

УДК 538.221

© 1993

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ НОВОГО ТИПА

Ю. И. Ялышев, С. А. Бурмистров, В. Г. Показаньев

Теоретически и экспериментально исследуются два новых типа статических горизонтальных блоховских линий (ГБЛ) в доменных границах решетчатых полосовых доменов феррит-гранатовой пленки. Показано, что процесс перемагничивания ДГ начинается с образования статической π -ГБЛ, которая при дальнейшем увеличении перемагничивающего поля преобразуется в 2π -ГБЛ, смещенную из центра пленки (асимметричная 2π -АГБЛ). Переходы простой ДГ в состояние с π -ГБЛ и π -ГБЛ в асимметричную 2π -АГБЛ являются фазовыми переходами первого рода.

В теоретических работах [1, 2], посвященных изучению скрученной доменной границы (СДГ), показано, что под влиянием статического плоскостного поля H_x , антипараллельного намагниченности ДГ в середине пленки, в границе образуется горизонтальная блоховская линия (ГБЛ). Поскольку области ДГ вблизи середины пленки (в верхней и нижней ее части) перемагничиваются полем H_x , область ДГ в центре пленки характеризуется разворотом намагниченности на угол 2π . Данная структура является устойчивой в поле H_x и ее принято называть 2π -ГБЛ.

Процесс образования ГБЛ в доменных границах наблюдался экспериментально в работе [3] по изменению длины изолированного страйпа и в работе [4] по изменениям в спектрах колебаний ДГ.

Такое представление о ГБЛ, а вернее о 2π -ГБЛ и ее роли в перемагничивании ДГ, на протяжении многих лет считалось достаточно обоснованным. Однако уже в работе [5] при численном анализе уравнений движения намагниченности было найдено еще одно статическое решение, соответствующее устойчивому состоянию ДГ в поле H_x . Распределение намагниченности в ДГ позволило полученное образование назвать π -ГБЛ и поставить вопрос о ее роли в процессах перемагничивания ДГ. Проведенное в настоящей работе исследование свидетельствует о том, что наряду с ранее открытой 2π -ГБЛ [1] в физических процессах, происходящих в ДГ, могут участвовать π -ГБЛ и 2π -ГБЛ, смещенная из середины пленки и названная нами асимметричной 2π -ГБЛ или 2π -АГБЛ.

1. Расчет структуры доменной границы

Распределение намагниченности в прямой доменной границе, расположенной в плоскости XOZ , характеризуется зависимостью азимутального угла выхода намагниченности из плоскости стенки φ от координаты z (ось z направлена перпендикулярно плоскости пленки, т. е. совпадает с осью легкого намагничивания).

Зависимость $\varphi(z)$ описывается хорошо известным уравнением [3]

$$\Lambda^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \sin \varphi(\xi) \cos \varphi(\xi) + (h_y(\xi) + h_z) \cos \varphi(\xi) - h_x \sin \varphi(\xi) = 0 \quad (1)$$

со свободными граничными условиями $\partial \varphi / \partial \xi \big|_{\pm 1} = 0$. Здесь $\xi = 2z/h$ — нормированная на толщину пленки координата z ; $h_y(\xi)$ — нормированное на $8M$ поле рассеяния; h_z — нормированное внешнее постоянное однородное поле, перпендикулярное плоскости ДГ; h_x — нормированное внешнее постоянное однородное поле вдоль ДГ; Λ — нормированный параметр неоднородного обмена, M — намагниченность насыщения. Расчет статической структуры доменной границы и спектров колебания ДГ проводился по методике, описанной в работе [5].

2. Результаты численного расчета

Анализ устойчивых решений уравнения (1). В результате численного решения уравнения (1) с параметрами образца, приведенными в разделе 3, мы получаем следующее. В области полей от нуля до $H_x = -3$ Э реализуется устойчивое статическое распределение угла $\varphi(z)$ или намагниченности, характерное для скрученной стенки [1], свободной от ГБЛ. На рис. 1 это решение представлено кривой 1. В области полей от -3 до -9 Э реализуются три устойчивых статических состояния, соответствующих простой скрученной ДГ (кривая 1), ДГ с 2π —ГБЛ (кривая 2), ДГ с π —ГБЛ (кривая 3).

Как видно из рис. 1, 2π —ГБЛ является симметричной относительно середины пленки ($z = h/2$). Такую ГБЛ будем называть симметричной 2π —ГБЛ и обозначать как 2π —СГБЛ.

