y, Z выбраны кристаллографические направления $[\bar{1}10], [\bar{1}\bar{1}1], [112]$, причем ось OZ перпендикулярна плоскости ЭПФГ, K_u, K_0 – константы одноосной и ромбической магнитной анизотропии, соответственно.

Минимизируя выражение (1) по θ и φ получаем три решения для равновесного расположения вектора \mathbf{M}

1. $\theta_0 = 0, \mathbf{M} \parallel [112]$ при $K_0 > 0, K_u > 0$.
2. $\theta_0 = \pi/2, \varphi_0 = 0, \mathbf{M} \parallel [\bar{1}10]$ при $K_0 > 0, K_u < 0$.
3. $\text{tg}2\theta_0 = -2\sqrt{2} K_0 / (K_0 + K_u), \varphi_0 = \pi/2$ при $K_0 < 0$.

Будем рассматривать третье решение, соответствующее наклонному расположению ОЛН в плоскости ZOY . Определим границы существования доменной фазы при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости ZOY и ZOX . Направление внешнего магнитного поля \mathbf{H} будем характеризовать углом χ между \mathbf{H} и осью OZ . Внутреннее магнитное поле \mathbf{H}_i в пленке равно сумме внешнего магнитного поля \mathbf{H} и поля размагничивания \mathbf{H}_m

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H} + \mathbf{H}_m.$$

В рамках простой термодинамической теории [2]

$$\mathbf{H}_m = -4\pi \langle M_z \rangle \mathbf{e}_z.$$

Здесь $\langle M_z \rangle$ – усредненная по всему объему образца Z - компонента намагниченности.

В области магнитных полей, где существует доменная фаза, внутреннее магнитное поле перпендикулярно ОЛН [2]. Используя это утверждение для случая, когда \mathbf{H} лежит в плоскости ZOY , получаем

$$H_i = H \frac{\sin \chi}{\cos \theta_0}, \quad (2)$$

$$\langle M_z \rangle = \frac{H \cos(\chi - \theta_0)}{4\pi \cos \theta_0}. \quad (3)$$

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ОРИЕНТАЦИИ (112)

Отсюда следует два важных для объяснения эксперимента вывода: во-первых, в случае нормального к поверхности пленки магнитного поля ($\chi = 0$) внутреннее магнитное поле равно нулю. Следовательно, вектор \mathbf{M} направлен вдоль ОЛН, и намагничивание пленки происходит путем движения доменных границ. Во-вторых, при $\chi = \theta_0 \pm \pi/2$ меняется знак $\langle M_z \rangle$.

Внутреннее магнитное поле, действуя на магнитные моменты в доменах, отклоняет их от ОЛН на угол α , определяющийся выражением

$$\sin \alpha = \frac{M_0 H_1}{2K_{\text{eff}}}, \quad K_{\text{eff}} = \sqrt{(K_u + K_0)^2 + 8K_0^2}.$$

Следовательно, при $\chi \neq 0$ перемагничивание в неоднородной фазе идет также путем вращения вектора \mathbf{M} в пределах каждого домена. Компоненты намагниченности в различных доменах вдоль нормали к пленке равны

$$M_z^{(1)} = M_0 \cos(\theta_0 + \alpha) = M_0 \cos \theta_1,$$

$$M_z^{(2)} = M_0 \cos(\theta_0 + \pi - \alpha) = M_0 \cos \theta_2.$$

Определим теперь магнитное поле перехода в однородную фазу. Из условия $\langle M_z \rangle = M_0 \cos \theta_1$ и используя (2) получаем, что область неоднородной магнитной фазы в плоскости YOZ ограничена эллипсом, малая ось которого повернута относительно исходной системы координат на угол θ_0' , определяемый из уравнения

$$\text{tg} 2\theta_0' = \frac{q \sin 2\theta_0}{q \cos 2\theta_0 - 1},$$

где $q = H_A / 4\pi M_0$, $H_A = 2K_{\text{eff}} / M_0$. Полуоси эллипса a_1 , a_2 , определяются формулой

$$a_l^2 = 2H_A^2 \cos^4 \theta_0 \left[q^2 + 2q \sin^2 \theta_0 + \cos^2 \theta_0 + \right. \\ \left. + (-1)^l (1 + q) \sqrt{q^2 \sin^2 2\theta_0 + (q + \cos 2\theta_0 - 1)^2} \right], \quad l = 1, 2. \quad (4)$$

