

УДК 536.764:537.55

©1993

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ, ЛЕЖАЩЕЙ В ПЛОСКОСТИ ПЛЕНКИ, ВОЛНОВОДНО-ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Г.В.Арзамасцева, Ф.В.Лисовский, Л.М.Филимонова

Приведены результаты экспериментального исследования пленок ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки, в окрестности линий ориентационных фазовых переходов, индуцируемых магнитным полем $H_{||}$, приложенным примерно ортогонально развитой поверхности пленки. Определен вид кривых потери устойчивости однородного состояния и выявлены основные особенности этих кривых, отличающие их от кривых потери устойчивости однородного состояния в квазидоносных пленках. Результаты получены с помощью волноводно-оптической методики.

Исследование поведения магнетиков в окрестности линий фазовых переходов (ФП) дает важную информацию об их свойствах. В последние годы возрос интерес к пленкам ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей примерно в плоскости пленки, которые находят применение в интегральной магнитооптике [1,2]. Использование магнитных пленок в устройствах на цилиндрических магнитных доменах стимулировало исследование пленок ферритов-гранатов с осью легкого намагничивания (ОЛН), направленной по нормали к плоскости пленки n , и с большим фактором качества $Q = K_u/2\pi M_0^2 > 1$, где K_u — константа одноосной анизотропии, а M_0 — намагниченность насыщения, в которых намагниченность ориентирована по ОЛН (как правило, их называют одноосными). Процессы переманичивания и доменная структура (ДС) в этих пленках подробно исследованы и теоретически, и экспериментально в окрестности ориентационных ФП, индуцируемых магнитным полем, приложенным примерно перпендикулярно ОЛН [3-6]. Напротив, подобные исследования для пленок с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки, носят отрывочный и неполный характер. В работе [7] было предложено использовать волноводное распространение света для определения кривой потери устойчивости однородного состояния в окрестности ориентационных ФП в пленках ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки, когда визуальное наблюдение ДС затруднено из-за малой величины фарадеевского контраста.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования с помощью волноводной методики пленок магнитных гранатов с намагниченностью в плоскости в окрестности ориентационных ФП, ин-

Исследовались пленки ферритов-гранатов состава $(YPrBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенные на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111). В работе [7] было показано, что зарождение (уничтожение) ДС при ФП 1-го и 2-го рода сопровождается особенностями на кривых зависимости производной интенсивности волноводной оптической моды $\partial I/\partial H_{\parallel}$ (или $\partial I/\partial H_{\perp}$) от магнитных полей H_{\parallel} и H_{\perp} , где H_{\parallel} и H_{\perp} — соответственно компоненты магнитного поля вдоль нормали к пленке и параллельно поверхности пленки. По этим особенностям можно определять кривые потери устойчивости однородного состояния на плоскости $H_{\parallel}H_{\perp}$ при ориентационных ФП для любого значения азимутального угла φ_H , отсчитываемого от некоторого опорного направления в плоскости пленки. Подробно методика описана в работе [7]. В пленках с достаточно большим фарадеевским вращением одновременно с волноводными измерениями проводились визуальные наблюдения ДС. Возбуждение волноводных мод осуществлялось на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм, модуляция интенсивности преобразованной волноводной моды слабым переменным магнитным полем h_{\parallel} ($h_{\parallel} \sim 0.1 \div 10$ Э) производилась на частоте ~ 1.7 кГц. Все измерения были выполнены при $T = 293$ К.

На рис. 1,а для случая $\varphi_H = 0$ приведены зависимости производной интенсивности преобразованной волноводной оптической моды $\partial I/\partial H_{\parallel}$ от поля H_{\perp} при $H_{\parallel} = \text{const}$ для пленки № 1 (ориентация подложки — (111), намагниченность насыщения $M_0 = 35$ Гс, толщина $h = 2.3$ мкм, угол поворота плоскости поляризации света при $M \parallel H$ $\vartheta_F = 1.9^\circ$ ($\lambda = 0.63$ мкм)). Аналогичные зависимости для случая $\varphi_H = 60^\circ$ представлены на рис. 2,а. Яркие выраженные особенности на зависимостях $\partial I/\partial H_{\parallel}(H_{\perp})$, как было показано в работе [7], связаны с перемагничиванием пленки через домены. С ростом поля H_{\parallel} для увеличения отклика $\partial I/\partial H_{\parallel}$ примерно пропорционально увеличивалась и амплитуда переменного поля h_{\parallel} (например, если при $H_{\parallel} = 0$ значение $h_{\parallel} \sim 0.1 \div 0.5$ Э, то при $H_{\parallel} \sim 500 \div 800$ Э значение $h_{\parallel} \sim 5 \div 10$ Э).