В области полей от -9 до -10 Э к вышеприведенным трем состояниям добавляется еще одно статически устойчивое состояние, соответствующее ДГ с 2π —ГБЛ, смещенной относительно середины пленки $z = h/2$. В дальнейшем эту ГБЛ будем называть асимметричной горизонтальной блоховской линией и обозначать 2π —АГБЛ (кривая 4 на рис. 1).

Следует подчеркнуть, что несимметричные статические состояния с π и 2π —АГБЛ реализуются в ДГ при симметричном внешнем воздействии — к доменным границам прикладывается однородное плоскостное поле H_x , направленное вдоль ДГ.

Наряду с решениями, соответствующими π —ГБЛ и 2π —АГБЛ для нижней половины пленки ($z \in [0; h/2)$) в поле H_x (рис. 1), существуют такие же решения для верхней половины пленки ($z \in [h/2; h)$). Для простоты на рис. 1 они не приведены, так как имеют такое же распределение намагниченности, как π —ГБЛ или 2π —АГБЛ, и, естественно, те же значения энергии ДГ. Таким образом, состояния ДГ с π —ГБЛ и 2π —АГБЛ являются вырожденными по энергии. В дальнейшем изложении, говоря о π —ГБЛ или 2π —АГБЛ, мы будем иметь в виду одно из соответствующих им состояний.

Для выяснения, какие состояния ДГ являются предпочтительными в поле H_x , обратимся к энергиям доменных границ, содержащих ГБЛ определенного типа. На рис. 2 приведены зависимости энергий ДГ от поля H_x . При расчете было принято, что положительное направление поля совпадает с направлением первоначальной поляризации ДГ. Энергии границ E нормированы на энергию блоховской ДГ (E_0). На этом графике указаны области устойчивости различных структур ДГ в поле H_x . В частности, в поле $H_x = -10$ Э исчезает решение, соответствующее простой СДГ; при достижении полем H_x значения -10.6 Э становится неустойчивым состояние с π —ГБЛ. Таким образом, в отрицательных полях H_x , больших по величине 10.6 Э, в ДГ реализуются только два устойчивых состояния: 2π —АГБЛ и 2π —СГБЛ. Диапазон устойчивости этих двух типов ГБЛ лежит в пределах от -10.6 до -160 Э. Если поле H_x превысит это значение, то, по всей видимости, происходит разрыв обменной связи и ДГ переполаризу-

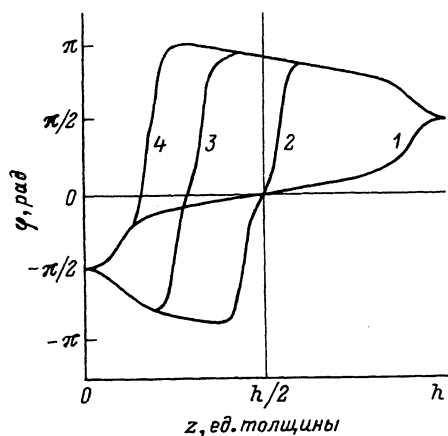


Рис. 1. Распределение азимутального угла φ выхода намагниченности из плоскости стенки по толщине пленки.

1 — скрученная ДГ, 2 — 2π —СГБЛ, 3 — 2π —АГБЛ, 4 — π —ГБЛ. $H_x = -9\text{Э}$.

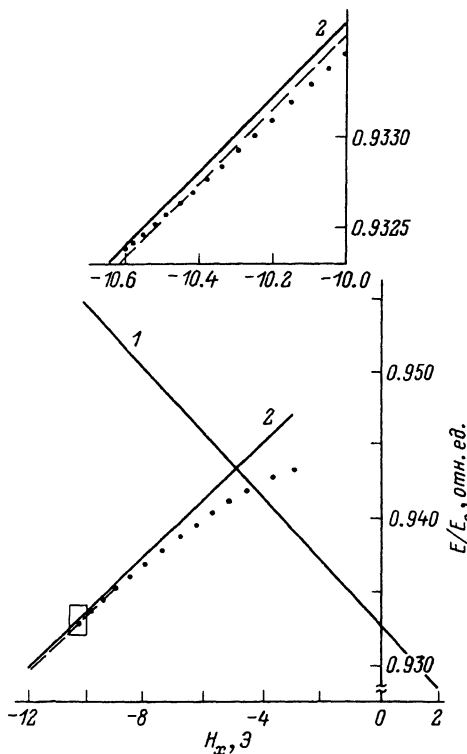


Рис. 2. Зависимость нормированной энергии доменной границы различной структуры в поле H_x .