Когда магнитное поле лежит в плоскости ZOX, внутреннее поле направлено по оси OX. Соотношения, аналогичные (2), (3) выглядят следующим образом:

$$H_i = H \sin \chi, \quad \langle M_z \rangle = \frac{H}{4\pi} \cos \chi.$$

Подворот векторов магнитного момента под действием внутреннего магнитного поля H_i в доменах происходит в плоскости, проходящей через ОЛН и ось X, по величине этот угол равен

$$\sin \alpha' = \frac{M_0 H_i}{2K'_{eff}}, \quad K'_{eff} = \frac{K_u - K_0}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(K_u + K_0)^2 + 8K_0^2}.$$

Аналогично определим теперь магнитное поле перехода из неоднородной фазы в однородную. В плоскости ZOX область неоднородной фазы является эллипсом, главные оси которого направлены по осям Z и X, а полуоси равны

$$a_z = H'_A \cos \theta_0 q_1^{-1}, \quad a_x = H'_A, \quad q_1 = \frac{H'_A}{4\pi M_0}, \quad H'_A = \frac{2K'_{eff}}{M_0}. \quad (5)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Образцы ЭПФГ состава $(YBi)_3(FeAl)_5O_{12}$ получены традиционным методом жидкофазной эпитаксии на подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ ориентации (112). Процесс перемагничивания исследован магнитооптическим методом на автоматизированном магнитополяриметре, позволяющем получать зависимость угла фарадеевского вращения α_F при нормальном падении света от величины магнитного поля H при квазистатическом перемагничивании. При этом считалось, что угол α_F пропорционален M_z . Намагниченность насыщения $4\pi M_0$ измерялась на вибромагнитометре. ДС наблюдалась с помощью поляризационного микроскопа.

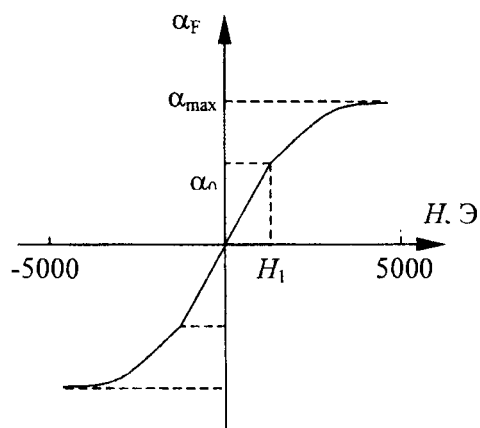


Рис. 1. Зависимость угла фарадеевского вращения α_F от величины магнитного поля H

В размагниченном состоянии образцы ЭПФГ имели регулярную полосовую ДС с четкими границами. На Рис.1 приведена типичная для исследованных образцов магнитооптическая кривая перемагничивания $\alpha_F = \alpha_F(H)$ в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки. Начальный участок этой кривой соответствует перемагничиванию неоднородной фазы. В точке излома кривой ($H = H_1$, $\alpha_F = \alpha_0$) образец переходит в однородное состояние. При $H > H_1$ намагничивание происходит путем однородного вращения вектора намагниченности до направления магнитного поля, в этом случае $M_z = M_0 \cos \theta$. Наличие двух различных участков на кривой перемагничивания свидетельствует о наклонном расположении ОЛН. Действительно, как показано выше, при

