

УДК 536.221

© 1990

## ЗАРОЖДЕНИЕ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ПЛЕНКАХ ФЕРРОГРАНАТОВ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. К. Власко-Власов, А. Ф. Хапиков

Исследованы особенности индукционного отклика пленок феррогранатов на переменное магнитное поле, приложенное в плоскости образцов. Экспериментальные данные свидетельствуют о связи аномалий вторичного сигнала с нелинейным процессом генерации блоховских линий в поляризованных доменных границах. На основании полученных данных определены поля зарождения линий и изучены временные характеристики этого процесса. Предложен механизм образования вертикальных линий из  $2\pi$ -горизонтальных линий.

Динамические свойства блоховских линий (БЛ) и их влияние на поведение доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных кристаллах интенсивно изучаются уже в течение примерно полутора десятилетий. Установлено, что БЛ изменяют спектр колебаний ДГ, уменьшают их подвижность, обуславливают баллистические эффекты в динамическом поведении цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Вместе с тем проблема определения условий и механизмов зарождения БЛ еще далека от решения. Трудности нахождения полей и мод перемагничивания, в результате эволюции которых образуются БЛ, связаны с нелинейностью получающихся уравнений. Тем актуальнее становится задача экспериментального исследования процесса генерации БЛ во внешних магнитных полях.

В настоящее время установлено, что в пленках феррогранатов с перпендикулярной поверхности легкой осью (ЛО) при факторе качества  $Q \gg 1$  ( $Q = K/2\pi M_s^2$ ,  $K$  — константа одноосной анизотропии,  $4\pi M_s$  — намагнитченность насыщения) реализуются скрученные ДГ, характеризующиеся блоховской структурой в центре кристалла и неелевской у поверхностей. Такая неоднородность ДГ в ЦМД-пленке приводит к возможности существования БЛ двух типов — вертикальных (ВБЛ), ось которых параллельна ЛО, и горизонтальных (ГБЛ), расположенных параллельно поверхности пленки.

Считается, что генерация ВБЛ в магнитном поле, приложенном в плоскости пленки антипараллельно средней намагнитченности ДГ, происходит путем зарождения у противоположных поверхностей образца блоховских петель, состоящих из участков ГБЛ и ВБЛ, которые постепенно разрастаются и при достаточной величине поля «разрываются» в центре пленки, образуя пару ВБЛ. Поэтому при исследовании процесса зарождения линий представляет интерес как изучение генерации и динамических свойств блоховских петель, так и обсуждение возможных механизмов «разрыва» пары ГБЛ.

В настоящей работе исследованы особенности индукционного отклика образца на переменное планарное магнитное поле, которые, как предполагалось ранее [1], связаны с генерацией БЛ. Изучены колебания ДГ в низкочастотном поле, параллельном ЛО. Уменьшение амплитуды колебаний границ в условиях возникновения аномалий второй гармоники индукционного отклика подтверждает связь этой особенности с нелинейным

процессом генерации БЛ. На основании этого из экспериментальных данных определены поля зарождения линий и изучены временные характеристики этого процесса. Предложен механизм образования пары ВБЛ из  $2\pi$ -ГБЛ, связанный с ее неустойчивостью относительно зарождения пары блоховских точек (БТ).

