

- [8] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1559—1562.
 [9] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 949—951.
 [10] Колотов О. С., Погосев В. А., Телеснин Р. В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 182—185.
 [11] Иоргов Д. И., Колотов О. С., Погосев В. А. // Доменные и магнитооптические замкнутые устройства. Тбилиси: Мецниереба, 1987. С. 153—154.
 [12] MacNeal B. E., Pulliam G. R., Fernandez de Castro J. J., Warren D. L. // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. MAG-19. P. 1766—1768.
 [13] Клепарский В. Г., Пинтер И. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 8. С. 2445—2450.
 [14] Колотов О. С., Погосев В. А., Телеснин Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970. 192 с.

Московский
 государственный университет
 им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
 8 июня 1988 г.

05; 06

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г. С. Криличик, Е. Е. Ченурова, В. А. Папирков

Известно, что для одноосного ферромагнетика ширина 180-градусных доменных границ (ДГ) определяется соотношением

$$w = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (1)$$

где A — обменный параметр, K — константа одноосной анизотропии.

Оцененные по формуле (1) значения w для переходных металлов, феррит-гранатов, ортоферритов не превосходят 0.03—0.3 мкм и экспериментальное измерение таких субмикронных объектов весьма затруднено.

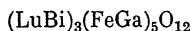
В последние годы получили развитие такие методики измерения ширины ДГ, как рассеяние медленных нейтронов [1], высокоразрешающая электронная микроскопия [2, 3], применимость которых, однако, ограничена толщиной изучаемого образца (не должна превосходить 0.1—0.3 мкм). Объектом наших исследований являются феррит-гранатые пленки, широко используемые в практике, но имеющие толщину, как правило, больше 1 мкм.

В представленной работе реализована новая магнитооптическая методика измерения ширины ДГ в прозрачных магнетиках. Принципиальная возможность определения размеров субмикронных магнитных объектов по магнитооптическому контрасту на примере эффектов отражения показана в [4, 5]. В данном случае измерения были выполнены с помощью эффекта Фарадея на автоматизированном магнитооптическом микромагнетометре, подробно описанном в [6]. Образцами служили эпитаксиальные висмутсодержащие феррит-гранатые пленки с легкой осью, перпендикулярной поверхности образца. Список образцов, их толщина t , ширина домена d , намагниченность насыщения $4\pi M_s$, поле анизотропии H_K приведены в таблице.

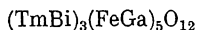
Изучаемые образцы имели лабиринтную доменную структуру, наблюдаемую с помощью эффекта Фарадея в поляризованном свете. Источником служил лазер с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм. Измерения проводились на решетке полосовых доменов. Кроме того, была измерена ширина ДГ, разделяющей коттоновские домены, в пластинке, вырезанной из монокристалла иттриевого феррит-граната параллельно кристаллографической плоскости (110).

Методика измерения ширины ДГ в описанных выше образцах состоит в следующем. При установленных параллельно плоскостям поляризации анализатора и поляризатора ДГ в плоскости изображения микроскопа фиксируются в виде светлых полос на «сером» фоне. Поясним это наглядными соображениями. В рассматриваемой конфигурации коэффициент пропускания образца и соответствующее распределение интенсивности в плоскости изображения в приближении геометрической оптики [7] характеризуются идентичными кривыми, подобными I на рис. 1. Амплитуда A световой волны, прошедшей через соседние домены, одинакова по величине и знаку и пропорциональна $\cos \alpha_0$ (α_0 — фарадеевское вращение образца). В ДГ

№ образца	t , мкм	d , мкм	$4\pi M_s$, Гс	H_k , кЭ	α_0 , рад	$w = \pi \sqrt{A/K}$, мкм	$w_3 = b$, мкм
-----------	-----------	-----------	-----------------	------------	------------------	----------------------------	-----------------



1	7.4	14	111	2.8	0.11	0.12	0.15 ± 0.03
2	10.4	12.6	108	2.2	0.21	0.12	0.13 ± 0.03
3	23	14.8	126	2.3	0.47	0.10	0.12 ± 0.02



4	7	12	120	1.46	0.039	0.20	0.15 ± 0.03
5	6	70	80	2.4	0.054	0.26	0.24 ± 0.05

благодаря пному ее магнитному состоянию по сравнению с доменом амплитуда прошедшей волны увеличивается на величину ΔA ($\Delta A \ll A$) (рис. 1), при этом соответствующее относительное увеличение интенсивности $\delta = 2\Delta A/A$ (амплитудная решетка). В результате в плоскости изображения микроскопа наблюдается описанная выше структура, причем контраст ее определяется фарадеевским вращением образца α_0 , а из-за дифракции света на ДГ ее шириной w и апертурой объектива, формирующего изображение.

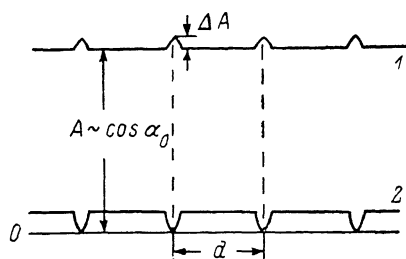


Рис. 1.

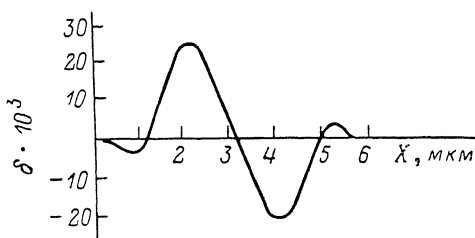


Рис. 2.