перемагничивании доменной фазы в нормальном магнитном поле вектор \mathbf{M} внутри доменов направлен вдоль ОЛН. Поэтому в точке перехода в однородное состояние образец насыщен вдоль ОЛН и угол θ_0 между осью OZ и ОЛН можно определить следующим образом [9]

$$\theta_0 = \arccos \alpha_0 / \alpha_{\max}, \quad (6)$$

где α_{\max} – угол фарадеевского вращения при насыщении образца в нормальном магнитном поле. Выясним теперь, как направлен вектор \mathbf{M} в полосовом домене. Из общих соображений ясно, что при наклонном расположении ОЛН полосовому домену энергетически выгодно располагаться таким образом, чтобы плоскость доменной границы была перпендикулярна плоскости пленки и параллельна ОЛН. Для проверки этой модели доменной структуры был проведен эксперимент по перемагничиванию образца внешним магнитным полем, ориентация которого менялась в плоскости, перпендикулярной плоскости образца и параллельной расположению полосовых доменов (Рис.2). Луч света при этом оставался перпендикулярным поверхности пленки. На Рис. 3 изображены характерные начальные участки зависимости $M_z(H)$ при различных углах χ для образца № 3 (см. таблицу), соответствующие перемагничиванию доменной фазы. Из приведенных рисунков видно, что при $\chi = \chi_0 = -37^\circ$ M_z меняет знак. Очевидно это объясняется тем, что при $\chi = \chi_0$ меняется знак проекции магнитного поля на направление ОЛН. Следовательно, значение $\chi_0 = -37^\circ$ определяет нормаль к ОЛН: $\chi_0 = \theta_0 - \pi/2$. Полученное значение согласуется с ранее полученным с помощью соотношения (6) значением $\theta_0 = 52,1^\circ$. Таким образом, тот факт, что угол χ_0 , при котором M_z меняет знак, оказался равным $\theta_0 - \pi/2$, свидетельствует о том, что ОЛН лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости образца и параллельной расположению полосовых доменов. Следовательно, доменные границы параллельны оси

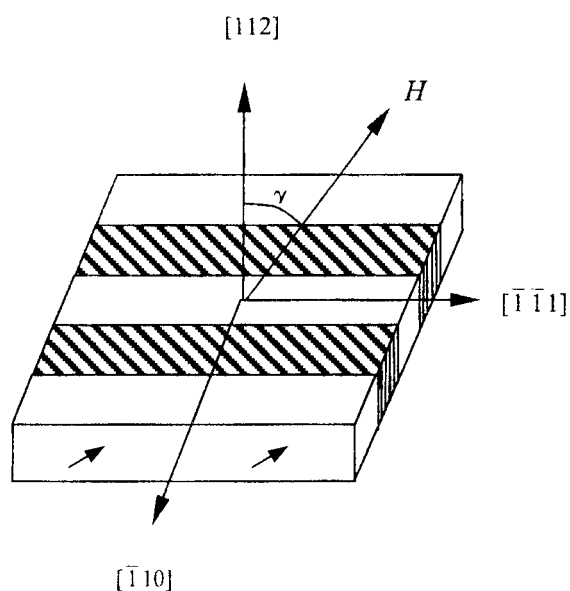


Рис. 2. Расположение полосовых доменов относительно кристаллографических осей

$[\bar{1}\bar{1}1]$, как и показано на Рис. 2. Как следует из (1), кривая однородного вращения $\theta = \theta(H)$ при $H \parallel OZ$ определяется выражением

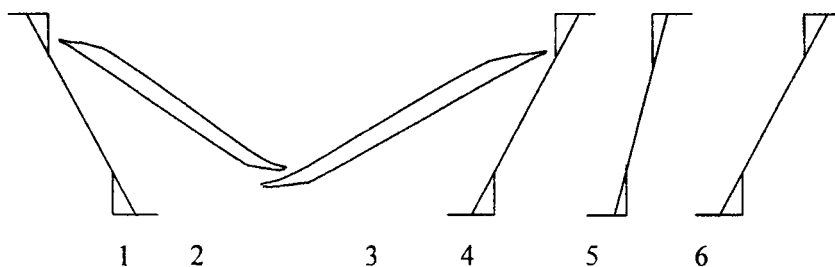


Рис. 3. Начальные участки зависимости $M_z(H)$ при различных углах χ для образца № 3, где 1 - $\chi = -90^\circ$; 2 - $\chi = -40^\circ$; 3 - $\chi = -30^\circ$; 4 - $\chi = 0^\circ$; 5 - $\chi = 45^\circ$; 6 - $\chi = 90^\circ$

$$HM_0 = 2(2\pi M_0^2 - K_u - K_0)\cos\theta - 2\sqrt{2}K_0(\cos\theta\text{ctg}\theta - \sin\theta), \quad \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