## 1. Методика эксперимента

Исследовались образцы эпитаксиальных (111) пленок составов  $(\text{Y}\text{Yb}\text{Gd})_3(\text{Fe}\text{Ga})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{Y}\text{Eu}\text{Yb})_3(\text{Fe}\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ , выращенные на подложке из гадолиний-галлиевого граната с параметрами: толщина  $h=25$  мкм, намагниченность насыщения  $4\pi M_s=186.5$  Гс, поле анизотропии  $H_a=190$  Э и  $h=19.5$  мкм,  $4\pi M_s=234$  Гс,  $H_a=890$  Э для первой и второй пленок соответственно. Исследования проводились на комбинированной установке, позволявшей изучать одновременно индукционный и магнитооптический отклики образцов на внешние поля. Визуализация ДС осуществлялась с помощью поляризационного микроскопа на основе эффекта Фарадея. В работе исследовался индукционный отклик образцов на переменное магнитное поле, приложенное в плоскости пленок. Колебания намагнитченности возбуждались как осциллирующим полем частотой  $f=0\div 10$  МГц и амплитудой  $h_0=0\div 6$  Э, так и импульсным с длительностью импульсов  $\tau=0.05\div 50$  мкс и регулируемой скважностью. Небольшая катушка в виде колец Гельмгольца обеспечивала фронты импульсов  $\sim 0.02$  мкс. Индукционный отклик регистрировался с помощью вторичной катушки, представлявшей собой один виток медного провода диаметром 200 мкм. Для исключения прямого влияния возбуждающего поля на вторичный сигнал плоскость витка ориентировалась параллельно направлению поля, создаваемого первичной катушкой. Дополнительная компенсация достигалась использованием специальной наклоняемой платформы. Образцы в виде дисков диаметром 2 мм, у которых был сошлифован один магнитный слой, располагались сверху непосредственно на вторичной катушке. Как и в [1], с помощью селективного микровольтметра и самописца регистрировались зависимости амплитуд гармоник индукционного отклика пленок от величины магнитного поля. В эксперименте для поляризации ДГ и их ориентирования вдоль направления переменного магнитного поля использовалось постоянное магнитное поле в плоскости величиной до 200 Э. Магнитооптическая часть установки в данном эксперименте играла вспомогательную роль и использовалась для детектирования БЛ. Присутствие БЛ в ДГ определялось косвенным образом с помощью стандартной магнитооптической методики, основанной на эффекте уменьшения амплитуды вынужденных колебаний ДГ с БЛ в параллельном ЛО переменном магнитном поле по сравнению с амплитудой колебаний поляризованной стенки. Регистрация колебаний ДГ осуществлялась с помощью ФЭУ, сигнал с которого подавался на фазочувствительный нановольтметр, связанный с ЭВМ. Для выделения из шумов сигнал накапливался и усреднялся по большому количеству измерений.

## 2. Результаты эксперимента

Перед измерениями индукционного отклика пленок феррогранатов на переменное магнитное поле, ориентированное в плоскости образцов вдоль ДГ, стенки предварительно поляризовались плоскостным постоянным магнитным полем  $H_{\parallel}$ . При этом образец  $(\text{Y}\text{Yb}\text{Gd})_3(\text{Fe}\text{Ga})_5\text{O}_{12}$  намагничивался до насыщения и после уменьшения поля до нуля в нем сохранялась полосовая ДС (ПДС) с параллельными  $H_{\parallel}$  ДГ. Образец же  $(\text{Y}\text{Eu}\text{Yb})_3(\text{Fe}\text{Ga})_5\text{O}_{12}$  имевшимся полем до насыщения не намагничивался, и удавалось получить лишь довольно большие блоки почти параллельных  $H_{\parallel}$  ДГ.

Ранее было обнаружено [1], что при исходно поляризованных постоянным полем ДГ увеличение амплитуды плоскостного переменного поля  $h_0$ , направленного вдоль ДГ, приводит сначала к пороговому по  $h_0$  возраста-

нию амплитуд высших гармоник вторичного сигнала, а затем к их резкому уменьшению. На рис. 1 приведена типичная зависимость амплитуды второй гармоники индукционного сигнала  $A_2$  от амплитуды переменного поля ( $f=5.3$  МГц). Отметим, что пик на зависимости  $A_2(h_0)$  наблюдается лишь при первом после поляризации ДГ увеличении  $h_0$ . При уменьшении  $h_0$ , а также при многократных циклических изменениях амплитуды переменного поля он отсутствует. Лишь при повторной поляризации ДГ постоянным полем в плоскости пленки пик появляется снова. Воздействие на образец наряду с переменным небольшим постоянным подмагничивающего поля  $H_0 \ll h_0$  ( $H_0 \sim 0.1 \div 0.5$  Э) приводит к смещению пика в сторону больших  $h_0$ , если поле направлено параллельно исходной поляризации ДГ, и в сторону меньших  $h_0$ , если поле антипараллельно поляризации ДГ. В настоящей работе обнаружено также уменьшение амплитуды колебаний ДГ в низкочастотном поле ( $f=1$  кГц), параллельном намагниченности в доменах, после появления пика на зависимости  $A_2(h_0)$ , свидетельствующее об увеличении массы и уменьшении подвижности стенки. Приведен-

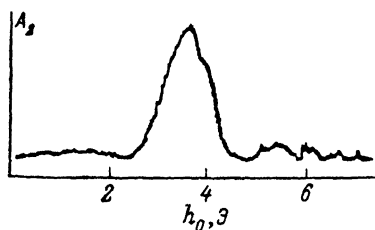


Рис. 1. Зависимость амплитуды второй гармоники индукционного сигнала от амплитуды переменного магнитного поля ( $f=5.3$  МГц). Доменные границы предварительно поляризованы.