В поляризационном микроскопе при нормальном падении света на образец ДС не наблюдалась, так как угол поворота плоскости поляризации света в этом случае был равен нулю. При наклонном падении света (примерно под 45° по отношению к нормали к поверхности пленки) в отсутствие поля наблюдались блоки слабоконтрастных крупных полосовых доменов трех типов. Это означает, что в отсутствие нормальной компоненты магнитного поля H_{\parallel} вектор намагниченности M лежит практически в плоскости пленки и ориентирован антипараллельно в соседних доменах каждого блока. Доменные границы в каждом блоке (и соответственно вектор M) ориентированы вдоль проекции одной из трех кристаллографических осей типа [111] на плоскость пленки; угол между границами полосовых доменов в соседних блоках составляет 120° .

По зависимостям $\partial I/\partial H_{\parallel}(H_{\perp})$ были построены кривые потери устойчивости однородного состояния на плоскости $H_{\parallel}H_{\perp}$. Для $\varphi_H = 0$ и $\varphi_H = 60^\circ$ эти кривые показаны на рис. 1,б и 1,в соответственно. Заметим, что кривые потери устойчивости однородного состояния в случае пленки № 1 с намагниченностью в плоскости коренным образом отличаются от таковых для пленок с сильной одноосной анизотропией. Для сравне-

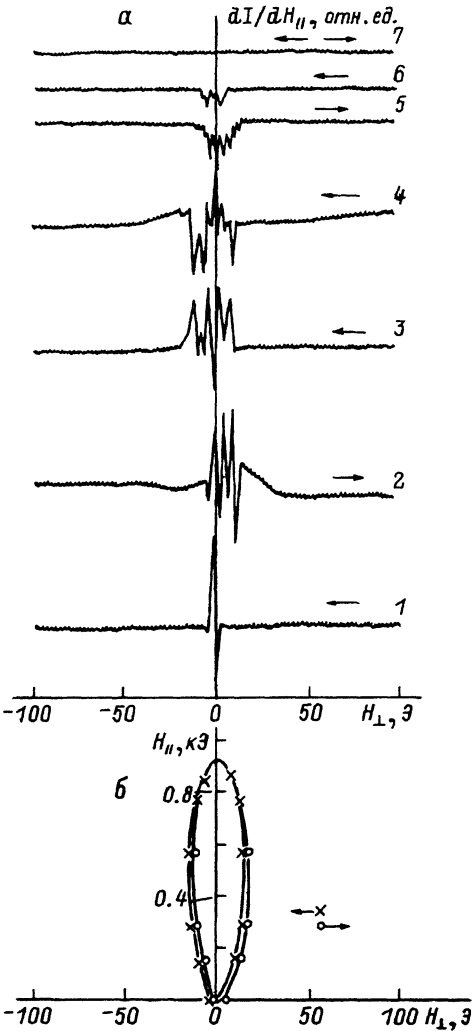


Рис. 1. Зависимости $\partial I/\partial H_{\parallel}(H_{\perp})$ при $H_{\parallel} = 0$ (1), 140 (2), 280 (3), 360 (4), 770 (5), 840 (6), 910 Э (7) (а) и кривая потери устойчивости однородного состояния в пленке № 1 для $\varphi_H = 0$ (б). Стрелками показано направление изменения поля H_{\perp} .

