



УДК 537.87

© А. Л. Хвалин, 2013

ОБОБЩЁННАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕНОВ В ПЛЁНКАХ ЖЕЛЕЗО - ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Хвалин А. Л. – канд. техн. наук, доцент кафедры «Общая физика», тел.: (845-2) 78-44-55, e-mail: Khvalin63@mail.ru (СГУ)

В настоящее время вопросы исследования доменных структур различных типов актуальны в связи с возможностью их практического использования. В статье исследуются полосовые доменные структуры. На основе метода анализа, использующего понятие магнитного диполя, предложена обобщённая модель полосовой структуры. Приведены результаты расчётов и проведён их анализ.

Currently, the research of domain structures of various types is urgent in terms of practical use. In this paper we study the stripe domain structures. Based on the notion of a magnetic potential the generalized model of the stripe structure is proposed. The calculation results are presented and analysis of them is given.

Ключевые слова: железо-иттриевый гранат, полосовая доменная структура, ось лёгкого намагничивания, магнитостатический потенциал, магнитный диполь.

Введение

Эпитаксиальные плёночные структуры (ЭС) железо - иттриевого граната (ЖИГ) на галлий - гадолиниевых подложках широко используются в резонаторах, фильтрах, шумоподавителях и пр. В связи с актуальностью практического использования ферромагнетиков в ненасыщенных режимах, теоретическим и экспериментальным исследованиям доменных структур посвящен ряд публикаций [1-6]. Это связано с расширением областей практического использования доменных структур различных типов (спиральных, полосовых, цилиндрических), и созданием новых технологий, в том числе нанотехнологий, позволяющих создавать сверхтонкие (сотни нанометров) ферромагнитные плёночные материалы. В частности, остаются актуальными вопросы возникновения полосовых доменных структур (ПДС) в ЭС ЖИГ [2]. Для визуального изучения ПДС в условиях эксперимента традиционно применяются магнитооптические методы на основе эффектов Керра и Фарадея [1].

В работе [2] исследованы условия образования регулярных и квазирегулярных ПДС в ЭС ЖИГ с кристаллографическими индексами [111]. Показано, что значительное влияние на возникновение ПДС имеют поля размагничивания, перпендикулярные (нормальные) к плоскости плёночной структуры. Также, в [2] исследованы экспериментально и определены условия образования ПДС. Возможность визуального наблюдения ПДС объяснялась наличием наклонов векторов намагниченности доменов к плоскости плёночной структуры. Наклон вектора намагниченности может быть связан с наведённой (ростовой) одноосной анизотропией, перпендикулярной плоскости ЭС. По данным авторов [2] критический угол наклона, определяющий возможность визуального наблюдения ПДС, имеет величину порядка $19,5^\circ$.

В настоящей работе предлагается подход, позволяющий создать обобщённую модель ПДС в широком диапазоне толщин ЭС. Сформулируем задачу. В приближении магнитостатики необходимо найти характер распределения векторов намагниченности в ПДС и создать математическую модель, учитывающую магнитную микроструктуру ПДС.

Теоретические замечания по использованию понятий магнитного диполя и магнитостатического потенциала

Решение поставленной задачи существенно упрощается в связи с отсутствием токов проводимости. Весьма удобным приемом для расчетов и модельных представлений процессов намагничивания тел является использование понятия «магнитный заряд» [7]. В отличие от электрического заряда «магнитный заряд» – понятие фиктивное, однако в ряде случаев такой подход позволяет существенно упростить решение задачи. В частности, можно применять правила суперпозиции полей, источниками которых являются фиктивные магнитные заряды. Таким образом, полагаем, что намагничивание образца ЖИГ осуществляется только за счет потенциальных магнитных полей, создаваемых системами магнитных зарядов.

Будем считать, что магнитный заряд конечной величины m сосредоточен в бесконечно малом объеме, не имеющем преимущественно выраженных размеров. В зависимости от знака магнитного заряда в заданной точке A окружающего пространства возникает магнитное поле с напряженностью H . Скалярный магнитостатический потенциал $\Psi(A)$ поля H выражается следующим образом:

$$\Psi(A) = \frac{m}{R},$$

где R – радиус-вектор, проведенный из магнитного полюса (магнитного заряда) m в точку наблюдения A .

