

УДК 539.216.2

©1993

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ТЕМНОПОЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ ТИПА (210)

*Е.Н.Ильичева, А.В.Дубова, В.К.Петерсон,
Ю.Н.Федюнин, А.Г.Шичков*

Исследовались пленки ферритов-гранатов состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, эпитаксиально осажденные на подложку с ориентацией (210), имеющие ромбическую анизотропию с осью легкого намагничивания, отклоненную от нормали к поверхности пленки на угол θ_0 , и обладающие заметной магнитной анизотропией в плоскости пленки.

Методом одностороннего темнопольного освещения с последующей фильтрацией пространственных гармоник от дифракции на доменах изучалось распределение интенсивности света в плоскости изображений. Показано, что стенки, повернутые относительно плоскости анизотропии, наклоняются; наблюдаемое уширение изображения стенок соответствует расчетному. В зависимости от угла наклона стенки к падающему лучу в центре изображения стенки наблюдается максимум или минимум интенсивности. Расчет дифракции света на наклонных стенках с учетом гиротропных свойств пленки дает распределение интенсивности в плоскости наблюдения, согласующееся с экспериментом.

Феррит-гранатовые пленки состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, эпитаксиально осажденные на подложку с ориентацией (210), имеют орторомбическую анизотропию (\hat{K}_p), так что ось легкого намагничивания (ОЛН) отклоняется от нормали к поверхности пленки на некоторый угол θ_0 . Они обладают заметной анизотропией в плоскости пленки и благодаря высокой магнитооптической добротности имеют широкое применение в магнитооптических устройствах обработки информации [1]. Доменные границы в этих пленках имеют повышенную подвижность и высокую предельную скорость [2], что так же используется в технике. Целью настоящей работы является магнитооптическое исследование особенностей доменов и доменных границ, обусловленных наклоном ОЛН.

1. Методика эксперимента и образцы

Изучение доменных стенок магнитооптическим методом в видимом диапазоне длин волн сопряжено с трудностями, связанными с тем, что ширина стенки δ меньше длины волны света λ . Распределение интенсивности в плоскости изображения формируется лучами, дифрагирующими на доменах и на доменных стенках, которые вписываются в апертуру объектива. Основная информация от доменов заключена в максимумах низких порядков. Доменные стенки изображаются при этом как

бесконечно узкие, т. е. ширина их изображения определяется величиной λ [3]. В темнопольном методе наблюдения интенсивности волн, дифрагированных на стенках, могут быть сопоставимы с интенсивностью дифракционных максимумов высоких порядков от доменов. Распределение интенсивности зависит от апертуры объектива и условий диафрагмирования. Использование одностороннего диафрагмирования позволяет выявить эффекты, связанные с полярностью стенки. Одностороннее косое освещение при использовании нелазерных источников освещения можно осуществить в основном двумя способами. В первом применяется отклоняющая призма с низкоапертурным конденсором [4], во втором используется высокоапертурный конденсор темного поля, где с помощью диафрагмы легко можно выделить небольшой телесный угол Ω в освещающем пучке [5] (рис. 1). Первое расположение дает определенный угол падения γ_0 ; углы дифракции, вписывающиеся в апертуру A формирующегося объектива, зависят от значения A и апертуры конденсора A_k . Во втором способе телесный угол Ω мал, световой пучок почти параллельный, но угол падения можно менять сменой кольцевых диафрагм и объектива в широких пределах [6]. Это расположение требует источников света большой мощности. Наша установка собрана на базе микроскопа БИОЛАМ-Л 212, в который были дополнительно введены поляризационные элементы, так что мы могли использовать оба метода освещения. Образец размещался в центре трех пар катушек Гельмгольца, создающих поле смещения H_z и два взаимно перпендикулярных плоскостных поля H_x и H_y . Непосредственно на образец наклеивалась плоская катушка, формирующая импульсное поле. При работе с образцами, период доменной структуры которых $P_0 \sim 20$ мкм, одностороннее косое освещение создавалось с помощью отклоняющей призмы (угол отклонения $\sim 40^\circ$) и конденсорного объектива с апертурой $A_k = 0.3$. При этом в апертуру объектива $A = 0.40$ вписывается более 20 дифракционных максимумов. Ребро призмы устанавливалось вдоль оси OX , вдоль которой ориентировалась система полосовых доменов. Стенки, ориентированные в плоскости падения света (ось OY), при этом не изображаются, поскольку

