

ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Ю. И. Джежеря, А. И. Товстолыткин*

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины
03142, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 10 апреля 2008 г.

Работа посвящена теоретическому исследованию магнитных и резонансных свойств тонких пленок в области перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние в условиях, когда магнитный переход является фазовым переходом первого рода. Показано, что при наложении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки энергетически выгодным может оказаться возникновение специфической доменной структуры, состоящей из доменов сосуществующих парамагнитной и ферромагнитной фаз. Рассчитаны параметры равновесной системы полосовых фазовых доменов и их зависимости от температуры, магнитного поля и характеристик материала. Рассмотрены особенности спектров магнитного резонанса в условиях сформированных полосовых фазовых доменов. Получено выражение для зависимости резонансного поля системы ферромагнитных доменов от намагниченности и температуры. Показано, что переменное внешнее поле способно выполнять ориентационную функцию при формировании полосовых фазовых доменов.

PACS: 75.70.-i, 75.30.Kz, 76.50.+g

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросы, связанные с сосуществованием фаз в процессе магнитных фазовых переходов (ФП) первого рода, привлекают внимание исследователей начиная с 60-х годов двадцатого столетия [1–3]. В последнее время интерес к ним существенно усилился в связи с наблюдением ФП первого рода в материалах, являющихся перспективными для применения в устройствах магнитной записи и считывания информации [4–6]. Следует также отметить, что стремительное развитие экспериментальных методик, наблюдающееся в последние годы, позволило глубже взглянуть на эффекты, сопровождающие ФП первого рода и, в свою очередь, привело к необходимости их более детального анализа и осмысления [7–9].

В работах [1, 2, 10–12] было показано, что при определенном соотношении между обменными, упругими и магнитоупругими константами магнетика ФП между парамагнитным (PM) и

ферромагнитным (FM) или антиферромагнитным (AFM) состояниями может происходить как ФП первого рода. Характер перехода из неупорядоченного (парамагнитного) состояния в магнитоупорядоченное может быть определен из вида кривых Арротта–Белова [3, 13]. Критерий, позволяющий определить, будет ли такой переход фазовым переходом первого рода, был предложен в работах [1, 14]. Был сделан вывод о том, что род магнитного перехода определяется степенью зависимости обменной энергии от межатомного расстояния.

Фазовые переходы между двумя магнитоупорядоченными состояниями (ферромагнитное, антиферромагнитное, ферримагнитное и т.п.) также могут реализовываться как ФП первого рода [1, 6, 8, 12, 15–17]. Так, к настоящему времени довольно хорошо изучен магнитный ФП первого рода из AFM- в FM-состояние, наблюдающийся с повышением температуры в таких веществах как $Mn_{2-x}Cr_xSb$ [18], $FeRh$ [6], Mn_3GaC [19] и др. Теорию таких переходов впервые дал Киттель [20].

*E-mail: atov@imag.kiev.ua

Он показал, что ФП первого рода обусловлен изменением знака обменного взаимодействия между подрешетками за счет теплового расширения кристаллической решетки. Идеи Киттеля получили дальнейшее развитие в работах [12, 21–25].

Для ФП первого рода характерно наличие режима смешанных фаз, т. е. температурной области, в которой обе фазы сосуществуют. При быстром повышении или понижении температуры наблюдается температурный гистерезис, который также часто используется для идентификации ФП первого рода [10, 14].

В процессе ФП первого рода переход из одной фазы в другую осуществляется путем образования зародышей новой фазы. Механизмы зародышеобразования детально анализировались в работах [10, 12, 26]. Наиболее благоприятными для образования зародышей являются области образца, содержащие разного рода дефекты (структуры, состава), а также участки поверхности. В особо совершенных структурах может превалировать флуктуационный механизм зародышеобразования. Устойчивый по отношению к флуктуационному развитию рост зародышей наступает только при превышении некоторого критического размера [10]. В работах [11, 26] показано, что критерий образования устойчивых зародышей («закритические» зародыши) более жесткий, чем критерий существования ФП первого рода.

На первом этапе развития зародышей их форма обычно близка к сферической, что связано с влиянием поверхностного натяжения на границе раздела старой и новой фаз. В процессе дальнейшего роста вклад поверхностной энергии становится менее существенным, а оптимальная ориентация и форма зародышей полностью определяются требованием минимума энергии системы [10, 27, 28]. Так, модельные расчеты, выполненные в работе [27], показывают, что в случае приложения внешнего магнитного поля зародышам выгодно приобретать форму эллипсоидов, вытянутых вдоль направления поля. В ряде случаев наиболее выгодной формой зародышей оказывается пластинчатая [7, 28].

Кинетику ФП первого рода удобно исследовать с помощью резонансных методик [27, 29]. Эффективность таких методик была продемонстрирована при исследовании замещенных перовскитовых манганитов, в которых переходы первого рода встречаются довольно часто и играют важную роль в формировании их свойств [30–33]. В этих материалах информативным также является исследование электрических и магниторезистивных свойств, так как различные магнитные фазы имеют различный ха-

рактер температурной зависимости электрического сопротивления [4, 29, 34–36].

В работе [27] сделан вывод, что сосуществующие фазы нельзя рассматривать как независимые и что взаимное влияние фаз может существенно изменять свойства системы. Базируясь на результатах модельных расчетов для случая перехода РМ–ФМ первого рода, авторы показывают, что учет взаимного влияния сосуществующих фаз приводит к качественно изменению температурной зависимости резонансных полей каждой из фаз. Так, резонансное поле РМ-фазы становится зависимым от формы образца, объемной доли ФМ-фазы и ее намагниченности насыщения. Для случая сферических образцов резонансное поле РМ-фазы увеличивается с понижением температуры, а резонансное поле ФМ-фазы сначала уменьшается, а потом приближается к значению, характерному для однородно намагниченного ферромагнитного образца. Экспериментальные данные находятся в согласии с результатами модельных расчетов [30, 32, 37–39].