Следует также иметь в виду, что учет конечных размеров линзы [7] преобразует каждую математическую точку в плоскости изображения в пятно, размер которого пропорционален длине волны λ падающего света (для высокоапертурных объективов этот размер $\sim \lambda$). Если ширина ДГ $w < \lambda$, то поперечный размер полос не зависит от w . С этой же точки зрения можно понять структуру, наблюдаемую при установленных перпендикулярно плоскостям поляризации анализатора и поляризатора. В этом случае амплитуды световых волн, прошедших через соседние домены, одинаковы по величине (пропорциональны $\sin \alpha_0$) и отличаются по фазе на π , а в центре ДГ равны нулю (амплитудно-фазовая решетка). Учитывая вышесказанное, отметим, что распределение интенсивности в плоскости изображения будет характеризоваться кривой, подобной 2 на рис. 1. ДГ фиксируются темными полосами на «сером» фоне, причем минимум интенсивности равен нулю, а ширина полос при условии $w < \lambda$ не зависит от w .

Проблема обоснования используемого нами метода состоит в нахождении соотношения, связывающего значение δ с эффективной шириной ДГ. Согласно [5], относительное изменение интенсивности света, отраженного от перематрициваемого линейного магнитного объекта размеров b ($b \ll \lambda$) в дифракционной картине, получаемой в плоскости изображения микроскопа, определяется выражением

$$\delta = 2 \left(\frac{b}{\lambda} \right) \text{tg } \Theta \times \delta_0, \quad (2)$$

где 2Θ — угловая апертура объектива, δ_0 — величина магнитооптического сигнала от однородно намагниченного ферромагнетика.

В нашем случае это соотношение оказалось идентичным, но с учетом используемой нами конфигурации и разложения по α_0 (что справедливо вплоть до $\alpha \sim 30^\circ$) $\delta_0 = 2/\pi \alpha_0^2$.

Фарадеевское вращение образцов измерялось статическим и динамическим методами при различных ориентациях плоскостей поляризации анализатора и поляризатора. Полученные экспериментально значения представлены в таблице. Величина δ измерялась следующим образом. Под действием внешнего переменного магнитного поля $H \sim$, приложенного

вдоль легкой оси, ДГ качалась относительно положения равновесия, при этом регистрировался магнитооптический сигнал δ , обусловленный смещением светлой полосы и отличный от нуля только в области смещения ДГ. При измерении δ плоскость ДГ устанавливалась параллельно щели ФЭУ с точностью не хуже 1° . Входная щель фотоумножителя соответствовала засвеченному участку поверхности образца в виде узкой полоски размером 0.2×10 мкм². Амплитуда раскачки ДГ выбиралась такой, чтобы δ был максимальным.

На рис. 2 представлена типичная зависимость магнитооптического сигнала, измеренного при сканировании щели ФЭУ в направлении смещения ДГ (ось X) для образца 2. Амплитуда раскачки ДГ была порядка 1 мкм. Полученный знакопеременный вид кривой подтверждается анализом формы магнитооптических сигналов от ДГ [6]. Дополнительные же пики на кривой $\delta(x)$, величина которых значительно меньше основных, являются результатом влияния дифракции света на зрачке объектива.

В последнем столбце таблицы приведены значения ширины ДГ в изучаемых образцах, полученные с помощью соотношения (2), и измеренных сигналов δ и δ_0 . Для сравнения в предпоследнем столбце таблицы представлены рассчитанные по формуле (1) с использованием магнитных характеристик образцов значения w . Согласие экспериментально определенных и расчетных величин w вполне удовлетворительное.

Измерение ширины ДГ в $Y_3Fe_5O_{12}$ проводилось при установленных под углом 45° плоскостях поляризации анализатора и поляризатора. В этом случае соотношение (2) имеет тот же вид, но $\delta_0 = 2\alpha_0$. Для 180-градусных ДГ в иттриевом феррит-гранате получено значение $w_3 = (0.06 \pm 0.02)$ мкм, при этом расчетное $w = 0.08$ мкм ($A = 4 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K = 6 \times 10^4$ эрг/см² из работы [8]).

В заключение авторы благодарят А. Я. Червоненкиса, вырастившего висмутсодержащие феррит-гранатовые пленки.

Список литературы

- [1] *Lerner R., Steyer A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. Vol. 33. P. 531—541.
- [2] *Шветцов В. И., Антипов Г. В.* // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 194—199.
- [3] *Suzuki T., Suzuki H.* // Trans. on Mag. 1977. Vol. MAG-13. N 5. P. 1505—1507.
- [4] *Kranz J., Buchenau U.* // IEEE Trans. on Mag. 1966. Vol. MAG-2. N 3. P. 297—301.
- [5] *Зубов В. Е., Криничик Г. С.* // ФТТ. 1979. Т. 21. С. 2816—2818.
- [6] *Кринчик Г. С., Штайн А. В., Ченурова Е. Е.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 12. С. 2014—2022.
- [7] *Кольер Р., Беркхард К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
- [8] *Белов К. П., Велянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А.* Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М.: Наука, 1965. 319 с.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ АЗОТА ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ РАЗРЯДА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Г. С. Коршунов, В. В. Устюжин

В работе [1] показано, что при пробое технического азота, содержащего до 5 % кислорода, в резонансном поле в случае воздействия на острый электрод импульсов положительной полярности с наносекундным фронтом при фиксированном значении пробивного напряжения $U_{пр}$ зависимость времени запаздывания t_3 пробоя от давления p газа имеет немонотонный характер. В зависимости от различных факторов максимумы кривых $t_3(p)$ лежат в области давлений 0.6—1.2 МПа, а абсолютные величины максимальных значений t_3 достигают 120—240 нс. При иницировании пробоя газовых промежутков с однородным полем лазерным излучением в случае его фокусировки на поверхность потенциального электрода с последнего в глубь промежутка на определенное расстояние за несколько наносекунд формируется плазменный факел [2], который в первом приближении можно рассматривать