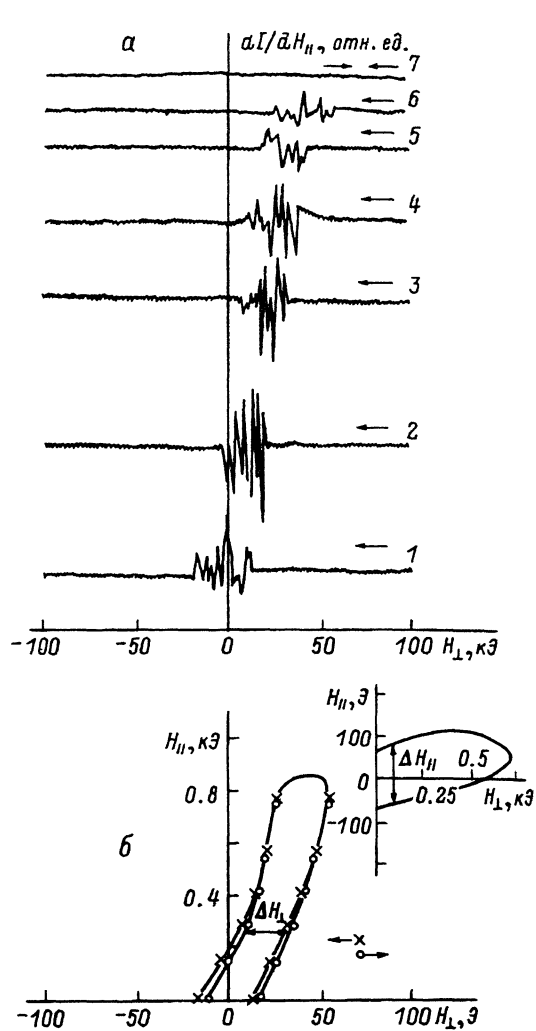


Рис. 2. Зависимости $\partial I/\partial H_{\parallel}(H_{\perp})$ при $H_{\parallel} = 0$ (1), 140 (2), 280 (3), 420 (4), 560 (5), 770 (6), 840 Э (7) (а) и кривая потери устойчивости однородного состояния в пленке № 1 для $\varphi_H = 60^\circ$ (б). Стрелками показано направление изменения поля H_{\perp} . На вставке — типичная кривая потери устойчивости однородного состояния для квазиодноосной пленки [6].

ния на вставке к рис. 2,б показана типичная кривая потери устойчивости однородного состояния для квазиодноосной пленки, взятая из работы [6]. В случае пленки № 1 (рис. 1,б и 2,б) кривая потери устойчивости однородного состояния повернута примерно на 90° по отношению к таковой для одноосной пленки (рис. 2,б, вставка), т.е. область существования неоднородного состояния (ДС) вытянута вдоль поля H_{\parallel} . Исследование

пленок разного состава, в том числе пленок железо-иттриевого граната, показало, что такой вид кривой потери устойчивости однородного состояния на плоскости $H_{\perp} H_{\parallel}$ характерен для всех пленок, в которых вектор намагниченности \mathbf{M} в отсутствие магнитного поля лежит в плоскости пленки либо «выходит» из нее на небольшой угол. С увеличением поля H_{\parallel} уменьшается гистерезис при перемагничивании (рис. 1,б и 3,б), особенности на кривых $\partial I / \partial H_{\parallel}(H_{\perp})$ сглаживаются и исчезают в окрестности вершины кривой потери устойчивости однородного состояния с координатами $(H_{\perp c}, H_{\parallel c})$. Это свидетельствует о том, что зарождение ДС в окрестности вершины кривой происходит путем ФП 2-го рода. В зависимости от азимутального угла φ_H вершина кривой потери устойчивости однородного состояния может находиться на оси H_{\parallel} (т.е. $H_{\perp c} = 0$) либо смещаться в сторону положительных или отрицательных значений H_{\perp} (рис. 1,б и 2,б). Чем больше вектор \mathbf{M} выходит из плоскости пленки (что определяется соотношением намагниченности насыщения M_0 и различных компонент анизотропии: одноосной K_u , кубической K_c и ромбической K_p , а также углом отклонения ОЛН от нормали ϑ_u), тем больше наклон кривой потери устойчивости однородного состояния в сторону оси H_{\perp} , т.е. тем больше отношение $|H_{\perp c} / H_{\parallel c}|$ (для некоторых значений угла φ_H). В работе [7] мы приводили результаты исследования пленки состава $(\text{YGdYbBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией подложки (110), в которой угол отклонения ОЛН от нормали ϑ_u превышал 30° , а угол ϑ_M между равновесным положением намагниченности \mathbf{M} и нормалью \mathbf{n} составлял 75° , т.е. вектор \mathbf{M} выходил на 15° из плоскости пленки. Наблюдалась полосовая ДС, причем в соседних доменах векторы намагниченности \mathbf{M} были антипараллельны. Для этой пленки угол наклона кривой потери устойчивости однородного состояния к оси H_{\perp} мог достигать 45° для некоторых значений угла φ_H .