Для визуализации процессов зародышеобразования весьма информативным является использование магнитной силовой микроскопии [6, 7] или сканирующей электронной микроскопии с поляризационным анализом [5], а также сканирование образца с применением микродатчика Холла [40, 41]. Применение таких методик позволило исследовать динамику ФП первого рода в различных классах материалов. Так, в работе [7] изучался переход РМ–ФМ в сплаве $Gd_5(Si_xGe_{1-x})_4$, который интересен как материал с гигантскими магнитострикцией, магнитосопротивлением и магнитокалорическим эффектом. В работах [6, 29, 40, 42] приведены результаты исследования переходов АФМ–ФМ в псевдобинарных сплавах $CeFe_2$, системе Fe–Rh, а также в замещенных перовскитовых манганитах. Была изучена динамика взаимопревращения фаз при изменении температуры, магнитного поля и с течением времени. Показано, что, несмотря на существенные различия в химическом составе материалов, их структуре, виде магнитного упорядочения и т. п., процессы образования и роста зародышей новой фазы имеют общие черты.

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что протекание магнитных ФП первого рода в пленочных образцах имеет свои особенности [5, 10, 26, 43]. Изучению процесса зародышеобразования и протекания магнитного фазового перехода первого рода (РМ–ФМ, АФМ–ФМ) в пленочном материале при наличии внешнего поля посвящены работы [10, 12, 26]. В них показано, что в образце конечных размеров в переходной области темпе-

ратур возникает специфическая доменная структура, состоящая из доменов сосуществующих фаз. В дальнейшем при описании такого промежуточного состояния мы будем употреблять термин фазовая доменная структура (ФДС), чтобы подчеркнуть отличие от обычной доменной структуры, наблюдающейся в магнитоупорядоченных материалах. В работах [10, 26] было показано, что в тонких пленках ФДС представляет собой систему узких полосовых доменов. На основании решения вариационных уравнений был определен характер распределения намагниченности и найдены условия, когда формирование ФДС становится энергетически выгодным.

К сожалению, ряд вопросов, касающихся, в частности, связи периода ФДС с параметрами материала, зависимости параметров ФДС от температуры и внешнего поля к настоящему времени не нашли должного объяснения.

Целью данной работы является нахождение условий формирования ФДС в тонких пленках, намагниченных перпендикулярно их плоскости, расчет параметров равновесной системы полосовых фазовых доменов и их зависимости от температуры, магнитного поля и характеристик материала, а также выяснение особенностей спектров магнитного резонанса в условиях сформированных полосовых фазовых доменов.

2. УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ФДС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

В работе [27] показано, что магнитные конфигурации, возникающие в процессе магнитного ФП первого рода, определяются формой образца и направлением внешнего магнитного поля. Проиллюстрируем данное утверждение на простейшем примере, когда образец имеет плоскую форму и выполнен из материала, в котором наблюдается магнитный ФП первого рода.

На рис. 1 схематически представлена зависимость термодинамического потенциала от намагниченности при различных температурах. При температуре T_0 термодинамический потенциал ФМ-фазы сравнивается с термодинамическим потенциалом РМ-фазы в точке $M_0(T_0)$. Это говорит о том, что в отсутствие внешнего магнитного поля при температуре $T_2 < T_0$ энергетически выгодным является ФМ-состояние вещества, а при $T_1 > T_0$ — РМ-состояние.

Внешнее магнитное поле и форма образца способны существенным образом влиять на температу-

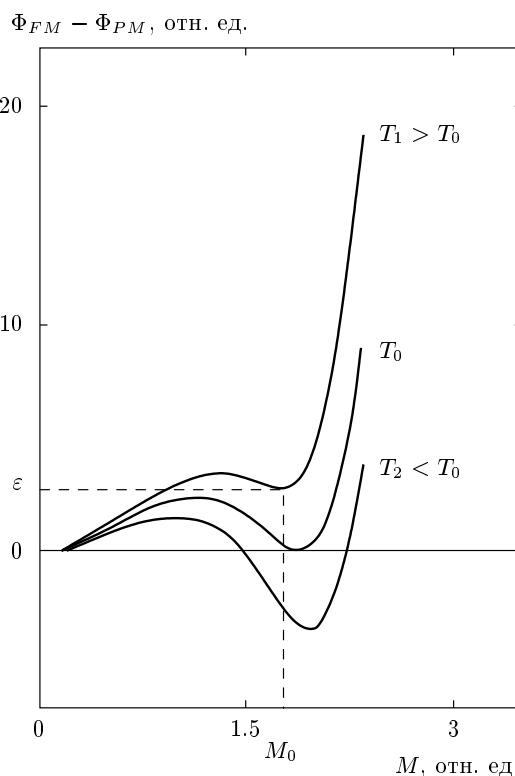


Рис. 1. Схематический характер зависимости термодинамического потенциала ФМ-фазы от намагниченности при различных температурах для материала с магнитным ФП первого рода

ру начала фазового перехода и характер магнитных конфигураций системы.

Будем полагать, что при определенных значениях температуры T и внешнего поля H выполняются условия

$$0 < \frac{M_0 H - \varepsilon}{2\pi M_0^2} < 1, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \Phi_{FM}^0 - \Phi_{PM}^0 > 0$ (см. рис. 1), Φ_{FM}^0 — термодинамический потенциал ферромагнитной фазы в состоянии с M_0 в отсутствие внешнего магнитного поля и магнитоэлектростатического поля рассеивания, Φ_{PM}^0 — термодинамический потенциал парамагнитной фазы, который слабо зависит от магнитного поля.