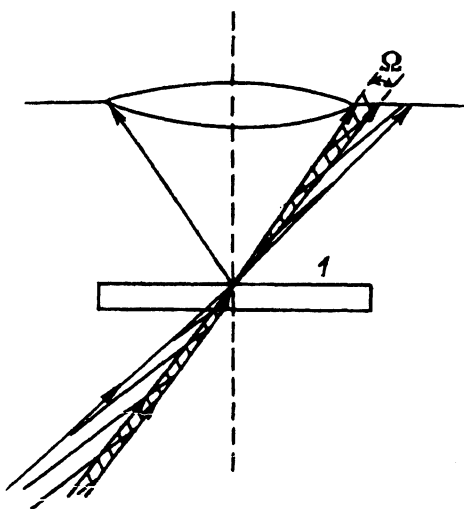


Рис. 1. Схема одностороннего косого освещения магнитной пленки для получения темнопольного дифракционного изображения доменной структуры.
1 — образец.

ку тогда плоскость дифракции перпендикулярна плоскости падения света.

Исследуемые образцы¹ эпитаксиальных пленок (ЭФГП) с ориентацией (210) имели различные параметры. Далее будут представлены результаты для одного из образцов: толщина $h = 18.7$ мкм, период полосовых доменов $P_0 = 26.2$ мкм, поле коллапса ЦМД $H_0 = 40.8$ Э, намагниченность насыщения $4\pi M_S = 62$ Гс, фарадеевское вращение плоскости поляризации $\theta_F = 10400$ град/см, несоответствие параметров решетки пленки и подложки $\Delta a/a = 2 \cdot 10^{-3}$, характеристическая длина $l = 1.13$ мкм, константы магнитной анизотропии: одноосная $K_u = -310$ Эрг/см³ (ориентационный угол $\psi_u = -203^\circ$), кристаллографическая кубическая $K_c = 1550$ Эрг/см³, орторомбическая $K_p = 3340$ Эрг/см³ ($\psi_p = 185^\circ$). $K_p \gg 2\pi M_S^2$, поэтому имеется результирующая ОЛН пленки, которая отклонена от нормали на угол $\theta_0 \approx 30^\circ$.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В размагниченном состоянии пленки (210) обладают плотно упакованной полосовой доменной структурой, ориентированной вдоль оси OX (рис. 2). Лабиринтной структуры, характерной для ЭФГП типа (111), здесь нет, но имеются нарушения регулярной доменной структуры (магнитные дислокации, свободные концы полосовых доменов, петли, перегибы между доменами и др.). При светопольном наблюдении в фазовом контрасте доменные границы (ДГ) вывываются в виде темных полос на светлом фоне, как правило, ориентированных вдоль оси OX . Существенное отличие изображений ДГ в пленках (210) состоит в том, что изогнутые участки границ, включая головки полосовых доменов, петли, имеют значительное уширение. Протяженность широких участков ДГ превышает несколько микрометров, и чем сильнее повернулась граница от направления OX , тем больше видимая ширина ДГ. Наблюдаемое уширение изображений повернутых участков ДГ можно объяснить соответствующим наклоном плоскости ДГ относительно нормали к поверхности пленки, необходимым для компенсации магнитостатического заряда. Условие отсутствия заряда на 180° -ной стенке одноосного кристалла можно записать в форме $(M_{S_0} \cdot n_W) = 0$, где M_{S_0} — спонтанная намагниченность в доменах, ориентированная вдоль ОЛН $\parallel \mathbf{m} = \{\sin \theta_0; 0; \cos \theta_0\}$, а $n_W = \{\sin \varphi \cos \alpha', \cos \varphi \cos \alpha; \sin \alpha\}$ — нормаль к поверхности ДГ, повернутой на угол φ и на угол α относительно нормали к поверхности пленки. Равновесный угол наклона незаряженной ДГ легко найти

$$\operatorname{tg} \alpha = -\sin \varphi \operatorname{tg} \theta_0. \quad (1)$$

Чем больше поворот φ , тем сильнее наклоняется стенка. В исследованной нами пленке ($\theta_0 \approx 30^\circ$) наибольшая ширина изображения наклонной на этот угол ДГ $\Delta \approx h \operatorname{tg} \theta_0$ составляет около 10 мкм в соответствии с наблюдениями. Аналогичный результат получен Осиповым [7] путем математического моделирования микромагнитной структуры ДГ в пленке типа (210).

¹ Пленки выращены в лаборатории МЭИ А.М.Балбашовым, которому авторы приносят свою благодарность за предоставленные образцы и измерения их параметров.



