

УДК 537.622.6

МАГНИТНЫЕ МИКРОДЕФЕКТЫ В «БЕЗДЕФЕКТНЫХ» ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. Н. Григоренко, С. А. Мишин, Е. Г. Рудашевский

В высококачественных «бездефектных» феррит-гранатовых пленках прямыми магнитооптическими исследованиями смещений изолированной ДС, стабилизированной внешним градиентным полем, обнаружено существование огромного числа (плотность $\geq 10^{13}$ см⁻³) магнитных микродефектов, ответственных за коэрцитивность изученных материалов. Измеренные параметры локальных баркгаузеновских скачков изолированной ДС позволяют сделать вывод о том, что наиболее вероятной моделью микродефектов являются магнитные микродефекты, в среднем равномерно распределенные по объему материала, с энергией взаимодействия ДС с дефектом ≤ 2 эВ.

Большие поля коэрцитивности тонких магнитных пленок на основе ИЖГ, одних из наиболее совершенных магнитных кристаллов, долгое время вызывают удивление. Плотность дефектов в таких кристаллах, определяемая обычными методами (рентгеновскими, оптическими и т. д.), достигает чрезвычайно низкой величины 1—10 см⁻², а поэтому любые реальные оценки полей коэрцитивности приводят к значениям, значительно меньшим наблюдаемых величин (см. обзор [1]). Ввиду такого несоответствия в работах [2-4] было сделано предположение о наличии в феррит-гранатовых пленках магнитных микродефектов, т. е. дефектов с размерами, значительно меньшими 1 мкм, большим взаимодействием с доменными стенками (ДС), которые не регистрируются обычными методами. В пользу такой гипотезы говорят результаты работы [4] по электронной микроскопии феррит-гранатовых пленок. Поскольку получить оптическое изображение микродефекта невозможно, то исследовать взаимодействие ДС с дефектом можно только по характеру движения ДС. Прямое экспериментальное наблюдение движения ДС в области влияния одного микродефекта достаточно сложно, так как приходится выделять из шума очень малые магнитооптические сигналы. При этом в силу самой задачи принципиально нельзя пользоваться методами накопления периодического сигнала или использовать коллектив ДС — в этом случае происходит неизбежное усреднение движения ДС по времени и пространству. Благодаря разработанной методике регистрации смещения ДС нам удалось прямыми магнитооптическими измерениями обнаружить существование магнитных микродефектов в феррит-гранатовых пленках, а по локальным скачкам Баркгаузена участков ДС определить параметры поля микродефектов, ответственных за коэрцитивность этих материалов.

1. Эксперимент

Для исследования коэрцитивных явлений в феррит-гранатовых пленках был выбран наиболее удобный объект — изолированная ДС, стабилизированная градиентом внешнего квадрупольного магнитного поля. Известно, что при приложении градиента неоднородного магнитного поля в тонкой магнитной пленке с перпендикулярной анизотропией реализуются всего два домена и соответственно одна доменная граница, а при даль-

нейшем увеличении величины градиента участка происходит «выпрямление» ДС [5]. В таких условиях различные участки ДС находятся в одинаковом окружении, причем в силу простоты доменной конфигурации возможен точный расчет магнитостатического взаимодействия, которое одинаково для всех участков ДС и определяется только положением ДС.

Регистрация смещения ДС осуществлялась стандартным магнитооптическим способом, напросвет (рис. 1). Поле смещения прикладывалось

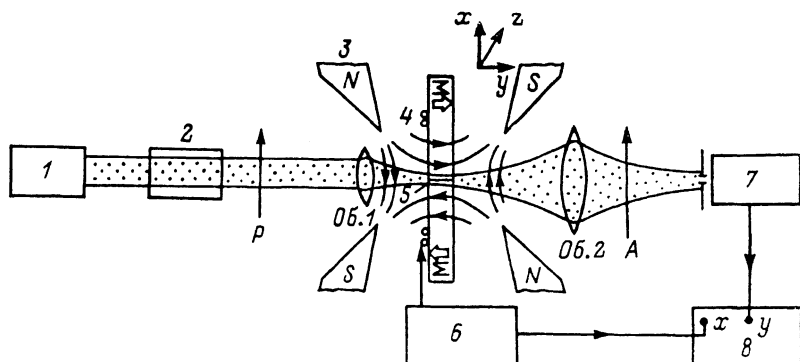


Рис. 1. Блок-схема магнитооптической установки.