Исследуемую доменную структуру можно представить в виде системы магнитных диполей, расположенных в пределах некоторых элементарных объёмов, в вершинах которых находятся точки наблюдения 1- 8. Тогда магнитостатический потенциал в месте расположения i -го диполя доменной



структуры в соответствии с принципом суперпозиции равен сумме потенциалов, создаваемых всеми остальными диполями:

$$\Psi_i = \sum_{i \neq j} \Psi_j$$

Введение скалярного потенциала Ψ является весьма эффективным подходом, упрощающим процесс решения задачи: одна функция Ψ позволяет найти три компоненты вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} в элементарном объеме. Для их определения воспользуемся выражением, связывающим \mathbf{H} со скалярным магнитостатическим потенциалом Ψ , $\mathbf{H} = -\text{grad}\Psi$. Последнее выражение можно записать в виде проекций на координатные оси через конечные приращения в каждом элементарном объёме:

$$H_x = -\frac{(\Psi_2 + \Psi_3 + \Psi_6 + \Psi_7) - (\Psi_1 + \Psi_4 + \Psi_5 + \Psi_8)}{4 \cdot \Delta x},$$

$$H_y = -\frac{(\Psi_3 + \Psi_4 + \Psi_7 + \Psi_8) - (\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_5 + \Psi_6)}{4 \cdot \Delta y},$$

$$H_z = -\frac{(\Psi_5 + \Psi_6 + \Psi_7 + \Psi_8) - (\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 + \Psi_4)}{4 \cdot \Delta z},$$

где $\Psi_1 - \Psi_8$ – магнитостатические потенциалы в точках наблюдения $l-\delta$.

Необходимо отметить, что под вектором \mathbf{H} , определяемым посредством соответствующих потенциалов, следует понимать суперпозицию векторов результирующих полей. В общем случае эти поля складываются из внешних источников магнитного поля и поля, создаваемого самой доменной структурой (т.е. вторичного поля). В рассматриваемой задаче внешними магнитными полями можно пренебречь без каких-либо потерь в общности рассуждений.

Метод анализа полосовых доменных структур

На основе подхода, представленного в п. 2, метод анализа доменных границ в ферромагнетиках предложен и апробирован в [8] на классических задачах о 180- градусных доменных границах по Блоху и Неелю. В настоящей статье на основе понятия магнитного диполя создан численный метод анализа ПДС. Исследуемая ПДС (рис. 1) разбивается трёхмерной сеткой на элементарные объёмы со своими векторами магнитных моментов, т.е. представляется в виде системы магнитных диполей. Порядковый номер элементарного объёма при разбиении ДС на элементы вдоль осей OX , OY , OZ задаётся с помощью индексов i, j, k ($i = 1, N_x; j = 1, N_y; k = 1, N_z$), соответственно.

Обозначим модуль вектора намагниченности насыщения ЖИГ через M_s , тогда магнитный момент элементарного объема в доменах и границе будет равен:

$$M_i = M_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z,$$

где соответствующие индексы опускаются.

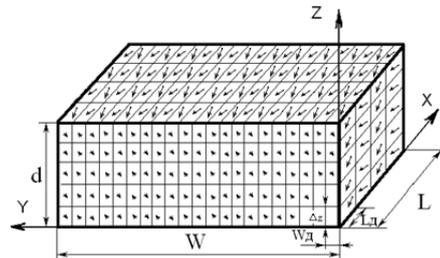


Рис. 1. Модель ПДС с разбиением на элементарные объёмы

При создании модели ПДС учитывались следующие виды энергии: магнитостатическая, обменного взаимодействия и магнитной анизотропии [3, 4].