Следовательно, можем определить K_u и K_0 с помощью ЭВМ путем подбора таких значений, при которых совпадают кривая (7) и экспериментальная кривая однородного вращения $\frac{M_z}{M_0}(H) = \cos\theta(H)$. Полученные таким образом результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Основные параметры ЭПФГ

№ образца	h , мкм	d , мкм	$4\pi M_0$, Гс	T_C , °С	θ_0 , °	K_u , эрг	K_0 , эрг
1	6,05	7,05	462	183	52,7	1880	-6600
2	2,32	7,24	354	151	48,3	2610	-3990
3	7,21	75,60	111	120	52,1	690	-3730
4	4,40	4,13	635	190	43,9	5020	-4530

h – толщина образца, d – период доменной структуры, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения, T_C – температура Кюри, θ_0 – угол отклонения ОЛН от нормали к образцу.

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ ОРИЕНТАЦИИ (112)

Экспериментальные исследования областей существования доменной фазы были проведены с помощью визуального наблюдения перемагничивания ДС в магнитных полях различной ориентации. На Рис. 4 изображены диаграммы существования доменов в плоскостях ZOX и ZOY. Наклонное расположение эллипса в плоскости ZOY еще раз

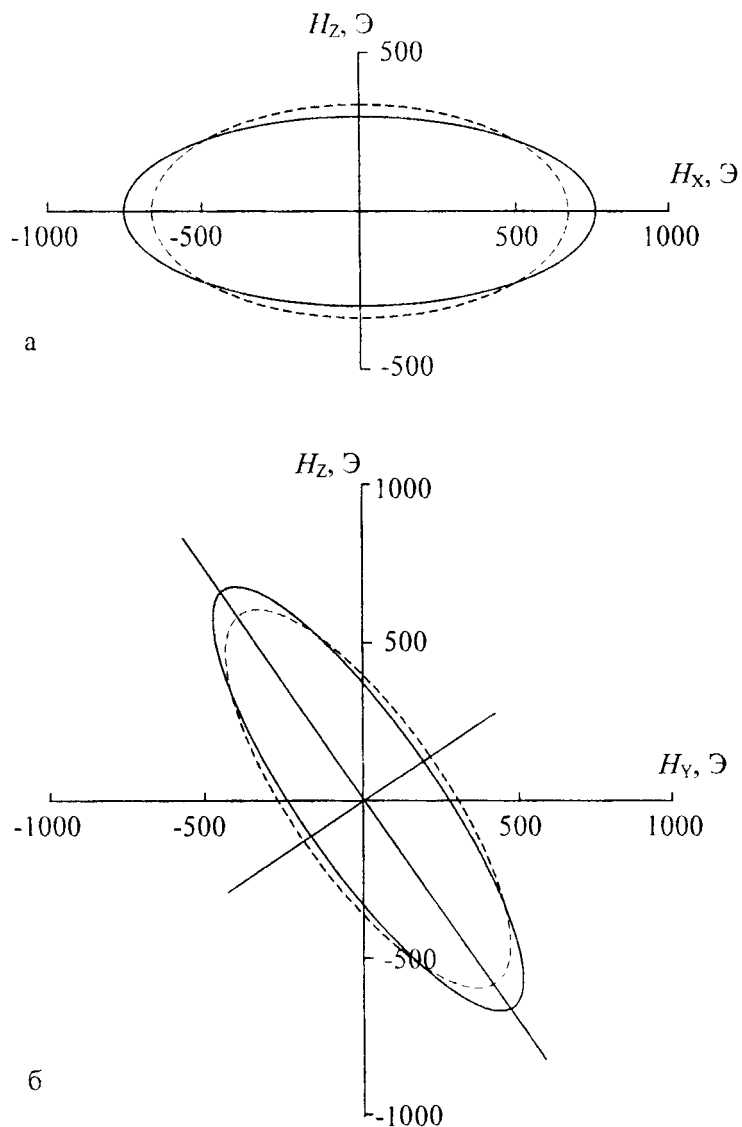


Рис. 4. Диаграммы существования доменов в плоскостях ZOX (а) и ZOY (б)

свидетельствует в пользу предложенной модели ориентации M . Пунктиром показаны результаты теоретического расчета, использующего соотношения (4), (5) при значениях K_u и K_0 из таблицы 1.

ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенное исследование позволило двумя независимыми экспериментальными способами определить ориентацию ОЛН. Установлено, что исследованные образцы имеют четкую полосовую доменную структуру, причем доменные границы ориентированы вдоль проекции ОЛН на плоскость пленки. Установлено, что перемагничивание пленок происходит в два этапа: перемагничивание доменной структуры и вращение вектора намагниченности в однородном состоянии. Перемагничивание доменов в нормальном магнитном поле происходит лишь путем движения доменных границ, что позволяет довольно просто определить угол наклона ОЛН по виду кривой намагничивания. Как видно из Рис. 3 совпадение полученной из эксперимента области существования доменной фазы с теоретическими расчетами в плоскости ZOY хуже, чем в плоскости ZOX. По-видимому, это связано с ограниченностью применения термодинамической теории, не учитывающей конкретный вид размагничивающих магнитных полей доменной структуры. Хотя пленки имели регулярную полосовую доменную структуру, построить последовательную теорию полосовых доменов, аналогичную [10], оказалось сложно из-за невозможности получить аналитическое выражение для энергии доменных границ, которая в нашем случае зависит от величины магнитного поля H . Из анализа выражения (I) следует, что направление $[\bar{1} 10]$ является осью среднего намагничивания, а направление, определяемое углами $\theta = \theta_0 \pm \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ является осью трудного намагничивания. Следовательно, разворот вектора M в доменной границе не может происходить в плоскости ДГ, то есть граница не является блоховской. Модель неелевской доменной границы также не приводит к согласию с экспериментом. По-видимому, структура доменных границ является более сложной. Вычисления периода ДС в духе теории [10] не дают удовлетворительного совпадения с экспериментом ни для блоховской, ни для неелевской модели доменных границ.

Необходимо заметить также, что использованная двухпараметрическая модель наведенной магнитной анизотропии в принципе может лишь качественно объяснить результаты эксперимента.

Авторы выражают благодарность Б.А. Иванову за помощь в работе и ценные замечания.

Список литературы

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
2. Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. Физика магнитных доменов // УФН. – 1988. – Т. 156, № 1. – С. 47-92.
3. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. – М.: Наука, 1988. – 192 с.
4. Боков В.А., Яценко В.А., Быстров М.В., Зайцева Н.В. Температурная зависимость наклона оси легкого намагничивания в эпитаксиальных гранатовых пленках // Письма в ЖТФ. – 1978. – Т. 4, № 17. – С. 1009-1013.
5. Яценко В.А., Боков В.А., Быстров М.В., Шер Е.С., Трофимова Т.К. Исследование магнитных свойств разориентированных гранатовых пленок // ФТТ. – 1979. – Т. 21, № 9. – С. 2656-2663.

**ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА
ПОДЛОЖКАХ ОРИЕНТАЦИИ (112)**

6. Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. Наведенная анизотропия в пленках феррит-гранатов с (210)-ориентацией // XI Всесоюзная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники": Тез. докл.-Ташкент, 1988.-Т.1.-С.118-119.
7. Гладченко Т. И., Коваленко Ю.Ф., Чаховой А.Ю. Фазовые диаграммы фотомагнитного носителя информации в плоскостях (111) и (112) // Тез. докл. III Всес. конф. "Проблемы оптической памяти".- Ереван, 1987. - Ч. 2. - С. 73-74.
8. Эшенфельдер Л. Физика и техника ЦМД. - М.: Мир, 1983. - 496 с.
9. А. с. 1517558 СССР, МКИ G 01 R 33/04. Способ определения ориентации оси легкого намагничивания прозрачных магнитных пленок / Ю.А. Бурым, С.В. Дубинко. - Оpubл. 26.01.88.
10. Kooy S., Enz V. Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of BaFe₁₂O₁₉ // Phil. Res. Repts. - 1960. - Vol. 5, № 1. - P. 7-29.

Поступила в редакцию 18.10.2002 г.