1 — скрученная ДГ, 2 — 2π —СГБЛ. Штриховая линия — 2π —АГБЛ, пунктирная линия — π —ГБЛ.

ется — меняется направление магнитных моментов в центре ДГ на противоположное (механизм переполаризации в расчетную модель не закладывался, поэтому мы используем для определения поля переполаризации данные эксперимента).

Моды колебаний доменной границы со структурами π —ГБЛ и асимметричной 2π —АГБЛ. В работе [5] показано, что при зарождении горизонтальной блоховской линии в щели спектра доменной границы появляется локализованная на ГБЛ мода.

Данную моду мы обнаруживаем и в спектрах ДГ с π —ГБЛ и 2π —АГБЛ. На рис. 3, а—в для сравнения мы приводим расчетные спектры 2π —СГБЛ, 2π —АГБЛ и π —ГБЛ. Из этого рисунка видно, что локализованная мода существует для всех трех типов ГБЛ, но спектр ДГ с π —ГБЛ и 2π —АГБЛ становится более сложным по сравнению со спектром 2π —СГБЛ.

Сигнал на частоте $\nu_0 = 52$ МГц в спектре 2π —СГБЛ соответствует основной моде колебаний ДГ. Как показано в работе [5], если рассмотреть смещение ДГ из положения равновесия на основной частоте, мы увидим, что ГБЛ нагружает центральную область ДГ, приводя к ее торможению (рис. 3, г); колебания сосредоточены вблизи поверхностей пленки.

Теоретический анализ мод несимметричных ГБЛ показывает, что в этом случае мы имеем дело с другими модами. Характер этих мод можно выяснить, обратившись к рис. 3, д, е. Здесь изображены зависимости смещения ДГ из положения равновесия с учетом фазы колебаний для двух соседних мод на частотах $\nu_{01} = 41$ и $\nu_{02} = 47$ МГц для ДГ с π —ГБЛ. Для лучшего разрешения

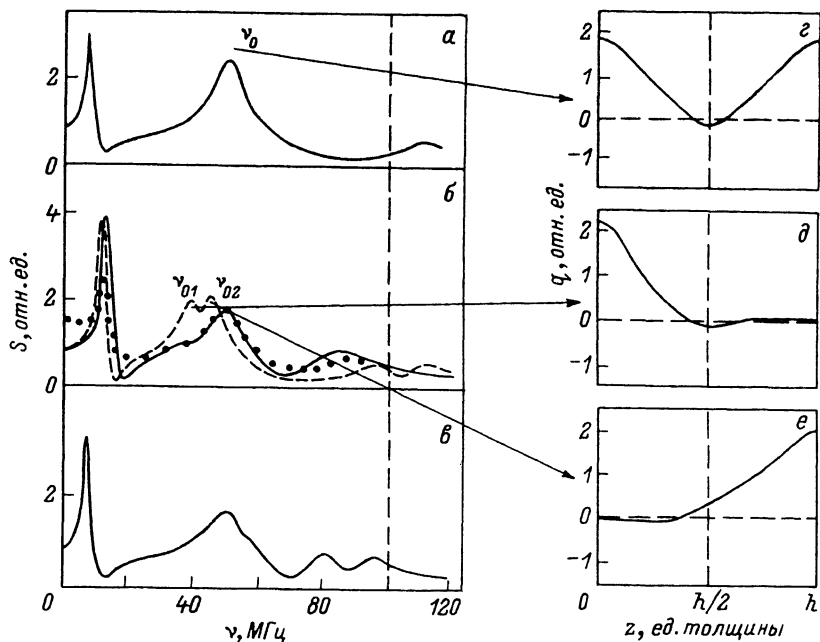


Рис. 3. Расчетные спектры ДГ с различными типами ГБЛ в поле $H_x = -9\text{ Э}$ ($H_y = 0$).

a — 2π -СГБЛ; б — π -ГБЛ, штриховой линией показан расчетный спектр π -ГБЛ в поле $H_x = -3\text{ Э}$; в — 2π -АГБЛ; z — динамический профиль ДГ на основной частоте $\nu_0 = 52\text{ МГц}$ для 2π -СГБЛ; д, e — моды на частотах $\nu_{01} = 41$, $\nu_{02} = 47\text{ МГц}$ в случае π -ГБЛ ($H_x = -3\text{ Э}$). Точки — эксперимент, вертикальная штриховая линия показывает частотный предел спектроанализатора.