Рассмотрим более детально зависимость термодинамического потенциала при температуре выше точки фазового перехода ($T > T_0$) для различной ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки. В отсутствие внешнего поля термодинамический потенциал РМ-фазы имеет меньшую величину, чем Φ_{FM}^0 в состоянии с намагниченностью M_0 . Таким образом, для спонтанного перехода ве-

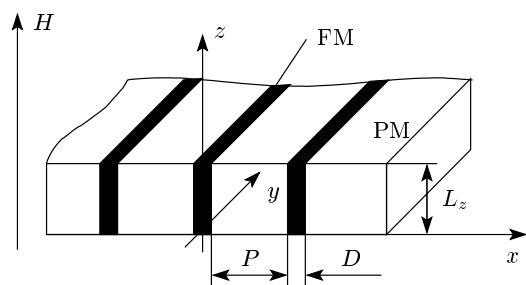


Рис. 2. Схематическое изображение фрагмента пленки с ферромагнитными фазовыми доменами

щества в FM-состояние без внешнего поля нет оснований. То же касается и случая, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости пленки: термодинамический потенциал FM-пленки будет равен

$$\Phi_{FM}^{\perp} = \Phi_{FM} - HM + 2\pi M^2.$$

Здесь $2\pi M^2$ — собственная магнитостатическая энергия перпендикулярно намагниченной пленки [44]. Согласно условию (1), как и в отсутствие внешнего поля, образование магнитной конфигурации с однородной перпендикулярной намагниченностью энергетически не выгодно. Напротив, переход пленки в FM-состояние в продольном поле может оказаться энергетически более выгодным, чем пребывание в PM-состоянии. Термодинамический потенциал в этом случае равняется:

$$\Phi_{FM}^{\parallel} = \Phi_{FM} - HM.$$

Покажем, что при определенных условиях магнитный ФП первого рода в перпендикулярном поле может сопровождаться формированием системы фазовых доменов. Рассмотрим характер протекания такого ФП в пленке, находящейся в перпендикулярном магнитном поле.

Как показано выше, при выполнении условия (1) пленка в перпендикулярном поле не может находиться в FM-состоянии, намагниченном до насыщения. Однако в такой ситуации возможно формирование фазовой доменной структуры, состоящей из чередующихся слоев PM- и FM-фаз (рис. 2). Действительно, если расстояние P между FM-слоями, изображенными на рисунке, велико, а их толщина D значительно меньше толщины пленки L_z , то магнитостатические поля рассеивания в однородно намагниченных FM-слоях близки к нулю. Поскольку на этой стадии доля ферромагнитной фазы мала, незначительным по сравнению с зеемановским вкладом будет и влияние магнитостатического поля от доменной структуры.

При этом в главном приближении полная энергия внутри такого плоского слоя в пересчете на единицу объема равна:

$$\Phi_{FM} \approx \Phi_{FM}^0 - HM_0 < \Phi_{PM}, \quad (2)$$

что указывает на энергетическое преимущество данного состояния перед однородной парамагнитной фазой.

3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНОЙ СИСТЕМЫ ПОЛОСОВЫХ ФАЗОВЫХ ДОМЕНОВ

Безусловно, для корректного энергетического анализа неоднородного состояния (см. рис. 2) необходим учет взаимодействия между соседними ферромагнитными слоями и вкладов межфазных границ. Такой расчет составляет содержание данного раздела.

Пределы применимости теории сформулируем в виде

$$P, L_z \gg D. \quad (3)$$

Соотношение (3) показывает, что теория описывает ту стадию фазового перехода, когда зародыши уже перешли в закритическую фазу, образовав полосовые домены, но при этом толщина доменов остается незначительной. В дальнейшем будет указано, при каких соотношениях между параметрами системы и внешнего поля выполняется это условие.

Наша задача заключается в определении зависимости равновесных ширины D и периода фазовых доменов P от внешнего поля и разности термодинамических потенциалов ϵ как функции температуры.

С математической точки зрения для определения равновесных значений этих параметров следует выразить через них разность энергий пленки с системой полосовых фазовых доменов и пленки в парамагнитном состоянии, а затем найти условия минимума этой разности. При проведении расчетов будем пренебрегать незначительными краевыми эффектами, которые приводят к изменению толщины доменов и отклонению вектора намагниченности от направления внешнего поля вблизи поверхности пленки.

Разность энергий, учитывающая основные виды взаимодействий равняется:

$$\Delta E = \int_{V_{FM}} dv \left((\epsilon - M_0 H) - \frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}_m \right) + 2\sigma \frac{V}{P}, \quad (4)$$

где интегрирование проводится по объему ферромагнитной фазы V_{FM} , $\mathbf{M} = M_0\mathbf{e}_z$ — вектор намагниченности FM-домена, \mathbf{H}_m — магнитостатическое поле системы, V — объем пленки. Последнее слагаемое в формуле (4) учитывает энергию межфазных границ. При записи (4) мы пренебрегли магнитными свойствами PM-состояния и анизотропией FM-фазы.

Поскольку в работе рассматривается система равномерно распределенных одинаковых доменов, интеграл (4) можно записать в виде суммы N одинаковых членов:

$$\Delta E = NE_0, \quad E_0 = \int_{V_0} dv \left((\varepsilon - M_0H) - \frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_m \right) + 2\sigma\frac{V_0}{D}, \quad (5)$$

где V_0 — объем фазового домена. Для простоты будем полагать, что плоскость, проходящая через центр этого домена, имеет координату $x = 0$.