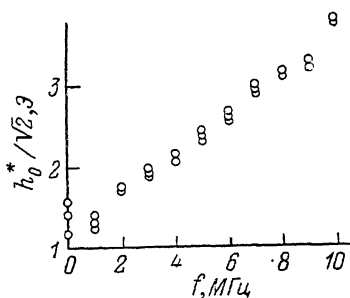


Рис. 2. Зависимость поля образования блоховских линий от частоты переменного магнитного поля.

ные экспериментальные данные позволяют считать, что наблюдаемая аномалия в поведении амплитуды второй гармоники индукционного сигнала определяется процессом генерации БЛ, причем можно предположить, что высота пика непосредственно связана с количеством зародившихся линий.

Была изучена зависимость амплитуды переменного поля, соответствующей вершине пика  $h_0^*$ , от частоты поля. Она оказалась линейной в исследованном диапазоне частот (рис. 2). Отметим, что точка на зависимости  $h_0^*(f)$ , отвечающая  $f=0$ , была получена с помощью комбинированной методики. Для этого исследовалась зависимость амплитуды первой гармоники индукционного отклика образца  $A_1$  на малое ( $h_0 \sim 0.1$  Э) «пробное» высокочастотное плоскостное поле от величины постоянного магнитного поля  $H_0$ , приложенного антипараллельно первоначальной поляризации ДГ. Оказалось, что величина  $A_1$  резко уменьшается в узком интервале  $H_0$ . При этом после снятия поля  $H_0$  амплитуда колебаний ДГ во вспомогательном переменном поле, параллельном ЛО, уменьшалась приблизительно на 30 % по сравнению с амплитудой колебаний границ в исходном состоянии. Кроме того, было выявлено, что после этой процедуры пик на зависимости амплитуды второй гармоники индукционного сигнала от амплитуды плоскостного переменного поля  $A_2(h_0)$  исчезает. Поэтому поле  $H_0^*$ , соответствующее середине области резкого изменения  $A_1(H_0)$ , очевидно, можно считать полем генерации блоховских линий.

В работе исследовался также отклик образцов на импульсное магнитное поле. Длительность импульсов изменялась от 0.05 до 50 мкс, а скважность выбиралась достаточно большой  $\sim 20$ . Отметим, что при изменении длительности количество импульсов изменялось так, чтобы суммарное

время их действия оставалось постоянным, хотя, как будет показано ниже, это условие мало сказывается на изучаемых процессах. При исследовании отклика образцов на импульсное поле использовалась следующая методика. Сначала к образцу с предварительно поляризованными ДГ прикладывались импульсы поля, направленного антипараллельно поляризации границ. После снятия импульсного поля измерялась, как и ранее, зависимость амплитуды второй гармоники индукционного сигнала от амплитуды переменного поля фиксированной частоты ( $f=5$  МГц) и определялась высота пика (которая, как предполагается, определяется числом зарождающихся в переменном поле БЛ).

На рис. 3 показаны зависимости высоты пика от величины импульсного поля  $H_{\text{имп}}$  для различных длительностей импульсов. Середину области резкого спада зависимости высоты пика от  $H_{\text{имп}}$  естественно отождествить с пороговым полем образования БЛ (причем вертикальных БЛ, о чем свидетельствует необратимость процесса)  $H_{\text{имп}}^*$ , которое оказалось зависящим

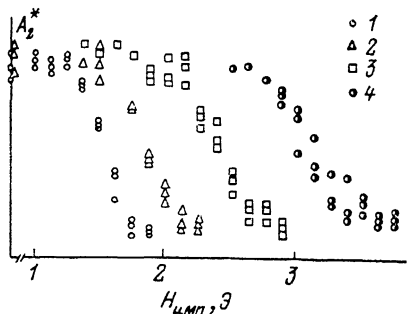


Рис. 3. Зависимость амплитуды пика на кривой  $A_2(h_0)$  (рис. 1) от амплитуды импульсов магнитного поля в плоскости пленки при различной длительности импульсов  $\tau$  (скважность импульсов постоянна  $\sim 20$ ).