Магнитостатическая энергия (W_{mc}) ПДС равна сумме энергий отдельных диполей в магнитном поле, создаваемом всеми остальными диполями (соответствующие индексы опущены):

$$W_{mc} = -0,5 \cdot \sum (M_x \cdot H_x + M_y \cdot H_y + M_z \cdot H_z).$$

Объемная плотность энергии магнитной анизотропии ω_A для кубического кристалла определяется следующим образом:

$$\omega_A = K_1 \cdot (\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \cdot \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \cdot \alpha_1^2) = K_1 \cdot 0,5 \cdot (1 - \alpha_1^4 - \alpha_2^4 - \alpha_3^4),$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – косинусы направляющих углов вектора магнитного момента с ОЛН. Поскольку рассматриваем одноосный кристалл, α_2 и α_3 полагаем равными нулю, K_1 – константа магнитной анизотропии. В использованном алгоритме учитывается угол α наклона оси лёгкого намагничивания к плоскости ЭС в плёнках ЖИГ типа [111]: $\alpha = \pi/2 - 2 \cdot \arctg(1/\sqrt{2})$.

Абсолютная величина энергии анизотропии W_A ДГ определяется путем суммирования по всем элементарным объемам:

$$W_A = \sum \omega_{Ai} \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Объемная плотность энергии обменного взаимодействия $\omega_{об}$ для кубического кристалла определяется следующим образом:

$$\omega_{об} = A \cdot [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2],$$

где ∇ – оператор Гамильтона в декартовой системе координат; M_s – намагниченность насыщения ЖИГ; A – константа обменного взаимодействия [8].

Абсолютная величина энергии обменного взаимодействия определяется путем суммирования по всем элементарным объемам:

$$W_{об} = \sum \omega_{об,j} \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Таким образом, полная энергия ПДС определяется суммой трех видов энергий

$$W_{сумм.} = W_{mc} + W_A + W_{об},$$

а объемная плотность энергии ПДС:



$$\omega = \frac{W_{\text{сумм.}}}{L \cdot d \cdot W}$$

Эволюция полосовых доменных структур при изменении толщины эпитаксиальной структуры ЖИГ

На рис. 2 показан вектор магнитного момента M элементарного объёма. Координаты геометрического центра элементарного объёма с индексами (i, j, k) определяются координатами $x(i), y(j), z(k)$, соответственно (рис. 1).

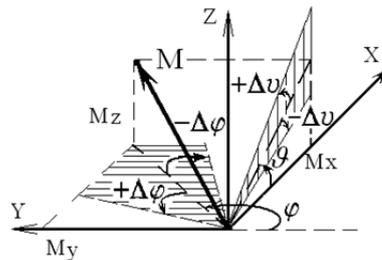


Рис. 2. Магнитный момент M элементарного объёма

Ориентация вектора M задаётся с помощью углов (азимутального $\varphi(i, j, k)$ и полярного $\mathcal{G}(i, j, k)$ на рис. 2) и выбирается из общефизических рассуждений, представленных в ряде классических работ [1, 3, 4]. Например, для направления M , совпадающего с осью OX значения углов равны: $\varphi = 90^\circ$, $\mathcal{G} = 0^\circ$. Отклонение вектора M от исходного направления задаётся углами в горизонтальной плоскости $\Delta\varphi$ и вертикальной плоскости $\Delta\mathcal{G}$. В соседних микродоменах направления векторов задаются углами: в j -том домене $\varphi_j = \varphi + \Delta\varphi_j$ и $\mathcal{G}_j = \mathcal{G} + \Delta\mathcal{G}_j$, а в $(j+1)$ -ом домене $\varphi_{j+1} = \varphi - \Delta\varphi_{j+1}$ и $\mathcal{G}_{j+1} = \mathcal{G} - \Delta\mathcal{G}_{j+1}$. В предельных случаях значения соответствующих углов равны: для доменной структуры Неелевского типа: $\Delta\varphi = \pm 90^\circ$ и $\Delta\mathcal{G} = 0^\circ$, для ДС с распределением векторов по Блоху $\Delta\mathcal{G} = \pm 90^\circ$, $\Delta\varphi = 0^\circ$.

В отличие от известных подходов, метод позволяет в явном виде учесть и оптимизировать магнитную микроструктуру ферромагнетика, поскольку ферромагнетик представляется в виде системы «магнитных стрелок»- магнитных диполей, направления которых можно задавать независимо друг от друга.