1 — лазер; 2 — схема стабилизации мощности лазерного излучения, стабильность мощности $\sim 10^{-4}$ в диапазоне частот 0—30 Гц; 3 — квадрупольная магнитная система с градиентом поля до 180 кЭ/см; 4 — катушки создания продвигающих магнитных полей; 5 — доменная стенка; 6 — система развертки поля; 7 — ФЭУ; 8 — самописец.

вдоль оси y , перпендикулярной пленке, а движение ДС происходило вдоль оси x . Для измерения малых изменений магнитооптических сигналов были предприняты специальные меры: вся установка была размещена на вибростабилизированной платформе, ее элементы были термостабилизированы, ФЭУ был помещен в магнитный экран, мощность излучения источника света регулировалась специальной схемой стабилизации лазерной мощ-

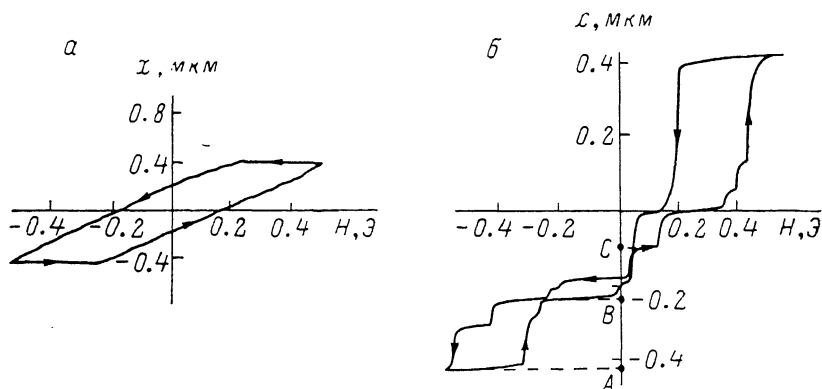


Рис. 2. Частные циклы гистерезисной кривой участка изолированной ДС при изменении внешнего магнитного поля от -0.6 до 0.6 Э.

Длина участка ДС ≈ 0.5 мм (а) и ≈ 10 мкм (б), величина градиента неоднородного поля 10 кЭ/см.

ности, которая обеспечила стабильность светового потока на выходе схемы $\sim 10^{-4}$ на частотах от 0 до 30 Гц. Предпринятые меры позволили уверенно регистрировать изменения светового потока, соответствующие однократному смещению участка ДС ~ 1 мм на величину ~ 0.05 мкм и локального участка ДС ~ 10 мкм на величину ~ 30 Å. Подробное описание частей установки дано в [5, 6].

Исследовались феррит-гранатовые пленки состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с характеристиками: намагниченность насыщения $50 < 4\pi M < 90$ Гс, толщина h $5 < h < 30$ мкм, период страйпа $2P$ $20 < 2P < 80$ мкм. Все они показали однотипный характер движения ДС. Данные в статье при-

водятся для пленки с параметрами: $4\pi M = 80$ Гс, $H_{\perp} = 1800$ Э, $h = 30$ мкм, период страйпа $2P = 50$ мкм. Оказалось, что, несмотря на то что кривая намагничивания изолированной ДС, стабилизированной градиентом внешнего магнитного поля в феррит-гранатовой пленке, гладкая см. [7], движение локального участка (~ 10 мкм) ДС происходит скачками.