$\tau$ , мкс: 1 — 0.5, 2 — 0.2, 3 — 0.1, 4 — 0.05.

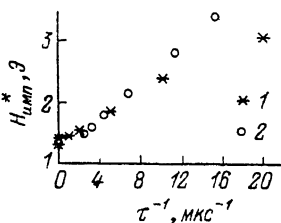


Рис. 4. Зависимость величины импульсного поля, необходимого для генерации линий, от обратной длительности импульсов.

1 — эксперимент, 2 — расчет.

от длительности импульсов. Зависимость  $H_{\text{имп}}^*$  ( $1/\tau$ ) оказалась линейной, как и зависимость  $h_0^*(f)$  (рис. 4). Обнаружено, что зависимости (рис. 3) остаются неизменными при изменении в широких пределах суммарного времени действия импульсов (от 50 мс до 6 с), однако уменьшение скважности импульсов до величин  $\sim 10$  приводит к понижению поля образования вертикальных линий (точное значение критической скважности, вообще говоря, зависит от длительности импульсов).

### 3. Обсуждение результатов

Как уже отмечалось, в одноосных пленках феррогранатов вследствие скрученности ДГ образование ВБЛ происходит путем генерации пары петель, состоящих из участков горизонтальных и вертикальных линий, их движения и разрыва в центре пленки. Проблема зарождения ГБЛ подробно исследовалась в связи с задачей объяснения нелинейной зависимости скорости ДГ от величины постоянного магнитного поля, параллельного ЛО. При этом, в частности, в условиях слабой скрутки границы была получена в явном виде мода, ответственная за неустойчивость статического распределения намагниченности в стенке, и найдено соответствующее критическое значение скорости ДГ [2]. Оказалось, что эта мода локализована у одной из поверхностей кристалла. По-видимому, ее эволюция приводит к образованию локализованного в доменной стенке возмущения намагниченности, подобного ГБЛ.

К сожалению, такой же анализ процесса генерации линий под действием магнитного поля, приложенного в плоскости пленки вдоль домен-

ной стенки на основе уравнений Слончевского (которые при  $Q \gg 1$  хорошо описывают динамику намагниченности в одноосных пленках [3]), в настоящее время отсутствует. Поэтому были предприняты попытки сокращенного описания этого явления в терминах координат ДГ и ГБЛ [4, 5]. В работе [5] на основе баланса собственной энергии ГБЛ и зеemanовской, обусловленной антипараллельным средней намагниченности ДГ постоянным полем в плоскости, было найдено поле отрыва ГБЛ от поверхности кристалла. При этом зависимость положения ГБЛ по толщине кристалла от поля оказалась непрерывной. В дальнейшем в результате численных исследований процесса зарождения ГБЛ в плоскостном магнитном поле путем анализа статических уравнений Слончевского было выявлено, что при достижении внешним полем критического значения линии скачком смещаются к центру кристалла [6]. Неверный результат работы [5] связан с грубой оценкой интеграла, к которому сводится вычисление зеemanовской энергии скрученной ДГ. Определяя интеграл с помощью численных методов, можно показать, что и в рамках приближения работы [5] зависимость положения ГБЛ от величины поля разрывна. Получаемая при этом величина поля отрыва ГБЛ от поверхности образца оказывается несколько больше, чем вычисленная в [5].

В упомянутых выше работах процесс зарождения линий описывался статическими уравнениями, а динамические свойства БЛ и ДГ не учитывались. В настоящей работе проведен численный анализ связанных динамических уравнений, полученных методом гиротропных сил [4] и описывающих совместную динамику БЛ и ДГ в постоянном поле, приложенном в плоскости пленки вдоль ДГ

$$2M_s h k q + 2\alpha M_s h \gamma^{-1} \Delta^{-1} \dot{q} + 2\Phi M_s \gamma^{-1} \dot{z}_l = 0,$$

$$-dE_l/dz_l + 2\pi \Delta M_s H_x \sin \Phi + 2\Phi M_s \gamma^{-1} \dot{q} - 0.5\alpha M_s E_l A^{-1} \gamma^{-1} \dot{z}_l = 0,$$