Для выявления тенденций в эволюции доменной структуры при изменении толщины плёнки необходимо решить задачу оптимизации микродоменной структуры ПДС, т.е. найти закономерности в распределении векторов магнитных моментов в каждом элементарном объёме, входящем в состав ПДС.

Сформулируем задачу оптимизации. Для различных значений толщины ЭС ЖИГ найти минимум целевой функции при варьировании азимутального

$\varphi(i, j, k)$ и полярного $\vartheta(i, j, k)$ углов ($i = 1, N_x; j = 1, N_y; k = 1, N_z$) векторов магнитных моментов в микродоменах (рис. 1) с независимым их изменением для каждого набора индексов (i, j, k) .

Задача оптимизации направлений магнитных моментов в ПДС решена для ЭС ЖИГ с намагниченностью насыщения $4 \cdot \pi \cdot M_s = 1759$ Гс в широком диапазоне толщин: от субмикронных до относительно толстых плёнок (рис. 3 и рис. 4).

На рис. 3 и рис. 4 представлены типичные распределения векторов намагниченностей в элементарных объёмах в средних сечениях доменных структур (в плоскостях XOZ и XOY). В тонких (субмикронных) ЭС векторы намагниченности остаются практически неизменными с небольшими отклонениями от исходного направления (оси OX). При увеличении толщины ЭС отклонения векторов увеличиваются.

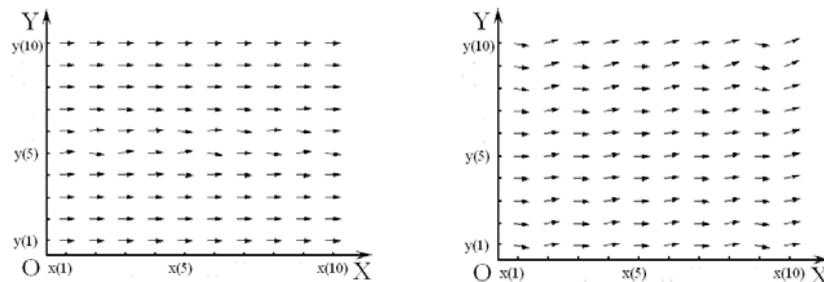


Рис. 3. Результаты решения задач оптимизации направлений векторов магнитных моментов в центральном сечении ($k = 5$) микродомена в плоскости XOY а) для ЭС толщиной 0.1 мкм; б) для ЭС толщиной 30.0 мкм

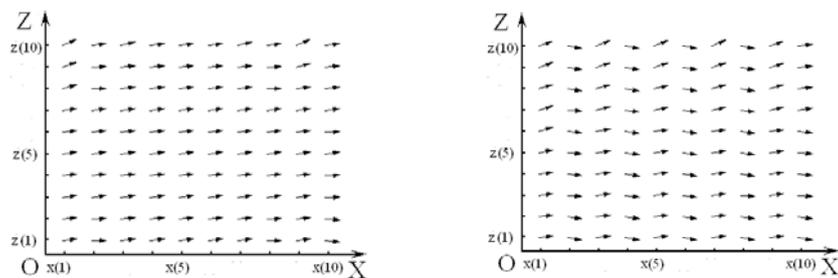


Рис. 4. Результаты решения задач оптимизации направлений векторов магнитных моментов в центральном сечении ($j = 5$) микродомена в плоскости XOZ а) для ЭС толщиной 0.1 мкм; б) для ЭС толщиной 30.0 мкм

Достоинство представленного подхода к решению задачи определения характера распределения векторов магнитных моментов в ПДС заключается в возможности независимой ориентации отдельных векторов. Это позволяет выявить тенденции в строении магнитной микроструктуры образца ЭС ЖИГ с учётом его геометрических размеров.



Для разработки эффективного алгоритма анализа ПДС необходимо на основе решения задачи оптимизации направлений отдельных векторов магнитных моментов создать регулярную модель, в которой использовались бы только две магнитные фазы. Для каждой фазы векторы отклоняются одинаковым образом, например, симметрично относительно некоторого исходного направления – оси OX .