На рис. 2 приведены частные циклы гистерезисной кривой участка изолированной ДС (внешнее поле менялось от -0.6 до 0.6 Э и обратно). Как видно из рис. 2, б, движение ДС осуществляется скачками на расстояние ~ 0.4 мкм. Скачкообразное движение локальных участков ДС наблюдалось и у всех других исследованных пленок при расположении ДС в любом месте образца. Положение предпочтительных мест стояния для локальных участков ДС A, B, C не изменялось в течение всего цикла исследований и воспроизводилось при повторном движении ДС. Поскольку величина магнитооптического сигнала ФЭУ однозначно опреде-

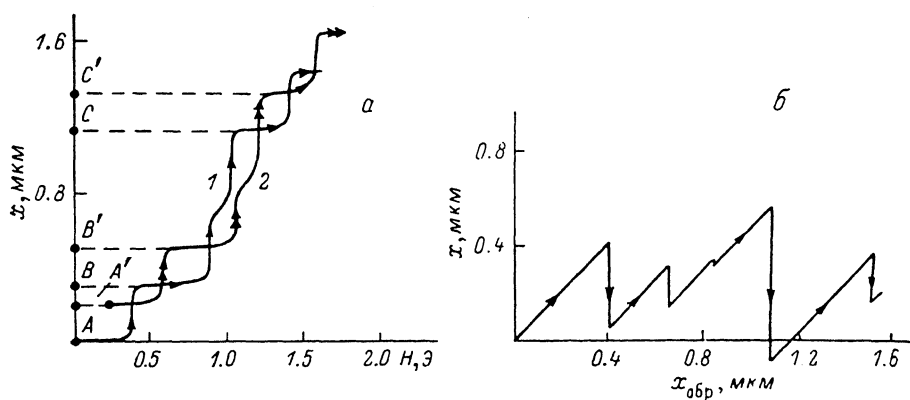


Рис. 3.

ляется формой ДС и ее положением на оси x (рис. 1), перемещение образца вдоль оси x на микронные расстояния позволило установить, что предпочтительные места стояния перемещаются вместе с образцом, а поэтому «привязаны» к определенным местам феррит-гранатовой пленки.

На рис. 3, а изображено движение ДС для несмещенного образца (1) и для образца, смещенного на 0.2 мкм (2). На рис. 3, б изображен магнитооптический сигнал, возникающий при равномерном перемещении образца вдоль оси x . В отсутствие выделенных мест стояния для участков ДС, ДС все время находилась бы на седловой линии градиентного поля и магнитооптический сигнал не изменялся бы. Наличие стопорящих мест для локальных участков ДС регистрировалось также при помощи «размагничивания» ДС. Для этого подавалось переменное магнитное поле и измерялось среднее значение магнитооптического сигнала, т. е. усредненная координата x ДС в образце. При амплитуде поля, большей некоторого порогового значения $H_c \approx 0.2$ Э, среднее положение ДС совпадало с седловой линией градиентного поля. Однако при уменьшении амплитуды переменного поля до нуля конечное положение ДС определялось именно ближайшим местом закрепления. Длина скачущего участка ДС была оценена из опытов по сканированию пятна освещения ~ 5 мкм вдоль ДС, т. е. вдоль оси z , с шагом ~ 5 мкм и оказалась порядка 10 мкм при градиенте $\beta = 10$ кЭ/см. Перемещение пятна освещения осуществлялось объективом 2 (рис. 1). Изменения магнитооптического сигнала, соответствующие срыву ДС с одного и того же места стопорения ДС, идентифицировались по величине магнитного поля, при котором происходит срыв ДС, не зависящей от расположения пятна освещения на ДС. Аналогичная оценка длины скачущего участка ~ 10 мкм была получена прямым визуальным наблюдением увеличенного в $\sim 10^3$ раз изображения границы. Эти наблюдения подтвердили тот факт, что движение изолированной ДС в неоднородном поле осуществляется серией скачков локальных участков

поверхности ДС, причем если скачки ближайших участков ДС скоррелированы друг с другом, то корреляция скачков локальных участков ДС, удаленных на большое расстояние, пропадает. Поэтому отклик большого участка ДС, т. е. отклик, усредненный по локальным участкам, становится гладким и повторяет форму возбуждающего поля, в то время как отклик локального участка ДС существенно нелинеен уже при малых амплитудах полей и не повторяет формы возбуждающего поля.