Рис. 2. Фотография доменной структуры размагниченной пленки феррита-граната типа (210), полученная при светлопольном освещении и в скрещенных анализаторе и поляризаторе.

Изменение режима освещения образца на описанный выше темнопольный режим, когда в объектив не попадает дифракционный максимум нулевого порядка, дает возможность получить значительно большую информацию о конфигурации ДГ в пленках типа (210). (рис. 3). Можно отметить три типа темнопольного изображения стенок: яркие толстые линии, бледные, порой даже исчезающие линии и, наконец, двойные светлые линии. В размагниченном состоянии параллельные стенки чаще всего не имеют однородного контраста, наблюдается "винтообразное" чередование светлых, ярких и темных (раздвоенных) участков с малыми колебаниями яркости. Стенки магнитных дислокаций имеют направления $\pm\varphi$ и на снимке в области I обнаруживается разница в изображении стенок с наклоном $\pm\alpha$. В стенках с $+\alpha$ (нормаль приближается к лучу) наблюдается раздвоенное изображение с широким минимумом посередине. Стенки с $(-\alpha)$ имеют слабоконтрастное изображение. Наклонные участки наблюдаются и в стенках, удаленных на значительное расстояние (несколько периодов доменной структуры) от вершины дислокации. По мере уменьшения углов φ и α наклонные участки чередуются с вертикальными (светлые яркие участки в изображении). Влияние магнитного поля приводит к сдвигу участков разного контраста изображения. Во всех случаях плоскость падения света YOZ является плоскостью дифракции от параллельных стенок.

Наибольшую интенсивность имеют стенки, ориентированные вдоль оси OX. При повороте стенок на угол φ их интенсивность падает с ростом значения φ . Это является основной причиной того, что в области II доменные стенки практически не видны. Выявить их можно, приложив поля H_x и H_z . В общем случае распределение интенсивности является функцией фарадеевского вращения $F(\theta_F, h)$, углов φ и α и апертуры объектива A.

Другой, менее значительной, причиной наклона доменных границ относительно нормали к поверхности пленки является поверхностное закрепление доменных границ на неоднородностях переходного слоя между

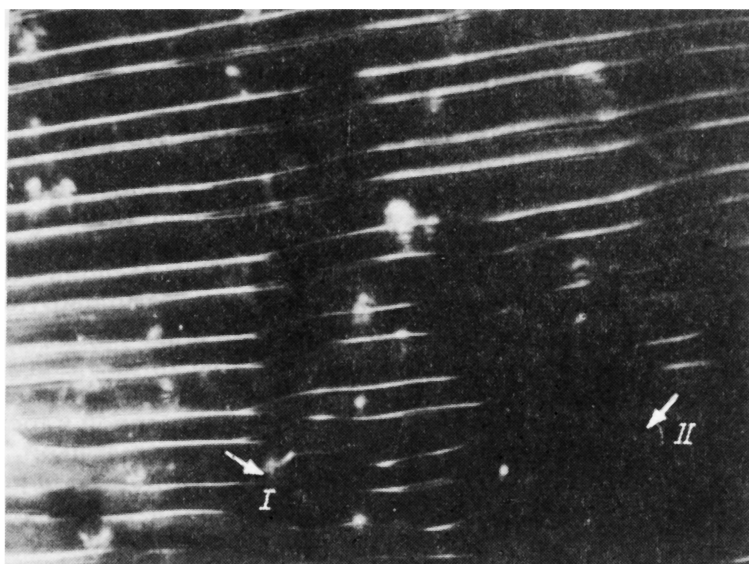


Рис. 3. Темнопольное изображение доменной структуры пленки (210), содержащее различные участки (I и II) доменных границ, отличающиеся наклоном.

пленкой и подложкой [8]. Ранее в работах [8,9] было показано, что под давлением приложенного магнитного поля H_z поверхностно закрепленная доменная граница отклоняется от ОЛН на угол $\alpha \sim H_z M_S h / (2\sigma_0 + 2\pi M_S^2 h)$, что составляет для нашей пленки в поле 1 Э около 0.03 рад. Следовательно, и в размагниченном состоянии доменная граница может оставаться «гофрированной», а не плоской стенкой, что подтверждается наблюдениями темнопольных изображений границ (рис. 4). Используемый темнопольный метод, обладающий высокой чувствительностью дифракционной картины к углу наклона плоскости доменной границы, надежно демонстрирует малые колебания профиля границы при периоде в несколько микрометров (соизмеримом с толщиной пленки).