Обобщённая модель микродоменной структуры полосовых доменов

На основе проведённых в п. 4 исследований предложена обобщённая модель микродоменной структуры. Сформулируем задачу оптимизации для исследования обобщённой модели ПДС. Целевая функция (полная энергия ПДС) включает магнитостатическую энергию, энергию анизотропии, обменную энергию [3, 4]. Для различных значений толщины ЭС ЖИГ минимум целевой функции достигается при варьировании геометрических размеров ($W_d, L_d, \Delta z$) микродоменов (элементарных объёмов на рис.1) и углов наклона (азимутального $\varphi(i, j, k)$ и полярного $\vartheta(i, j, k)$, $i = 1, N_x; j = 1, N_y; k = 1, N_z$) векторов магнитных моментов в них (рис. 3).

Таким образом, азимутальный φ и полярный ϑ углы определяются следующим образом:

$$\varphi(i, j) = \pi / 2 + (-1)^{(i+j)} \cdot \Delta\varphi ; \quad \vartheta(i, j) = (-1)^{(i+j)} \cdot \Delta\vartheta$$

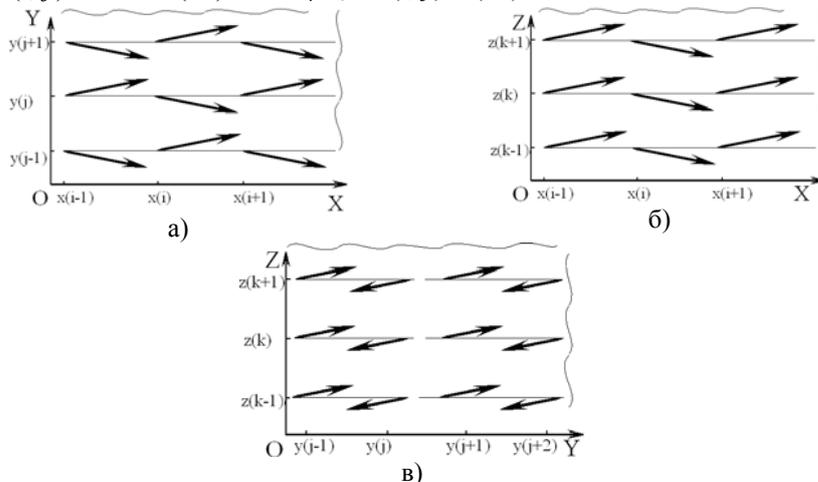


Рис. 5. Проекция векторов магнитных моментов в сечениях ДС в плоскостях:
а) XOY ; б) XOZ ; в) ZOY

Проекция векторов магнитных моментов для обобщённой модели ДС показаны на рис. 5.

На рис. 6 показано пространственное распределение магнитостатических зарядов в традиционной и обобщённой моделях ПДС. Традиционная модель [1] предполагает отклонение векторов магнитных моментов от оси OX только в плоскости ZOX . Однако из рис. 6 а) видно, что на поверхностях плёнки ЖИГ

при этом должны появиться нескомпенсированные магнитостатические заряды, создающие дополнительное магнитное поле в направлении оси OY , что не учитывается в модели [1].

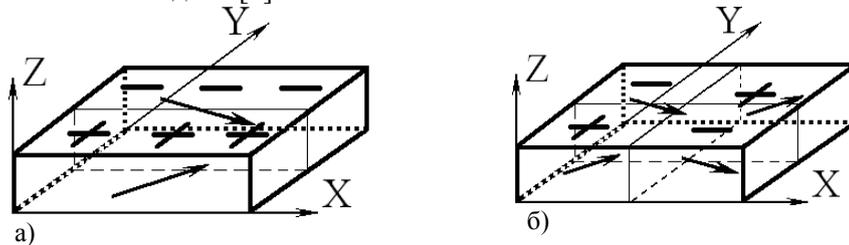


Рис. 6. Распределение магнитостатических зарядов в моделях ПДС (показаны знаками «+» и «-»): а) по [42]; б) по обобщённой модели. Стрелками показаны направления магнитных моментов в соседних микродоменах

Результаты численных экспериментов по обобщённой модели и качественные рассуждения на основе рис. 3 и 4 позволяют сделать вывод о необходимости введения чередующихся отклонений векторов магнитных моментов в микродоменах от оси OX в обеих плоскостях: ZOX и XOY . Как видно из рис. 6 б), при этом на поверхностях плёнки ЖИГ возникают магнитостатические заряды чередующихся знаков, что, очевидно, приводит к уменьшению магнитостатической энергии ПДС.