На рис. 4 приведены отклик локального участка ДС на гармоническое магнитное поле увеличивающейся амплитуды H : $H \ll H_c$ (а), $H = H_c/2$ (б), $H \geq H_c$ (в), $H \gg H_c$ (г) и типичный отклик локального участка ДС на увеличивающееся однородное поле H (д). На этом отклике можно выделить три области: I — область обратимых линейных смещений; отметим, что максимальное смещение ДС в этой области ≈ 0.05 мкм, которое и равно по порядку радиусу взаимодействия ДС со стопорами; II — область необратимых линейных смещений, как мы предполагаем, связанная со скачками других локальных участков ДС, изменяющих эффективный градиент поля, в котором находится исследуемый участок; III — область скачкообразного движения ДС. Все эти области кривой намагничивания локального участка изолированной ДС находят свое отражение в суммарной кривой намагничивания образца [7]. А наличие скачков локальных участков ДС объясняет появление четных гармоник в Фурье-анализе гистерезисной петли [7].

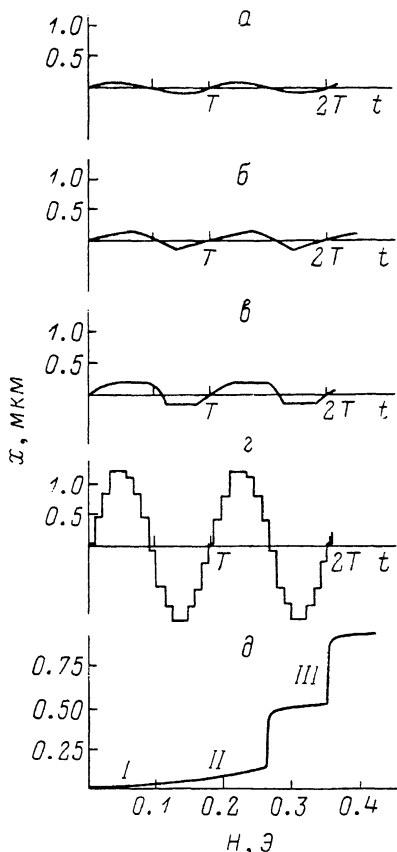


Рис. 4.

2. Обсуждение

Таким образом, измерения показывают, что энергия локального участка ДС длины $L_0 \approx 10$ мкм в пленке на основе ИЖГ имеет неоднородности с характерным масштабом $\Lambda \approx 0.4$ мкм; поле коэрцитивности, соответствующее этим неоднородностям энергии ДС, $H_c \approx 0.2$ Э; радиус взаимодействия ДС с неоднородностями $r \approx 0.05$ мкм, что хорошо совпадает с толщиной ДС $\delta \approx 0.057$ мкм в исследуемом материале. Для всей совокупности исследованных пленок $1 \leq L_0 \leq 20$ мкм, $0.2 \leq \Lambda \leq 0.8$ мкм, $0.2 \leq H_c \leq 0.8$ Э радиус взаимодействия ДС с неоднородностями имеет порядок толщины ДС в материале. Наиболее вероятной причиной таких неоднородностей энергии локального участка ДС являются микродефекты, изменяющие энергию ДС. Так как радиус взаимодействия ДС совпадает с толщиной ДС, то размер микродефектов меньше или равен толщине ДС. Поскольку скачкообразный характер движения локальных участков ДС сохраняется в любом месте исследованных пленок и не зависит от ориентации ДС относительно образца, то микродефекты в среднем распределены равномерно по пленке. Так как каждому месту закрепления ДС соответствует по крайней мере один микродефект, то среднее расстояние между микродефектами $l \leq \Lambda$ и число микродефектов, с которых срывается локальный участок ДС при скачке, $N \sim L_0 \hbar \delta / l^3 \geq 200$ в случае объемного распределения дефектов и $N \sim L_0 \delta / l^2 \geq 4$ при двумерном распределении,

т. е. $N > 1$. В этом случае неоднородности энергии ДС в образце вызвана флуктуациями числа микродефектов, с которыми взаимодействует участок ДС, а масштаб Λ определяется толщиной ДС и соотношением между величиной градиентного поля и энергией взаимодействия ДС с дефектами.