Наибольшую сложность представляет вычисление магнитостатического поля \mathbf{H}_m , действующего в FM-доме. Оно складывается из поля рассеяния данного домена \mathbf{H}_m^i и полей, создаваемых соседними FM-доменами, \mathbf{H}_m^e (индекс « i » обозначает собственное магнитостатическое поле, а индекс « e » — внешнее).

Рассматривая FM-домеи в качестве предельного случая эллипсоида с однородным распределением намагниченности, представим его собственное магнитостатическое поле в виде

$$\mathbf{H}_m^i = -4\pi n_z M_0 \mathbf{e}_z, \quad (5a)$$

где n_z — размагничивающий коэффициент FM-слоя. Если рассматривать FM-домеи как предельный случай эллипсоида с полуосями $a = D/2$, $b = L_y/2$, $c = L_z/2$, то значение n_z можно вычислить по формуле (см. [45])

$$n_z = \frac{DL_yL_z}{16} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + (L_z/2)^2) \sqrt{(s + (D/2)^2)(s + (L_y/2)^2)(s + (L_z/2)^2)}}. \quad (5b)$$

В пределе $L_y \gg L_z > D$ значение размагничивающего коэффициента равняется $n_z = D/L_z$.

Для определения влияния соседей на поле, действующее в данном домее, введем магнитостатический потенциал ψ , связанный с напряженностью поля соотношением

$$\mathbf{H}_m^e = \nabla\psi, \quad \nabla = \mathbf{e}_x\partial_x + \mathbf{e}_y\partial_y + \mathbf{e}_z\partial_z. \quad (6)$$

Потенциал ψ вычисляется на основании уравнений магнитостатики и имеет вид

$$\psi(x, z) = M_0D \ln \left\{ \prod_{n=1}^\infty \frac{(x - nP)^2 + (z - L_z/2)^2}{(x - nP)^2 + (z + L_z/2)^2} \times \frac{(x + nP)^2 + (z - L_z/2)^2}{(x + nP)^2 + (z + L_z/2)^2} \right\}, \quad (7)$$

где n — номер домена. При записи формулы (7) учтено, что магнитостатический потенциал определен на таком расстоянии от доменов, которое значительно превышает их ширину: $|x \pm nP| \gg D$.

Поскольку намагниченность в домееи однородна, интеграл (5) легко вычисляется и в пределе $P \gg D$ приводится к виду

$$\frac{\Delta E}{V} = -(HM_0 - \varepsilon)\frac{d}{p} + 2M_0^2\frac{d^2}{p} \left\{ \pi + \ln \left(\frac{p}{\pi} \operatorname{sh} \left(\frac{\pi}{p} \right) \right) \right\} + 2\frac{\sigma/L_z}{p}, \quad (8)$$

где $d = D/L_z$, $p = P/L_z$ — соответственно ширина фазового домена и период полосовой доменной структуры, нормированные на толщину пластины. При записи формулы (8) использовано соотношение

$$\prod_{n=1}^\infty \left(1 + \left(\frac{a}{n} \right)^2 \right) = \frac{1}{\pi a} \operatorname{sh}(\pi a)$$

(см. [46]).

Условие применимости соотношений (7) и (8), а следовательно, и представленной теории определяется неравенством $D \ll P, L_z$. Однако, если ограничиться случаем

$$P \gg L_z \gg D, \quad (9)$$

то можно существенно упростить расчеты и определить значения ширины и периода фазовых доменов в аналитическом виде.

При выполнении условия (9) выражение (8) преобразуется к виду

$$\frac{\Delta E}{V} = -(HM_0 - \varepsilon) \frac{d}{p} + 2\pi M_0^2 \frac{d^2}{p} \left\{ 1 + \frac{\pi}{6p^2} \right\} + 2 \frac{\sigma/L_z}{p}. \quad (10)$$

Рассматривая d и p как переменные величины, продифференцируем по ним выражение (10) и найдем условия минимума энергии:

$$d = \frac{HM_0 - \varepsilon}{4\pi M_0^2 (1 + \pi/6p^2)}, \quad (11)$$

$$\frac{\pi}{6p^2} = \left\{ \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{32\pi\sigma/L_z} + 1 \right)^2 + \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{16\pi\sigma/L_z} - 1 \right) \right\}^{1/2} - \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{32\pi\sigma/L_z} + 1 \right), \quad (12)$$

где введено обозначение $H_{\parallel} = \varepsilon/M_0$ — продольное поле, при котором происходит ФП.

Соотношения (11) и (12) дают ответ на вопрос об условиях формирования системы полосовых фазовых доменов. Из уравнения (12) следует, что доменная структура начинает формироваться и ее период принимает конечное значение после того, как перпендикулярное магнитное поле превысит некоторое пороговое значение H_{\perp} , которое определяется условием

$$H_{\perp} = H_{\parallel} + \sqrt{16\pi\sigma/L_z}. \quad (13)$$

Соотношение (13) позволяет более точно сформулировать условия, при которых можно ожидать появление системы полосовых фазовых доменов в пленке при наличии перпендикулярного внешнего поля:

$$\sqrt{\frac{4\sigma/L_z}{\pi M_0^2}} < \frac{M_0 H - \varepsilon}{2\pi M_0^2} < 1. \quad (14)$$

Из этого выражения следует, что зарождение фазовых доменов происходит в более сильных полях, чем было указано в условии (2) на основе качественного анализа. Как и следовало ожидать, зеэмановская энергия намагниченности во внешнем поле должна иметь избыток, для того чтобы стало возможным формирование межфазных границ и ФМ-доменов. Отметим, что в толстых пленках, когда роль энергии межфазной границы становится несущественной, т. е. $\sigma/(L_z M_0^2) \rightarrow 0$, приближенный (2) и точный (14) критерии совпадают.