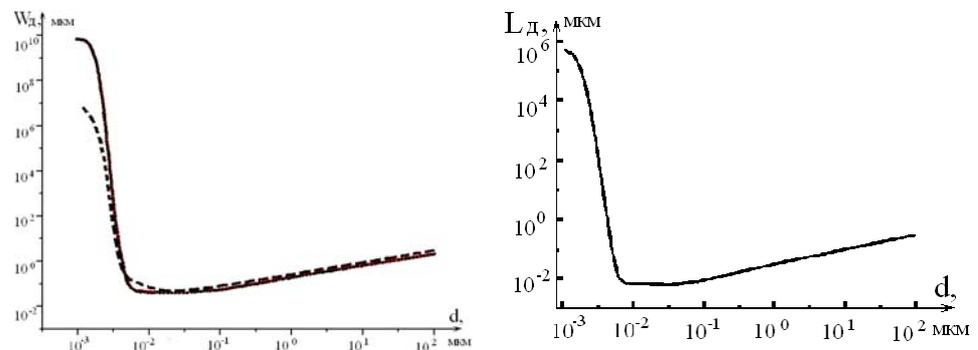


Рис. 7. Зависимости ширины доменов W_d от толщины ЭС: а) по [8] и результаты решения задачи оптимизации по обобщённой модели; б) оптимальные значения длины доменов L_d от толщины ЭС по обобщённой модели.

В качестве начальных приближений для геометрических размеров магнитной микроструктуры ЖИГ использована теоретическая оценка ширины W_d полосовых доменов в соответствии с [9].

Образец плёнки ЖИГ разбивался трёхмерной сеткой $10 \times 10 \times 10$ элементарных объёмов, размер которых соответствовал начальным приближениям по ширине и длине микродомена (элементарного объёма).



Результаты теоретических исследований обобщённой модели ПДС показаны на рис. 7 и рис. 8. Следует отметить, что оптимальные значения углов $\Delta\varphi$ и $\Delta\vartheta$ достаточно сильно отклонились от начальных приближений. Отклонения векторов магнитных моментов в микродоменах в азимутальной плоскости XOY на углы $\Delta\varphi$ имеют величины порядка 10- 20 град. в исследованном диапазоне изменения толщин ЭС. При увеличении толщины ЭС отклонения векторов в азимутальной плоскости уменьшаются, а в полярной плоскости ZOX соответствующие углы $\Delta\vartheta$ увеличиваются.

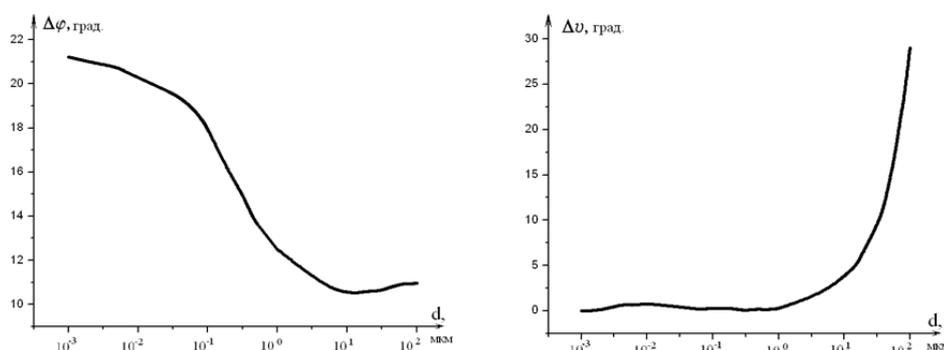


Рис. 8. Оптимальные значения азимутального $\Delta\varphi$ и полярного $\Delta\vartheta$ углов в зависимости от толщины ЭС по обобщённой модели

Заключение

Результаты расчётов подтверждают результаты экспериментов [2] о возможности визуального наблюдения с помощью магнитооптических методов тонкой структуры ПДС в ЭС ЖИГ толщиной 5-10 мкм и выше, что объясняется увеличением в таких ЭС углов наклона векторов магнитных моментов в микродоменах к плоскости ЭС.