Если в легкоосных пленках ширина кривой потери устойчивости однородного состояния ΔH_{\parallel} составляет 50–400 Э вдали от ФП 2-го рода [6], то аналогичная величина ΔH_{\perp} в пленках с намагниченностью в плоскости, как правило, много меньше и колеблется от долей эрстеда до 10–50 Э в зависимости от состава и конкретных параметров пленки, т.е. область существования ДС является более узкой. Как мы полагаем, это объясняется тем, что разбиение образца на домены в случае легкоосной пленки связано с размагничивающим фактором поверхности, а в случае пленки с намагниченностью в плоскости — с размагничивающим фактором торцов, который много меньше поверхностного.

В ряде пленки для некоторых значений угла φ_H с увеличением поля H_{\parallel} наблюдалось разбиение области устойчивости неоднородного состояния на две (рис. 3). Для пленки № 1 соответствующие углы φ_H равны $90, 210$ и 330° . В пленке № 2 (ориентация подложки $\overline{111}$, намагниченность насыщения $M_0 = 123$ Гс, толщина $h = 8$ мкм) с достаточно большим фарадеевским вращением ($\vartheta_F = 12.1^\circ$ при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ ($\lambda = 0.63$ мкм)) визуальное наблюдение ДС подтвердило существование двух областей устойчивости ДС для $\varphi_H = 0, 120$ и 240° . В отсутствие внешнего поля ДС в пленке № 2 идентична ДС в пленке № 1, т.е. состоит из блоков с полосовыми доменами трех типов; намагниченность \mathbf{M} лежит в плоскости и направлена вдоль проекций осей типа [111] на плоскость пленки. В зависимости от азимутального угла φ_H перемагничивание пленки плос-

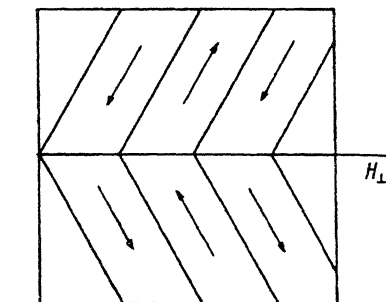
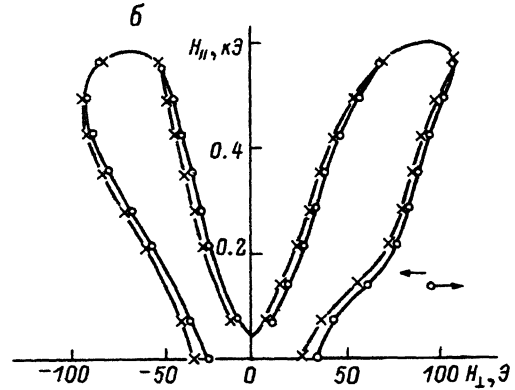
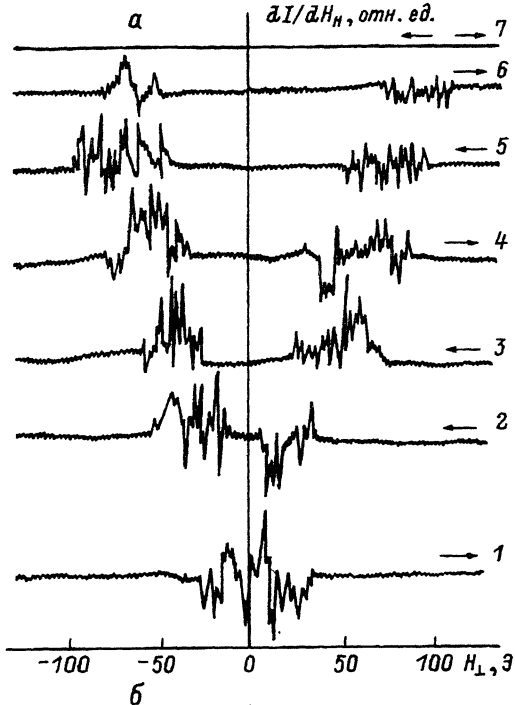


Рис. 4. Схематическое изображение ДС в пленке № 2 при $\varphi_H = 0$ в отсутствие магнитного поля.