Из соотношения (13) можно получить информацию о собственных параметрах материала. Несложно заметить, что поверхностная энергия межфазных границ определяется соотношением

$$\sigma = L_z \frac{(H_{\perp} - H_{\parallel})^2}{16\pi}, \quad (15)$$

где H_{\parallel} — значение продольного поля, при котором происходит фазовый переход в пленке, H_{\perp} — значение поперечного поля, при котором начинается формирование системы фазовых доменов. После введения продольного и поперечного полей соотношение (12) выражается через величины, допускающие экспериментальное наблюдение:

$$\frac{\pi}{6p^2} = \left\{ \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{2(H_{\perp} - H_{\parallel})^2} + 1 \right)^2 + \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{(H_{\perp} - H_{\parallel})^2} - 1 \right) \right\}^{1/2} - \left(\frac{(H - H_{\parallel})^2}{2(H_{\perp} - H_{\parallel})^2} + 1 \right). \quad (16)$$

Введя обозначение $\xi = (H - H_{\parallel})/(H_{\perp} - H_{\parallel})$, перепишем уравнения (11) и (16) в виде

$$d = \frac{(H_{\perp} - H_{\parallel})}{4\pi M_0} \frac{\xi}{1 + \pi/6p^2}, \quad (17)$$

$$\frac{\pi}{6p^2} = \sqrt{\left(\frac{\xi^2}{2} + 1 \right)^2 + (\xi^2 - 1)} - \left(\frac{\xi^2}{2} + 1 \right). \quad (18)$$

Из уравнения (17) следует, что при зарождении доменной структуры, когда магнитное поле превысит значение H_{\perp} , ширина доменов уже будет иметь конечное значение:

$$d_{min} \equiv \frac{D_{min}}{L_z} = \frac{H_{\perp} - H_{\parallel}}{4\pi M_0} = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi M_0^2 L_z}}. \quad (19)$$

Следует отметить, что в толстых пленках на межфазные границы всегда приходится незначительный объем домена, поскольку

$$\frac{l}{D_{min}} = \sqrt{\frac{\pi M_0^2 l^2}{L_z \sigma}},$$

где l — ширина доменной стенки.

На рис. 3 приведены зависимости периода распределения фазовых доменов p и их ширины d от параметра ξ , включающего в себя внешнее магнитное поле. Рисунок 4 показывает зависимость средней намагниченности $\langle M \rangle = M_0 d/p$ пленки от этого же параметра. Расчет произведен в соответствии с формулами (17) и (18) для случая $d_{min} = 0.2$. Точка начала отсчета $\xi = 0$ совпадает с условием ФП в продольном поле. Область применимости приближений, использованных для вывода уравнений (17) и (18) (см. (3) и (9)), обозначена штриховкой.

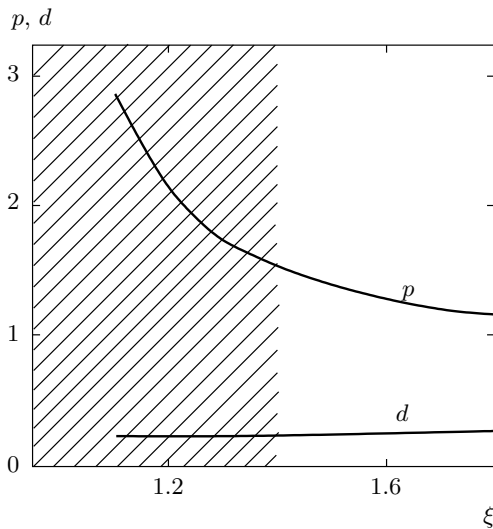


Рис. 3. Зависимости периода распределения фазовых доменов p и их ширины d от параметра ξ , включающего в себя внешнее магнитное поле

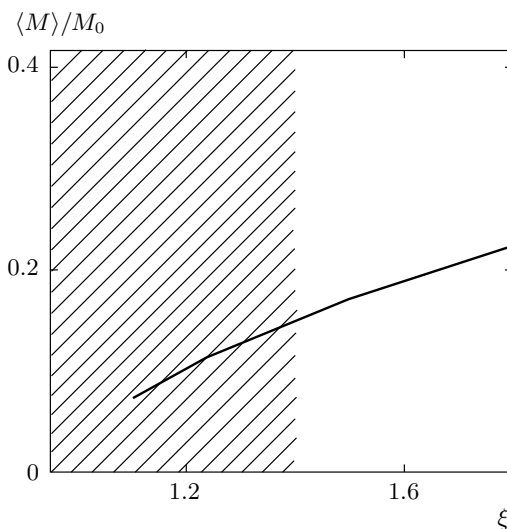


Рис. 4. Зависимость нормированной средней намагниченности пленки $\langle M \rangle / M_0$ от параметра ξ

4. МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ФАЗОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

Наиболее чувствительным методом, позволяющим проследить зарождение и развитие ФМ-фазы, является исследование спектров магнитного резонанса. В случае, когда в системе сосуществуют РМ- и ФМ-фазы, спектр резонансного поглощения состоит из линий парамагнитного (PMR) и ферромагнит-

ного (FMR) резонансов. В настоящем разделе будут рассмотрены особенности FMR и PMR для исследуемой структуры (см. рис. 2) на стадии закритических зародышей. После того как равновесные параметры системы были определены в разд. 3, определение резонансных полей не составляет большого труда.