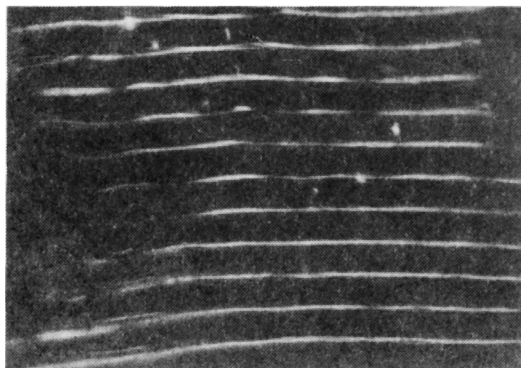


Рис. 4. Малоугловые колебания наклона плоскости доменных границ в той же пленке, что на рис. 3.

3. Расчеты дифракции света на доменных границах

Для иллюстрации описанных явлений были проведены численные расчеты интенсивности света в плоскости изображения, даваемого объективом микроскопа. Падающий на периодическую доменную структуру в тонкой магнитной пленке свет предполагался в виде плоской монохроматической волны. Угол падения полагался 40° . Поляризация вектора \mathbf{E}_I в падающей волне предполагалась перпендикулярной плоскости падения. Анализатор располагался за объективом микроскопа и был повернут на 90° по отношению к первичной поляризации света, использовался метод темного поля, т.е. в объектив попадали лучи, дифрагирующие в сторону объектива на углы больше некоторого, задаваемого диафрагмой. Расчеты проводились для пленки толщиной $h \sim 20$ мкм с углом фарадеевского вращения порядка 20° . Направление вектора намагниченности в доменах предполагалось в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Доменная граница предполагалась бесконечно тонкой. Гиротропные свойства магнитной пленки описывались вектором \mathbf{G} , определяющим гиротропную часть вектора индукции

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{E} + i\mathbf{G}), \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ — диэлектрическая проницаемость магнитной пленки. Вектор \mathbf{G} определялся с помощью тензора $\hat{\eta}$ через напряженность поля \mathbf{E} в данной точке

$$i\mathbf{G} = \hat{\eta}\mathbf{E}, \quad (2)$$

где

$$\hat{\eta} = \begin{pmatrix} 0 & i\alpha' m_3 & -i\alpha' m_2 \\ -i\alpha' m_3 & 0 & i\alpha' m_1 \\ i\alpha' m_2 & -i\alpha' m_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь α' — магнитооптическая константа первого порядка; m_1, m_2, m_3 — проекции единичного вектора, совпадающего с направлением намагниченности в данной точке пленки. Магнитооптические константы второго порядка при этом полагались равными нулю. Для пленок, толщина которых составляет десятки длин волн, основной вклад в формирующуюся волну дают волны, дифрагирующие на углы меньше $\pi/2$, так как только для таких волн условие синхронизации фаз не будет нарушаться существенным образом. При этом для соответствующих Фурье-компонент суммарной волны получим систему интегральных уравнений ^[10]:

$$\mathbf{E}(k_x, k_y; z) = \mathbf{E}_I(k_x, k_y; z) + \int_0^z \frac{k_x \mathbf{G}(k_x, k_y; z')}{2\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} e^{ik_z(z-z')} dz', \quad (4)$$

где $\mathbf{E}_I(k_x, k_y; z)$ описывают падающую на пленку волну,

$$\mathbf{k} = \left\{ k_x, k_y, \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right\},$$

$$\mathbf{G}(k_x, k_y; z') = \int \int \hat{\eta}(k_x - k_{x_1}, k_y - k_{y_1}, z') \mathbf{E}(k_{x_1}, k'_{y_1}, z') dk_{x_1} dk_{y_1}. \quad (5)$$

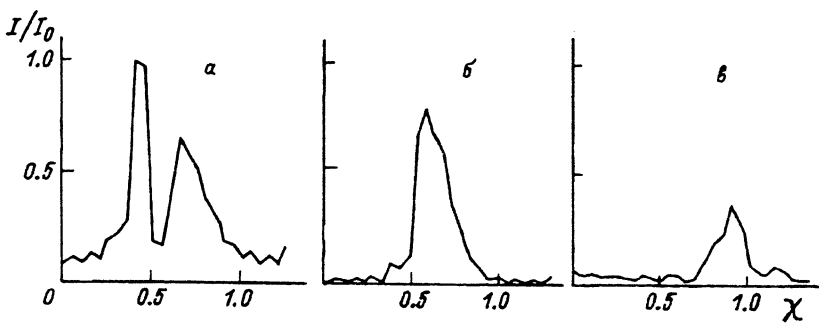


Рис. 5. Распределение нормированной интенсивности I/I_0 света в изображении доменной границы, рассчитанное для трех ориентаций стенки, определяемых углом φ (град):

-5 (а), 0 (б), 30 (в).