мод π -ГБЛ мы на рис. 3, б представили штриховой линией спектр ДГ с данным типом ГБЛ в поле $H_x = -3\text{ Э}$. Мы не приводим динамический профиль ДГ для 2π -АГБЛ, поскольку характер мод для этого типа ГБЛ принципиально не отличается от предыдущего случая. Причина возникновения такого своеобразного спектра заключается в асимметрии новых типов ГБЛ.

Данному факту можно дать простое объяснение, которое носит, скорее, иллюстративный характер, но не отражает в полной мере процесса колебаний системы с распределенными параметрами, которой является ДГ с ГБЛ. Поскольку ГБЛ играет тормозящую роль в месте своего расположения при колебаниях ДГ на частотах вблизи главной моды, то, если сдвинуть ее из середины пленки к одной из поверхностей, мы имеем два неэквивалентных участка ДГ, для которых реализуются разные резонансные условия, соответствующие двум разным модам доменной границы.

Подчеркнем также, что, сравнивая спектры ДГ с π -ГБЛ и 2π -АГБЛ, можно отметить существенное отличие частот локализованных мод. Данный факт мы используем в дальнейшем для экспериментальной идентификации состояния ДГ с ГБЛ.

3. Эксперимент и обсуждение результатов.

Характеристики образца и условий эксперимента. Экспериментальные результаты были получены на магнитооптическом спектрометре высокого пространственного разрешения. Диафрагмирование в плоскости изображения поляризационного микроскопа позволяло достигать разрешения $\approx 2\text{ мкм}$. Исследуемый образец — эпитаксиальная феррит-гранатовая пленка с параметрами: толщина $h = 6.1\text{ мкм}$; нормированная плотность поверхностной энергии

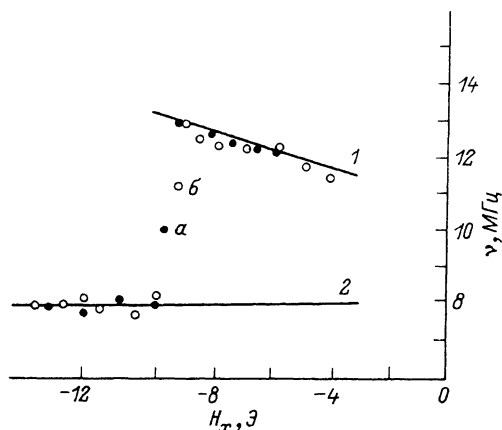


Рис. 4. Зависимость частоты локализованной моды от поля H_x .

Сплошная линия — расчет (кривая 1 — π -ГБЛ, кривая 2 — 2π -СГБЛ и начиная с $H_x = -9$ Э 2π -АГБЛ). а — эксперимент при увеличении поля, б — при уменьшении поля.

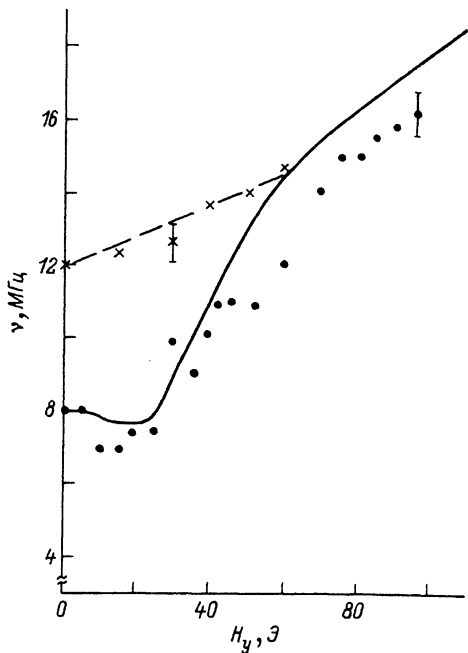


Рис. 5. Зависимость частоты локализованной моды 2π -АГБЛ (сплошная линия, $H_x = -20$ Э) и π -ГБЛ (штриховая линия, $H_x = -8$ Э) от поля H_y .