Поскольку рассматривается ситуация, когда доля ФМ-фазы незначительна, магнитостатические поля рассеяния от соседних ФМ-доменов можно не учитывать. Данное замечание позволяет упростить задачу и, если рассматривать полосовой домен как предельный случай однородно намагниченного эллипсоида, воспользоваться формулами Киттеля [44] для частоты FMR:

$$H_{\Omega} = \sqrt{(H + 4\pi M_0(n_x - n_z))(H + 4\pi M_0(n_y - n_z))}, \quad (20)$$

где $H_{\Omega} = \Omega/\gamma$, $\gamma = 2\mu_0/\hbar$, Ω — частота внешнего электромагнитного поля, μ_0 — магнетон Бора, n_i — коэффициенты размагничивания, которые в нашем случае равны

$$n_y = 0, \quad n_z = d, \quad n_x = 1 - d. \quad (21)$$

Из формул (20) и (21) следует, что выражение для резонансной частоты ФМ-образований имеет вид

$$H_{\Omega} = \sqrt{(H + 4\pi M_0(1 - 2d))(H - 4\pi M_0 d)}, \quad (22)$$

где $d \approx (HM_0 - \varepsilon)/4\pi M_0^2$ (см. (17) и (19)).

Разрешив уравнение (22) относительно H , находим, что поле ферромагнитного резонанса определяется выражением

$$H_{FMR} = \sqrt{H_{\Omega}^2 + (2\pi M_0)^2(1 - 2d)^2} - 2\pi M_0(1 - 3d). \quad (23)$$

В принятом приближении, когда $d = D/L_z \ll 1$, значение поля FMR ниже поля парамагнитного резонанса, $H_{FMR} < H_{PMR} = H_{\Omega}$. Поэтому при понижении температуры системы процесс зарождения полосовых фазовых доменов проявляет себя путем возникновения дополнительной низкополевой резонансной моды. Вероятно, подобный процесс наблюдался авторами работы [47] в монокристаллических образцах.

5. ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ FMR ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

В ряде экспериментальных работ отмечено, что температурная зависимость резонансного поля FMR

имеет немонотонный характер. В начале фазового перехода наблюдается его понижение, а затем при удалении от точки фазового перехода по температурной шкале в область низких температур наблюдается увеличение резонансного поля [38, 39, 48]. Этот эффект можно легко объяснить на основании представленной теории.

Действительно, после того как FM-зародыши перешли в закритическую фазу и сформировали решетку полосовых фазовых доменов, их резонансная частота определяется соотношением (23). Чтобы построить температурную зависимость H_{FMR} в явном виде, представим значение разности термодинамических потенциалов ε как разложение по температуре:

$$\varepsilon = k\tau, \quad \tau = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad (24)$$

где T_0 — температура фазового перехода в отсутствие внешнего поля, k — коэффициент пропорциональности, который зависит от свойств материала.

Из соотношения $\varepsilon = H_{\parallel}M_0$ и выражений (13), (24) следует, что температура фазового перехода зависит от величины и направления магнитного поля:

$$\begin{aligned} T_{\perp} &= T_0 \left(1 + k^{-1}M_0 \left(H - \sqrt{16\pi\sigma/L_z} \right) \right), \\ T_{\parallel} &= T_0 (1 + k^{-1}M_0H), \end{aligned} \quad (25)$$

где T_{\perp} , T_{\parallel} — значения температур начала фазового перехода соответственно в перпендикулярном и параллельном полях.

Поскольку поверхностная энергия σ определяется экспериментально из исследования полевой зависимости фазового перехода при фиксированной температуре (15), значение k можно найти путем температурных исследований фазового перехода при постоянном значении магнитного поля:

$$k = \frac{T_0 M_0 (H_{\perp} - H_{\parallel})_{T=\text{const}}}{(T_{\parallel} - T_{\perp})_{H=\text{const}}}. \quad (26)$$

Для непосредственного определения температурной зависимости резонансного поля подставим (24) в соотношение (23) и в приближении $d \ll 1$ получим

$$\begin{aligned} H_{FMR} &= H_{FMR}^0 + \frac{M_0 H_{FMR}^0 - k(T - T_0)}{2M_0} \times \\ &\times \left(3 - \frac{2\pi M_0}{\sqrt{(2\pi M_0)^2 + H_{\Omega}^2}} \right), \\ H_{FMR}^0 &= \sqrt{H_{\Omega}^2 + (2\pi M_0)^2} - 2\pi M_0. \end{aligned} \quad (27)$$

Как и следовало ожидать, при понижении температуры значение резонансного поля возрастает.

Этот результат соответствует экспериментальным данным [38, 39]. В конечном итоге, после полного перехода системы в ферромагнитное состояние резонансное поле станет равным

$$H_{FMR} = H_{\Omega} + 4\pi M_0, \quad (28)$$

что соответствует случаю однородно намагниченной ферромагнитной пленки, плоскость которой ориентирована перпендикулярно внешнему магнитному полю [44].

6. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ДОМЕНОВ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Очевидно, что система полосовых фазовых доменов является лишь одной из многих конфигураций доменных структур, которые могут возникнуть в результате фазового перехода в магнитном поле. Чтобы выделить эту конфигурацию из всего многообразия и стимулировать ее формирование, необходимы дополнительные факторы. Такими факторами могут стать, например, анизотропия в плоскости, аппликации на поверхности пленки или поверхностные дефекты.

Однако процессом формирования полосовой системы фазовых доменов можно эффективно управлять высокочастотным внешним полем, которое является неперменным атрибутом при проведении резонансных исследований. Покажем, что в условиях FMR с энергетической точки зрения более выгодным является формирование доменов, плоскость которых ориентирована перпендикулярно высокочастотному внешнему полю.