При малых значениях градиента ($\beta \rightarrow 0$) параметр Λ будет определяться толщиной ДС и не зависеть от плотности дефектов. Действительно, если предположить, что количество дефектов, с которыми взаимодействуют неперекрывающиеся участки ДС, подчиняется гауссовскому распределению со средним N , и принять, что местами стопорения будут положения ДС на пленке, в которых отклонения числа микродефектов $\Delta N > \sqrt{N}$, то, поскольку неперекрывающиеся участки ДС расположены на расстоянии $\sim \pi\delta$, для среднего расстояния между местами стопорения получим оценку $\Lambda \sim 9\delta$, что хорошо согласуется с полученными данными $\Lambda \approx 0.4$ мкм, $\delta \approx 0.057$ мкм. В отсутствие градиентного поля характерная длина изгибов ДС L_δ , т. е. длина участков ДС, которые движутся нескоррелировано, определяется поверхностным натяжением ДС σ и характеристиками поля дефектов (см. [8]) $L_\delta \approx \sqrt{0.4\sigma\delta/MH_c} \approx 5$ мкм (для объемного распределения дефектов).

При наличии градиентного поля появляется еще один параметр длины, характеризующий изгибы ДС $L_\beta = \sqrt{\sigma/2\beta M} \approx 10$ мкм, и размер скачущей области будет сложным образом зависеть от параметров L_δ и L_β . Как видно, в нашем случае оба параметра длины совпадают по порядку величины с длиной скачущей области $L_0 \approx 10$ мкм.

Величина коэрцитивного поля определяется флуктуациями силы, действующими на локальный участок ДС. Если принять, что максимальная сила, действующая на ДС со стороны одного дефекта, равна ϵ_x/δ , где ϵ_x — энергия взаимодействия ДС с одним дефектом, и флуктуация числа дефектов, с которым взаимодействует участок ДС, совершающий скачок, равна \sqrt{N} , то по известной формуле [9] получаем оценку для поля коэрцитивности

$$H_c = \frac{1}{2MS} \left. \frac{\partial \delta}{\partial x} \right|_{\max} \approx \frac{1}{2MhL_0} \frac{\epsilon_x}{\delta} \sqrt{N}, \quad (1)$$

где S — площадь поверхности ДС, $\delta(x)$ — энергия участка ДС в зависимости от положения ДС в образце. Здесь мы считаем локальный участок, совершающий скачок, прямым, так как величина его изгиба $\alpha \sim \Lambda/L_0 \approx 2^\circ$ мала. Рассмотрим теперь наиболее вероятные виды микродефектов, которые могут быть причинами наблюдаемых коэрцитивных явлений (см. [1]): А — поверхностные неоднородности; В — неоднородности в переходном слое пленка—подложка; С — микродефекты, распределенные по объему материала.

В случае «А»

$$\epsilon_x \approx \sigma \Delta h \rho / 2, \quad (2)$$

где Δh — вариация толщины пленки, ρ — размер поверхностной неоднородности ($\rho \leq \delta$),

$$N \approx L_0 \delta / l^2, \quad (3)$$

где l — период поверхностного рельефа ($l \leq \Lambda$), и необходимая для наблюдаемой коэрцитивной силы модуляция толщины образца находится при помощи (1)—(3)

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{4MH_c}{\sigma} \sqrt{\frac{L_0}{\delta}} \frac{l}{\rho} \geq 2 \cdot 10^{-2}.$$

Амплитуда поверхностного рельефа феррит-гранатовых пленок обычно $\Delta h \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см [1], что соответствует $\Delta h/h \sim 5 \cdot 10^{-4}$, поэтому поверхностные неоднородности не могут объяснить наблюдаемых коэрцитивных характеристик.

В случае «В», считая, что коэрцитивность вызвана давлениями в переходном слое пленка—подложка, можно оценить необходимую величину

флуктуаций напряжения $\Delta \tau$, которой соответствует наблюдаемое поле коэрцитивности. В этом случае

$$\epsilon_d \approx \Delta \sigma h_{\text{пер}} \rho \approx \frac{3}{2} \frac{\lambda \Delta \tau}{K} h_{\text{пер}} \rho, \quad (4)$$