Точки — экспериментальные данные для поля $H_x = -20$ Э, крестики — для поля $H_x = -8$ Э.

доменной границы $l = 4$ (AK) $^{1/2} / (4\pi M^2) = 0.36$ мкм, где A и K — константы обменного взаимодействия и анизотропии соответственно, M — намагниченность насыщения; нормированная константа анизотропии $Q = K / (2\pi M^2) = 5$; $4\pi M = 225$ Гс; равновесная ширина домена $W = 4.2$ мкм; $\alpha = 0.02$ — безразмерная константа затухания Гильберта, характеризующая диссипативные эффекты в динамике намагниченности, описываемой уравнением Ландау—Лифшица; гиромагнитное отношение $\gamma = 20.9$ МГц/Гс. Константа затухания и гиромагнитное отношение подбирались из соответствия расчетной ширины сигнала колебаний на основной частоте с экспериментальной. Амплитуда радиочастотного поля составляла величину 0.05—0.1 Э. Спектрометр регистрировал сигнал колебаний ДГ в частотном диапазоне 1—100 МГц.

Полосовая доменная структура создавалась размагничиванием образца от состояния насыщения в присутствии постоянного плоскостного поля $H_x = 180$ Э. Выбирался участок образца без дефектов решетки полосовых доменов в области наблюдения. Экспериментально эквивалентность доменных границ проверялась после создания полосовой доменной структуры по неизменности вида сигнала колебания при переходе от одной границы к другой.

Влияние поля H_x на спектры ДГ с различными типами ГБЛ. Ранее [5] теоретически нами было исследовано влияние поля H_x на спектр 2π -СГБЛ. Расчет показывает, что при возрастании поля H_x происходит увеличение частоты основной моды колебаний ДГ. Частота локализованной на 2π -СГБЛ моды не зависит от поля во всем диапазоне изменения H_x . На рис. 4 приведена зависимость частоты локализованной моды в диапазоне полей H_x от -3 до -10.5 Э для 2π -СГБЛ и π -ГБЛ. Легко заметить, что мода,

локализованная на π —ГБЛ, зависит от поля H_x (ее частота ν_x увеличивается с возрастанием H_x). Таким образом, экспериментальным доказательством образования в ДГ π —ГБЛ является помимо более высокого значения частоты ее локализованной моды зависимость последней от поля H_x .

Что касается асимметричной 2π —АГБЛ, то значения частоты ее локализованной моды ($\nu_{2\pi}$) в полях, больших -9 Э, совпадают с частотой моды 2π —СГБЛ и не зависят от H_x . Следовательно, необходимо найти такой способ воздействия на ДГ, который помог бы надежно различить 2π —СГБЛ и 2π —АГБЛ. В качестве такого воздействия нами выбрано поле H_y , перпендикулярное плоскости стенки.

Влияние поля H_y на спектры ДГ с различными типами ГБЛ. Однородное поле H_y в отличие от поля H_x приводит к нарушению симметрии распределения намагниченности ДГ вдоль оси z относительно середины пленки. Следовательно, можно ожидать, что оно окажет существенное влияние на асимметричные структуры ДГ, какими являются π —ГБЛ и 2π —АГБЛ.

Действительно, включая поле H_y в расчет, мы можем убедиться, что состояние ДГ с 2π —СГБЛ оказывается неустойчивым в полях порядка 0.5 — 1 Э. Следовательно, небольшие внешние однородные поля H_y , равно как и асимметрия в распределении полей рассеяния, делают невозможным существование в ДГ состояния с 2π —СГБЛ.

На рис. 5 представлены зависимости частоты локализованной моды 2π —АГБЛ (поле $H_x = -20$ Э) и π —ГБЛ (поле $H_x = -8$ Э). Как видно из этого рисунка, зависимость $\nu_x(H_y)$ является линейной во всем диапазоне полей H_y . Зависимость локализованной моды $\nu_{2\pi}(H_y)$ 2π —АГБЛ на начальном участке (малые поля H_y) нелинейна и асимптотически приближается к линейной в больших полях H_y . Другими словами, в больших полях H_y локализованные моды и π —ГБЛ, и 2π —АГБЛ ведут себя одинаково. Причину этого можно выяснить, если обратиться к зависимости $\varphi(z)$ для обоих типов ГБЛ в полях H_y порядка 60 Э. Центр доменной границы ($\varphi = 0$) смещается к одной из поверхностей пленки так, что зависимость $\varphi(z)$ для обоих типов ГБЛ становится фактически одинаковой и преобразование структуры идет в поле H_y одинаковым образом.