Будем полагать, что переменное поле $\mathbf{h} \propto e^{i\omega t}$ направлено в плоскости пленки. При этом компонента $h_x = h_{\perp}$ ориентирована перпендикулярно плоскости домена, а компонента $h_y = h_{\parallel}$ параллельно ей. Переменные поля приводят к малым однородным колебаниям намагниченности в домене. Эти колебания определяются уравнениями Ландау–Лифшица [44, 45].

В линейном приближении по малым возмущениям эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} H_1 m_x - iH_{\omega} m_y &= M_0 h_{\perp}, \\ iH_{\omega} m_x + H_2 m_y &= M_0 h_{\parallel}, \\ H_1 &= H + 4\pi M_0 (n_x - n_z), \\ H_2 &= H - 4\pi M_0 n_z, \quad H_{\omega} = \omega/\gamma. \end{aligned} \quad (29)$$

Из них находим

$$\begin{aligned} m_x &= \chi_{xx} h_{\perp} + i\chi_{xy} h_{\parallel}, \\ m_y &= \chi_{yy} h_{\parallel} - i\chi_{xy} h_{\perp}, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= M_0 H_2 / (H_1 H_2 - H_{\omega}^2), \\ \chi_{yy} &= M_0 H_1 / (H_1 H_2 - H_{\omega}^2), \\ \chi_{xy} &= M_0 H_{\omega} / (H_1 H_2 - H_{\omega}^2) \end{aligned}$$

— компоненты тензора высокочастотной восприимчивости.

Энергия отдельного ферромагнитного домена при однородном распределении намагниченности, включая зеемановский и магнитодипольный вклады, дается выражением

$$E^M = \int_{V_{FM}} dV \{ -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + 2\pi(n_x m_x^2 + n_z M_z^2) \}, \quad (31)$$

где интегрирование проводится по объему ФМ-домена.

Поскольку модуль магнитного момента в ферромагнитной фазе является величиной постоянной, из трех компонент намагниченности независимыми являются только две. Так как в основном состоянии домен намагничен вдоль оси z , имеем

$$M_z \approx M_0 - \frac{m_x^2 + m_y^2}{2M_0}.$$

При этом выражение (31) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} E^M &= E_0^M + \\ &+ V_{FM} \left\{ \left(\frac{H_1}{M_0} \right) \frac{m_x^2}{2} + \left(\frac{H_2}{M_0} \right) \frac{m_y^2}{2} - \mathbf{h} \cdot \mathbf{m} \right\}, \quad (32) \\ E_0^M &= V_{FM} \{ -M_0 H + 2\pi n_z M_0^2 \}. \end{aligned}$$

В результате подстановки в него значения \mathbf{m} из соотношений (30) и усреднения по времени получаем выражение для средней энергии домена в переменном внешнем поле:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E^M - E_0^M = \Delta E_{\parallel} + \Delta E_{\perp}, \quad (33) \\ \Delta E_{\parallel} &= \frac{M_0 H_1 (3H_{\omega}^2 - H_1 H_2)}{2(H_1 H_2 - H_{\omega}^2)^2} |h_{\parallel}|^2, \\ \Delta E_{\perp} &= \frac{M_0 H_2 (3H_{\omega}^2 - H_1 H_2)}{2(H_1 H_2 - H_{\omega}^2)^2} |h_{\perp}|^2. \end{aligned}$$

Поскольку $H_1 > H_2$, в низкочастотной области при равных значениях $|h_{\perp}| = |h_{\parallel}|$ меньшей энергией обладают колебания намагниченности в домене, который ориентирован параллельно переменному полю. Однако с увеличением частоты, когда выполняется условие $3H_{\omega}^2 > H_1 H_2$, ситуация меняется. В

частности, в окрестности FMR ($H_{\omega}^2 \approx H_1 H_2$) энергия колебаний намагниченности будет меньше, если плоскость домена ориентирована перпендикулярно переменному полю. При этом разница энергий колебаний в продольном и поперечном полях в окрестности FMR дается выражением

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{\parallel} - \Delta E_{\perp}}{\Delta E_{\perp}} &= \frac{H_1 - H_2}{H_2} = \\ &= \frac{1 - D/L_z}{H/4\pi M_0 - D/L_z} > 0. \quad (34) \end{aligned}$$

Таким образом, выражение (34) свидетельствует о том, что переменное внешнее поле в окрестности FMR способно выполнять ориентационную функцию при формировании полосовых фазовых доменов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке НТЦУ (проект № 4137).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. Rodbell and C. P. Bean, J. Appl. Phys. **33**, 1037 (1962).
2. R. W. De Blois and D. S. Rodbell, Phys. Rev. **130**, 1347 (1963).
3. S. K. Banerjee, Phys. Lett. **12**, 16 (1964).
4. K. Dörr, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R125 (2006).
5. A. Vaterlaus, C. Stamm, U. Maier, M. G. Pini, P. Politi, and D. Pescia, Phys. Rev. Lett. **84**, 2247 (2000).
6. M. Manekar, C. Mukherjee, and S. B. Roy, Eur. Phys. Lett. **80**, 17004 (2007).
7. J. Leib, J. E. Snyder, C. C. H. Lo, J. A. Paulsen, P. Xi, and D. C. Jiles, J. Appl. Phys. **91**, 8852 (2002).
8. Y. Narumi, K. Katsumata, T. Nakamura, Y. Tanaka, S. Shimomura, T. Ishikawa, and M. Yabashi, J. Phys.: Condens. Matter **16**, L57 (2004).
9. Y. Takagaki, J. Herfort, L. Däwetricz, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **74**, 224417 (2006).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1976).
11. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Д. А. Яблонский, ФТТ **19**, 347 (1977).
12. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, Е. П. Стефановский, ФТТ **13**, 3232 (1971).