Рис. 3. Зависимости $\partial I / \partial H_{||}(H_{\perp})$ при $H_{||} = 0$ (1), 70 (2), 210 (3), 350 (4), 490 (5), 560 Э (а) и кривая потери устойчивости однородного состояния в пленке № 1 для $\varphi_H = 90^\circ$ (б).

Стрелками показано направление изменения поля H_{\perp} .

костным полем H_{\perp} ($H_{||} = 0$) происходит через полосовые домены одного, двух или трех типов; в случае $\varphi_H = 0$ это полосовые домены двух типов, границы которых ориентированы под 60° к направлению оси H_{\perp} (рис. 4). Если $H_{||} = \text{const} > 70$ Э, то при уменьшении плоскостного поля H_{\perp} от больших положительных значений пленка перемагничивается через домены одного типа (правая ветвь области устойчивости ДС; рис. 3) и попадает в монодоменное состояние; при изменении полярности поля H_{\perp} и увеличении отрицательных значений H_{\perp} происходит второе перемагничивание через домены второго типа.

Подобное разбиение области существования ДС при ориентационных ФП не наблюдается в пленках с достаточно большой одноосной анизотропией ($K_u > 2\pi M_0^2$), за исключением неоднородных по толщине пленок; в последнем случае возможно существование нескольких областей устой-

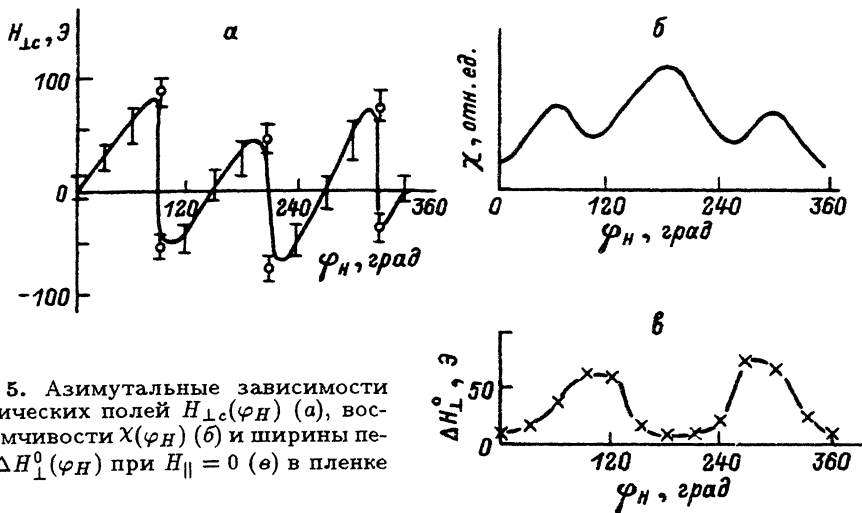


Рис. 5. Азимутальные зависимости критических полей $H_{\perp c}(\varphi_H)$ (а), восприимчивости $\chi(\varphi_H)$ (б) и ширины петли $\Delta H_{\perp}^0(\varphi_H)$ при $H_{\parallel} = 0$ (в) в пленке № 1.

чивости несквозных ДС. В данном случае разбиение области устойчивости ДС на две не связано с неоднородным распределением параметра по толщине (пленка перемангничивалась через сквозные домены, что легко можно установить по фарадеевскому контрасту в соседних доменах) и объясняется наличием в пленке нескольких направлений легкого намагничивания, связанных с тремя кристаллографическими осями типа [111], т.е. проявлением черт ДС в многоосных кристаллах [8]. Однако если бы в пленке присутствовала только естественная кристаллографическая (кубическая) анизотропия, то при данном направлении поля H_{\perp} (рис. 4) состояния с доменами 1-го или 2-го типов были бы энергетически вырождены по отношению к полям H_{\perp} и H_{\parallel} ; снятие вырождения и появление двух ветвей области существования ДС, как мы полагаем, связаны с наличием других компонент анизотропии — одноосной и ромбической. Вообще говоря, этот вопрос требует дополнительных исследований; в частности, не ясно, какое соотношение намагниченности и различных констант анизотропии приводит к раздвоению области устойчивости ДС.