Входная граница пленки имела координату $z = 0$, выходная $z = h$. Так как падающая волна предполагалась плоской, то вектор $\mathbf{E}_I(k_x, k_y; z)$ содержал в виде множителей две δ -функции $\delta(k_x - k_{Ix})\delta(k_y - k_{Iy})$; k_{Ix} , k_{Iy} , $k_{Iz} = \sqrt{k^2 k_{Ix}^2 - k_{Iy}^2}$ — компоненты волнового вектора падающей волны внутри пленки, $k = nk_0$, $n = \sqrt{\epsilon_r}$. Периодичность доменной структуры приводила к дискретному спектру по k_x , k_y . Для получения волны в точке $z = h$ система (4) решалась численно. Далее по формулам Френеля учитывалось прохождение волны через границу пленки (подложка для простоты не учитывалась). В качестве объекта, изображение которого изучалось, предполагалось поле волны, вышедшей из пленки, вблизи поверхности пленки. Результаты расчетов для трех значений $\varphi = -5^\circ, 0^\circ, +30^\circ$ и соответствующем диафрагмировании (в объектив попадали дифракционные максимумы, соответствующие порядкам от -9 до -30) представлены на рис. 5. По оси абсцисс отложена безразмерная величина $\chi = y/(P_0/2)$, по оси ординат — отношение интенсивности света J в точке наблюдения X к максимальной интенсивности J_0 при $\varphi = -5^\circ$. Из рисунков видно, что при соответствующем выборе диафрагмирования объектива изменение направления доменной границы и связанный с этим наклон доменной стенки приводят к заметному изменению наблюдаемой картины. Вместо одной светлой (в позитиве) доменной границы возникают две светлые полосы вдоль границы.

Описанный выше метод наблюдения может использоваться для обнаружения наклона доменных границ, вызванных различными причинами, в том числе и наличием ВБЛ [6]. Однако аналогичный расчет, связанный с присутствием ВБЛ, связан с большими трудностями, так как искривление и наклон стенки носят локальный характер, т.е. структура магнитной неоднородности является трехмерной.

В результате проведенных исследований установлено, что для снятия магнитостатического заряда стенки, повернутые относительно оси анизотропии, наклоняются.

Наблюдаемое уширение изображения повернутых стенок соответствует расчетному наклону:

При оптимальных условиях освещения наблюдался неоднородный знакопеременный наклон, обусловленный поверхностным закреплением стенки.

Метод одностороннего темнопольного освещения при соответствующем выборе условий диафрагмирования объектива обеспечивает выявление угла и знака наклона стенки.

Расчет дифракции света на наклоненных доменных границах с учетом гиротропных свойств магнитной пленки дает распределение интенсивности света в плоскости изображения, согласующееся с экспериментом.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М., 1990, С. 317.
- [2] Боков В.А., Волков В.В., Петриченко Н.Л., Иевенко Л.А., Клиш В.П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 310-311.
- [3] Ильичева Е.Н., Шишков А.Г., Ильяшенко Е.И., Федюнин Ю.Н. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2322-2324.
- [4] Theile J., Engemann J. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 8. P. 713-715.
- [5] Петерсон В.К., Ильичева Е.Н., Мушенкова И.В., Шишков А.Г., Федюнин Ю.Н. // Препринт № 42/1987. Физический факультет МГУ.
- [6] Thiaville A., Ben Youseff J., Nakatani Y., Miltat J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 6. P. 6090-6095.
- [7] Осипов С.Г., Федюнин Ю.Н. // Тез. докл. XIII школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники (магнитные пленки)". Астрахань, 1992. С. 150-151.
- [8] Бажажин Г.А., Ильичева Е.Н., Мушенкова И.В., Федюнин Ю.Н., Шишков А.Г., Широкова Н.Б. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 2. С. 396-399.
- [9] Федюнин Ю.Н. // Изв. вузов. Физика. 1989. № 11. С. 52-57.
- [10] Петерсон В.К. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 3. С. 910-912.

Московский государственный университет
им.М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
22 июля 1992 г.