13. V. S. Amaral, J. P. Araujo, Yu. G. Pogorelov, P. B. Tavares, J. B. Sousa, and J. M. Vieira, *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 655 (2002).
14. P. Novak, M. Marysko, M. M. Savosta, and A. N. Ulyanov, *Phys. Rev. B* **60**, 6655 (1999).
15. M. K. Chattopadhyay, S. B. Roy, and P. Chaddah, *Phys. Rev. B* **72**, 180401 (2005).
16. F. C. Correia, J. P. Araujo, J. B. Sousa, M. E. Braga, L. Morellon, P. A. Algarabel, and M. R. Ibarra, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 2370 (2004).
17. Н. П. Гражданкина, *УФН* **96**, 291 (1968).
18. T. J. Swoboda, W. H. Cloud, T. A. Bither, M. S. Sadler, and H. S. Jarrett, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 509 (1960).
19. J. P. Bouchaud, R. Fruchart, R. Pauthenet, M. Buillot, H. Bartholin, and F. Chaisse, *J. Appl. Phys.* **37**, 971 (1966).
20. Ch. Kittel, *Phys. Rev.* **120**, 335 (1960).
21. W. A. Doerner and R. B. Flippen, *Phys. Rev.* **137**, A927 (1965).
22. H. S. Jarrett, W. H. Cloud, F. J. Darnell, P. E. Bierstedt, T. A. Bither, P. H. Walter, and T. J. Swoboda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **17**, B1 261 (1962).
23. К. П. Белов, *Магнитные превращения*, Гостехиздат, Москва (1958).
24. К. П. Белов, *Упругие, тепловые и диэлектрические явления в ферромагнитных металлах*, Гостехиздат, Москва–Ленинград (1951).
25. Э. А. Завадский, В. И. Вальков, *Магнитные фазовые переходы*, Наукова думка, Киев (1980).
26. В. Г. Барьяхтар, В. Ф. Клепиков, *ФТТ* **14**, 1478 (1972).
27. Yu. I. Dzhezheriya and A. I. Tovstolytkin, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 246212 (2007).
28. S. Kartha, J. A. Krumhansl, J. P. Sethna, and L. K. Wickham, *Phys. Rev. B* **52**, 803 (1995).
29. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
30. K. W. Joh, C. H. Lee, C. E. Lee, N. H. Hur, and H.-C. Ri, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 4161 (2003).
31. A. Tovstolytkin, A. Pogorily, A. Vovk, D. Podyalovskii, I. Lezhnenko, and A. Matviyenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1839 (2004).
32. A. Singh, P. Chowdhury, N. Padma, D. K. Aswal, R. M. Kadam, Y. Babu, M. L. Jayanth Kumar, C. S. Viswanadham, G. L. Goswami, S. K. Gupta, and J. V. Yakhmi, *Sol. St. Comm.* **137**, 456 (2006).
33. A. Shengelaya, G.-M. Zhao, H. Keller, K. A. Müller, and B. I. Kochelavev, *Phys. Rev. B* **61**, 5888 (2000).
34. A. I. Tovstolytkin, A. N. Pogorily, and S. M. Kovtun, *Low. Temp. Phys.* **25**, 962 (1999).
35. A. I. Tovstolytkin, *Mater. Sci. Forum* **373–376**, 613 (2001).
36. A. I. Tovstolytkin, A. M. Pogorily, D. I. Podyalovskii, V. M. Kalita, A. F. Lozenko, P. O. Trotsenko, S. M. Ryabchenko, A. G. Belous, O. I. V'yunov, and O. Z. Yanchevskii, *J. Appl. Phys.* **102**, 063902 (2007).
37. D. K. Aswal, A. Singh, R. M. Kadam, M. K. Bhide, A. G. Page, S. Bhattacharya, S. K. Gupta, J. V. Yakhmi, and V. C. Sahni, *Mater. Lett.* **59**, 728 (2005).
38. T. L. Phan, N. D. Tho, M. H. Phand, N. D. Ha, N. Chau, and S. C. Yu, *Physica B* **371**, 317 (2006).
39. А. И. Товстолыткин, А. Н. Погорельский, Ю. И. Джежеря, Д. И. Подъяловский, В. А. Лысенко, в сб.: *Труды XX юбилейной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»* (12–16 июня, Москва, Россия), Изд-во физ. фак. МГУ, Москва (2006), с. 654.
40. S. B. Roy, G. K. Perkins, M. K. Chattopadhyay, A. K. Nigam, K. J. S. Sokhey, P. Chaddah, A. D. Carlin, and L. F. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 147203 (2004).
41. J. D. Moore, G. K. Perkins, Y. Bugoslavsky, L. F. Cohen, M. K. Chattopadhyay, and S. B. Roy, *Phys. Rev. B* **73**, 144426 (2006).
42. W. Wu, C. Israel, N. Hur, S. Park, S.-W. Cheong, and A. de Lozanne, *Nat. Mater.* **5**, 881 (2006).
43. S. A. Cannas, D. A. Stariolo, and F. A. Tamarit, *Phys. Rev. B* **69**, 092409 (2004).
44. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва, (1994).
45. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
46. А. П. Прудников, Ю. А. Бычков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды*, Наука, Москва (1981).
47. N. O. Moreno, P. G. Pagliuso, C. Rettory, G. S. Gardner, J. L. Sarrao, J. D. Thompson, D. L. Huber, J. F. Mitchell, J. J. Martinez, and S. B. Oseroff, *Phys. Rev. B* **63**, 174413 (2001).
48. E. Winkler, M. T. Causa, and C. A. Ramos, *Physica B* **398**, 434 (2007).