Как известно, в случае квазиодноосных пленок координаты вершины кривой потери устойчивости однородного состояния ($H_{\perp c}$, $H_{\parallel c}$) зависят от азимутального угла φ_H , а сами зависимости $H_{\perp c}(\varphi_H)$ и $H_{\parallel c}(\varphi_H)$ отражают сложный характер анизотропии пленки, т.е. наличие, кроме одноосной анизотропии, кубической и ромбической компонент [3–6]. Аналогично и в случае пленок с намагниченностью в плоскости наблюдается зависимость критических полей $H_{\perp c}$ и $H_{\parallel c}$ от угла φ_H . На рис. 5, а приведена зависимость $H_{\perp c}(\varphi_H)$ для пленки № 1. Для сравнения на рис. 5, б показана зависимость магнитной восприимчивости χ от угла φ_H при наклонном падении лазерного излучения ($\lambda = 0.63$ мкм) на пленку № 1.¹ Видно, что обе кривые хорошо коррелируют друг с другом. Ярко выраженная 3-я гармоника на обеих зависимостях явно связана с наличием

¹ Авторы благодарят М.В.Байдакову за любезно предоставленные результаты измерений восприимчивости для пленки № 1. Методика эксперимента описана в работе [9].

кубической компоненте анизотропии. Для тех значений угла φ_H , для которых область устойчивости ДС разбивается на две, функция $H_{\perp c}(\varphi_H)$ становится двузначной; на рис. 5,а соответствующие точки на зависимости $H_{\perp c}(\varphi_H)$ отмечены кружками. Заметим, что в квазиодноосных пленках с ориентацией (111) 3-я гармоника, связанная с кубической анизотропией, проявляется на зависимости $H_{\parallel c}(\varphi_H)$. На рис. 5,в приведена зависимость ширины петли ΔH_{\perp}^0 от угла φ_H для пленки № 1 при перемагничивании полем в плоскости ($H_{\parallel} = 0$), которая отражает анизотропию в плоскости пленки; углам φ_H и $\sim 180^\circ$ соответствуют направления легко намагничивания в плоскости.

Основные результаты работы сводятся к следующему. Для пленок ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки (или выходящей на небольшой угол из плоскости), с помощью волноводного распространения света получены кривые устойчивости однородного состояния на плоскости $H_{\perp} H_{\parallel}$ вблизи ориентационных ФП. По сравнению с аналогичными кривыми для квазиодноосных пленок полученные кривые потери устойчивости однородного состояния для пленок с намагниченностью в плоскости повернуты примерно на 90° , т.е. область существования ДС вытянута вдоль оси H_{\parallel} . Ширина области устойчивости ДС в случае пленок с намагниченностью в плоскости является более узкой, чем таковая для легкоосных пленок, что объясняется меньшим размагничивающим фактором торцов по сравнению с размагничивающим фактором поверхности. В ряде пленок для некоторых направлений в плоскости наблюдалось разбиение области устойчивости ДС на две, что, как мы полагаем, свидетельствует о проявлении при определенных условиях свойств, присущих ДС в многоосных кристаллах. Как и в случае квазиодноосных пленок, координаты вершины кривой потери устойчивости однородного состояния ($H_{\perp c} H_{\parallel c}$) зависят от азимутального угла φ_H , а зависимости $H_{\perp c}(\varphi_H)$ и $H_{\parallel c}(\varphi_H)$ отражают сложный характер анизотропии пленок с намагниченностью в плоскости; случаи многоосности еще более усложняют эти зависимости по сравнению с квазиодноосными пленками. Чем больше угол выхода намагниченности M из плоскости пленки, тем больше может быть наклон кривой потери устойчивости однородного состояния к оси H_{\perp} .

Список литературы

- [1] Paroly P. // Thin solid Films. 1984. V. 114. P. 187–219.
- [2] Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33–72.
- [3] Hubert A., Malozemoff A.P., De Luca J.C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 8. P. 3562–3571.
- [4] Беспятых Ю.И., Дикштейн И.Е., Мериакро С.В., Тарасенко В.В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 449–457.
- [5] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1473–1494.
- [6] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 2. С. 614–633.
- [7] Арзамасцева Г.В., Лисовский Ф.В., Чижик Е.С. // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 3. С. 80–86.
- [8] Кандаурова Г.С. // ДАН СССР. 1978. Т. 243. № 5. С. 1165–1167.
- [9] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13. № 4. С. 337–347.

Институт радиотехники и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
8 июля 1993 г.