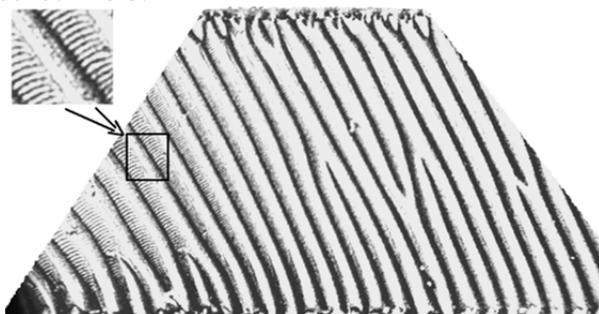


Рис. 9. Фотография полосовой доменной структуры в ЭС ЖИГ толщиной 10 мкм

На рис. 9 показана фотография *ПДС* в образце *ЭС ЖИГ* толщиной 10 мкм, полученная экспериментально с помощью магнитооптического метода в НИИ Материаловедения, г. Зеленоград. Следует обратить внимание на тонкую структуру *ПДС*, которая проявляется в виде тонких тёмных поперечных полос на светлом фоне *ПДС*, и, очевидно, связана с наличием микродоменов, имеющих различные нормальные составляющие векторов намагниченности. *ТС* до настоящего времени исследована недостаточно в связи с трудностями её экспериментального наблюдения.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод. Возникновение нормальных составляющих векторов намагниченности в *ПДС*, кроме дислокаций кристаллической решётки и наведённой анизотропии, можно объяснить наклоном оси лёгкого намагничивания к плоскости *ЭС* в плёнках *ЖИГ* с кристаллографическими индексами (111).

На основе предложенной модели *ПДС* могут быть получены уточнённые дисперсионные характеристики образцов *ЭС ЖИГ* в ненасыщенных состояниях [10, 11].

Автор выражает благодарность д-ру физ.-мат. наук Тихонову В. В. за обсуждение теоретических результатов и предоставленные фотографии *ПДС*.

Библиографические ссылки

1. *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения: Пер.с японского // М.: Мир, 1987. 419 с.
2. *Локк Э. Г., Темиряева М. П., Щеглов В. И.* Доменная структура в магнитных плёнках с намагниченностью насыщения большей поля анизотропии // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2010. Т74. №10. С.1413-1415.
3. *Кринчик Г. С.* Физика магнитных явлений // М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. 367 с.
4. *Филиппов Б. Н., Танкеев А. П.* Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой // М.: Наука, 1987. 216 с.
5. *Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. Н.* Влияние наведённой одноосной анизотропии на доменную структуру и фазовые переходы плёнок железа - иттриевого граната // Физика твёрдого тела, 1999, т.41, вып.11, с.2034-2041.
6. *Тихонов В. В.* Магнитостатические волны в ненасыщенных плёнках *ЖИГ* в присутствии доменной структуры // Гетеромагнитная микроэлектроника. - 2009. - №7. - С.24-35.
7. *Сапожников А. Б.* Теоретические основы электромагнитной дефектоскопии металлических тел: в двух томах // Томск: Изд. Томского ун-та. 1980, Т. 1. 308 с.
8. *Хвалин А. Л.* Магнитостатические модели 180-градусных доменных границ в одноосных плёнках *ЖИГ* // Антенны. - 2011. - №11. - С.51-57.
9. *Malek Z., Kambersky V.* On the theory of the domain structure of thin film of magnetically iniaxial materials // Czechosl. J. Phvs. 1958. Vol 8. N 4. P. 416-422.
10. *Хвалин А. Л.* Дисперсионные соотношения для слоистых ферритосодержащих структур в прямоугольном волноводе // Вестник Тихоокеанского государственного университета. - 2010. - №1(16). - С. 73-80.
11. *Хвалин А. Л.* Метод поверхностной магнитной проницаемости в решении задачи анализа слоистых феррито- содержащих структур // Вестник Тихоокеанского государственного университета. - 2009. - №4(15). - С. 25-30.