где  $k = 5.88\pi M_s^2 (lh)^{-1/2}$  — постоянная возвращающей силы для ДГ в решетке полосовых доменов ( $l$  — характеристическая длина материала);  $q, z_l$  — координаты ДГ и БЛ соответственно;  $\alpha$  — параметр затухания;  $\gamma$  — гиромангнитное отношение;  $\Delta$  — параметр толщины ДГ;  $\Phi$  — угол раскрытия ГБЛ;  $E_l = 8AQ^{-1/2} (\sin \Phi - \Phi \cos \Phi)$  — энергия ГБЛ;  $H_x$  — поле в плоскости пленки, приложенное вдоль ДГ;  $A$  — параметр обмена.

В результате было определено время пробега  $\tau$  ГБЛ от поверхности к центру кристалла в зависимости от величины приложенного постоянного магнитного поля, большего поля отрыва линии. Несмотря на очевидную нелинейность решаемых уравнений, зависимость  $1/\tau(H)$  (или  $H(1/\tau)$ ) оказалась практически линейной (рис. 4, 2). Она качественно правильно описывает полученные экспериментальные результаты, что подтверждает предположение о связи изучаемых аномалий индукционного сигнала с нелинейным процессом генерации БЛ. Уменьшение амплитуды колебаний ДГ в низкочастотном поле, параллельном ЛО, также свидетельствует о зарождении в ДГ блоховских линий. Отметим, что необратимость происходящего процесса указывает на то, что при этом образуются устойчивые ВБЛ. Представляется, что образование ВБЛ происходит за счет разрыва  $2\pi$ -ГБЛ в центре кристалла, образующейся при слиянии горизонтальных участков двух петель БЛ, разрастающихся от противоположных поверхностей. Такое объяснение наблюдаемых аномалий в индукционном отклике пленок феррогранатов предполагает разрыв горизонтальных линий при достаточно малых внешних полях ( $\sim 10$  Э), что противоречит сложившимся представлениям. Обычно считается, что блоховские линии схлопываются по всей длине при полях  $\sim 8M_s$  [4]. Однако разрыв пары линий может происходить и локально благодаря неустойчивости локализованных мод, имеющих в спектре возбуждений кристалла вследствие небольших вариаций обменного поля, константы анизотропии и т. п. При этом, по видимому, разрыв намагниченности происходит в области  $\sim \Delta^3$  и сопровождается появлением пары блоховских точек. Последовательное решение этой задачи (даже с использованием численных расчетов) чрезвычайно

затруднено как из-за ее неоднородности, так и вследствие отсутствия точных статических решений для распределения намагниченности. Однако поле разрыва линий можно грубо оценить из следующих соображений. Легко показать, что в предположении линейного разворота намагниченности в  $2\pi$ -линии, удерживаемой полем  $H_x$ , энергия области размером  $2\Delta^2 d$  ( $d$  — ширина  $2\pi$ -линии, зависящая от величины приложенного поля) равна

$$E = \frac{42^{1/2} \pi A \Delta}{\Lambda} \left( 1 + \frac{H_x}{2M_s} \right)^{1/2}.$$

При этом магнитостатическая энергия учитывается лишь в винтеровском приближении. Приравнивая это значение величине энергии пары блоховских точек

$$2 \cdot 4\pi A \Delta,$$

получаем оценку критического поля разрыва  $2\pi$ -линии

$$H_{кр} = M_s (2Q - 1).$$

Для пленки  $(Y\text{YbGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  значение критического поля  $H_{кр} = 15$  Э. Заметим, что учет дальнедействующих магнитостатических членов [3], тепловых флуктуаций намагниченности, а также кинетической энергии сталкивающихся линий еще больше уменьшает значение поля разрыва БЛ.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Власко-Власов В. К., Хапиков А. Ф. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4. С. 1508—1516.
- [2] Ходенков Г. Е. // ФММ. 1984. Т. 58. № 1. С. 37—41.
- [3] Маслов В. П., Четвериков В. М. // ТМФ. 1984. Т. 60. № 3. С. 447—467.
- [4] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [5] Гуревич В. А., Моносов Я. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 10. С. 2897—2906.
- [6] Ялышев Ю. И., Жеберляев И. Ф., Показаньев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 32—39.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка

Поступило в Редакцию  
28 декабря 1989 г.