где λ — коэффициент магнитоупругости; $h_{\text{пер}}$ — толщина переходного слоя, которая в обычных феррит-гранатовых пленках ~ 0.1 мкм [1]; $\Delta \sigma$ — изменение поверхностной энергии ДС, вызванное флуктуацией напряжения $\Delta \tau$; K — энергия одноосной анизотропии; ρ — область локализации давления $\rho \leq \delta$; l — период поля напряжений. Тогда из уравнений (1), (4), учитывая, что $N \approx L_0 \delta / l^2$, получим оценку

$$\Delta \tau \approx \frac{M H_c}{3} \frac{h}{h_{\text{пер}}} \sqrt{\frac{L_0}{\delta}} \frac{l}{\rho} \geq 6 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2.$$

Напряжения $\tau \approx 4 \cdot 10^9$ дин/см² близки к критическим, при которых происходит разрушение материала; поэтому напряжения в переходном слое пленка—подложка не могут объяснить наблюдаемых коэрцитивных явлений и наиболее вероятным видом микродефектов в исследованных пленках являются магнитные микродефекты, распределенные по объему материала. Действительно, в этом случае (случай «С») $N = n L_0 h \delta$, где n — плотность микродефектов. И мы можем, используя (1), оценить величину

$$\epsilon_d \sqrt{n} \approx 2 M H_c \sqrt{L_0 h \delta} \approx 10^{-5} \text{ эрг/см}^{3/2}.$$

Так как среднее расстояние l между дефектами меньше Λ , то мы получаем нижний предел для плотности микродефектов $n > 1/\Lambda^3 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\epsilon_d < 2$ эВ. А чтобы получить дефекты с энергией взаимодействия с ДС ~ 1 эВ, достаточно изменения поверхностной энергии стенки на $\sim 10\%$ в объеме δ^3 , где δ — толщина ДС.

Отметим, что существование микродефектов с аналогичными параметрами необходимо для объяснения температурной зависимости коэрцитивной силы в феррит-гранатовых пленках [1, 10]. Таким образом, прямые магнитооптические наблюдения смещений изолированной ДС, стабилизированной градиентом внешнего неоднородного поля в «бездефектной» тонкой феррит-гранатовой пленке, показали, что движение ДС осуществляется скачками локальных участков ДС, аналогичными скачкам Баркгаузена в объемных ферромагнетиках. Скачки происходят при срыве ДС с мест стопорения, жестко привязанных к определенному месту на пленке. Места стопорения локальных участков ДС интерпретируются как взаимодействие ДС с полем магнитных микродефектов. Исходя из измеренных характеристик поля микродефектов, показано, что реальная модель такого поля являются микродефекты, распределенные равномерно по объему материала с огромной плотностью $n \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, с размерами, меньшими толщины ДС. При такой плотности магнитных микродефектов закрепление ДС происходит на флуктуациях в распределении числа микродефектов, и для энергии взаимодействия микродефектов с ДС получена оценка $\epsilon_d \sqrt{n} \approx 10^{-5} \text{ эрг/см}^{3/2}$, т. е. $\epsilon_d \leq 2$ эВ.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Pardavi-Horvath M.* IEEE Trans. Magn., 1985, vol. MAG-21, N 5, p. 1694—1699.
- [2] *Hagedorn F. B.* JAP, 1974, vol. 45, N 7, p. 3129—3140.
- [3] *Barbara B., Magnin J., Jouve N.* APL, 1977, vol. 31, N 2, p. 133—134.
- [4] *Pardavi-Horvath M., Cziraki A., Fellegvari I. et al.* IEEE Trans. Magn., 1984, vol. MAG-20, N 5, p. 1123—1125.
- [5] *Григоренко А. Н., Домнин П. В., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г.* ПТЭ, 1987, № 3, с. 175—176.
- [6] *Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г.* ПТЭ, 1988, № 1, с. 163—165.

- [7] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. Письма в ЖТФ, 1987, № 18, с. 1147—1151.
- [8] Иванов А. А. ФММ, 1980, т. 49, № 5, с. 954—964.
- [9] Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1940, т. 10, № 4, с. 420—440.
- [10] Pardavi-Horvath M., Vertesy G. JAP, 1985, vol. 58, N 10, p. 3827—3833.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
25 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
18 апреля 1988 г.