Переходы между различными состояниями ДГ. В работе [5] было показано, что процесс образования 2π —СГБЛ есть фазовый переход 1-го рода. Как известно, необходимым условием перехода такого типа является наличие в определенном интервале полей H_x двух устойчивых и неустойчивого состояний.

В данной работе мы имеем дело с несколькими устойчивыми состояниями; в частности, в интервале полей H_x от -10 до -10.6 Э таких состояний четыре. Следовательно, детальный численный анализ механизма перехода из одного состояния в другое затруднен. Поэтому нами ставилась задача попытаться на основе сравнения экспериментальных и расчетных результатов выяснить реальную картину переходов между состояниями ДГ.

Экспериментально переход из состояния простой скрученной ДГ в состояние с ГБЛ происходит в поле $H_x = -7$ Э, тогда как численно такой переход должен наступить в поле $H_x = -10.6$ Э, в котором состояние простой скрученной ДГ становится неустойчивым. Данное различие в критических полях можно объяснить, по-видимому, тем, что, несмотря на малость амплитуды возбуждающего колебания поля $H_{рч}$, его достаточно, чтобы динамически перевести ДГ в другое состояние раньше достижения критического поля. При этом ДГ может перейти либо в состояние с 2π —СГБЛ, либо π —ГБЛ. Некоторые данные численного анализа по динамике ГБЛ, выходящие за рамки данной статьи, а также неустойчивость состояния с 2π —СГБЛ даже в малых полях H_y , которые всегда реально имеют место в эксперименте, позволяют заключить, что мы имеем дело с переходом из состояния обычной СДГ в ДГ с π —ГБЛ. Главным аргументом в пользу этого является зависимость ν_x от H_x и H_y . Непосредственная экс-

периментальная проверка зависимости частоты локализованной моды от поля H_x в интервале полей от -3 до -9 Э (рис. 4) и от поля H_y (рис. 5) подтверждает это.

В интервале полей H_x от -9 до -10.6 Э должен осуществляться переход ДГ из состояния π -ГБЛ в состояние с 2π -АГБЛ. На вставке к рис. 2 показано соотношение энергий ДГ с этими типами ГБЛ. Как видно из расчета, данный переход также является фазовым переходом первого рода, однако из-за малости энергетического барьера и диапазона полей, в котором этот переход осуществляется, мы не сможем выявить гистерезис в этом случае. Экспериментально данный переход наблюдался по скачку частоты локализованной моды (рис. 4).

Дальнейшее увеличение поля H_x не приводит к изменению частоты локализованной моды вплоть до полей прорыва ГБЛ и переполаризации ДГ.

При уменьшении поля H_x от значений порядка -20 до 0 Э мы наблюдаем обратные переходы. В поле $H_x = 9$ Э 2π -АГБЛ трансформируется в π -ГБЛ (скачок частоты локализованной моды), а исчезновение π -ГБЛ происходит в поле $H_x = -4$ Э и ДГ переходит в состояние простой скрученной границы.

Таким образом, на основе проведенного нами исследования установлено, что в доменной границе пленки с перпендикулярной анизотропией может зародиться и стабильно существовать один из трех типов ГБЛ: π -ГБЛ, 2π -АГБЛ, 2π -СГБЛ. Экспериментально идентифицированы состояния доменной границы с π -ГБЛ и 2π -АГБЛ. Переход доменной границы из состояния с π -ГБЛ в состояние с 2π -АГБЛ и обратно во внешнем магнитном поле имеет характер фазового перехода первого рода. Убедительных экспериментальных доказательств существования в ДГ состояния с 2π -СГБЛ в данной работе нами не обнаружено.

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонауски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. С. 382.
- [2] Gallagher T. I., Humphrey F. B. // J. Appl. Phys. 1983. V. 50. P. 7093.
- [3] Konishi S., Matsuyama K., Narita K. // Jap. J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 1855.
- [4] Яльшев Ю. И., Жеберляев И. Ф., Показаньев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 32—39.
- [5] Burmistrov S., Jalishev J., Pokazan'ev V. // JMMM. 1991. V. 96. P. 349.

Уральский электромеханический институт
инженеров железнодорожного транспорта
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
28 сентября 1992 г.