

05

Индукцированные внутренними параметрами полидоменные состояния в магнитных сверхрешетках с межслоевым обменным взаимодействием

© С.В. Тарабцева, Н.С. Киселев

Донецкий физико-технический институт, Донецк, Украина
IFW Dresden, D-01171 Dresden, Germany
E-mail: tarabtseva79@mail.ru

Поступило в Редакцию 23 сентября 2008 г.

Используя адаптированную модель полосовых доменов для магнитных сверхрешеток с межслоевым обменным взаимодействием, рассчитаны равновесные параметры, области существования и линии фазовых переходов для различных полидоменных состояний, реализующихся в таких системах.

PACS: 75.70.-i, 75.60.Ch, 75.75.+a

Наноразмерные многослойные магнитные пленки с сильной перпендикулярной анизотропией вызывают повышенный исследовательский интерес в связи с переходом от планарной к перпендикулярной записи информации [1]. Данные объекты считаются базовыми элементами в технологиях записи информации высокой плотности и в устройствах спиновой электроники [2]. Многослойные магнитные системы содержат большой класс объектов (Co/Ru, Co/Ir, [Co/Pt]Ru, [Co/Pt]NiO), в которых через немагнитные прослойки осуществляется межслоевое обменное взаимодействие (МОВ) ферромагнитных (ФМ) слоев [1]. Причиной возникновения этого взаимодействия принято считать взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ) [1], в пользу чего свидетельствует характер зависимости константы МОВ от толщины немагнитной прослойки. В таких сверхрешетках даже небольшие изменения внутренних параметров системы приводят к тому, что в равновесном состоянии магнитные моменты соседних слоев могут находиться в состоянии либо с ФМ, либо с антиферромагнитным (АФМ) упорядо-

чением. Состояние с АФ-упорядочением характеризуется ступенчатым процессом намагничивания, не свойственным другим слоистым системам с перпендикулярной анизотропией [1,3]. Однако вследствие сильной конкуренции между АФ межслоевым и магнитостатическим взаимодействиями, в этих наноразмерных синтетических антиферромагнетиках могут реализовываться состояния, в которых эти фазы сосуществуют. Обнаружить эти состояния удастся путем прецизионного контроля внешних и внутренних параметров системы, таких как температура или толщины слоев [1,3].

В настоящей работе, на основе микромагнитной модели полосовых доменов, предложенной в [4], исследуются полидоменные состояния в трехслойных ФМ-пленках с МОВ. Как было показано в [4], антиферромагнитное МОВ приводит к неустойчивости ФМ-фазы по отношению к поперечному сдвигу доменных стенок в соседних ФМ-слоях. Расчет равновесных параметров такой искаженной фазы позволяет оценить область метастабильных состояний фазы с ФМ-упорядочением и установить особенности эволюции полидоменных состояний с разным типом упорядочения.

В качестве модели полосовой доменной структуры в многослойной пленке мы рассматриваем магнитные пластины толщиной h , бесконечные по осям x и y , разделенные немагнитными прослойками толщиной s (рис. 1, *a*). Каждый магнитный слой разбит на полосовые домены с доменными границами, параллельными плоскости yz , с поверхностной плотностью энергии доменных границ σ . Из-за сильной анизотропии магнитные моменты во всех доменах направлены по нормали к поверхности пленки, а доменные стенки можно считать бесконечно тонкими. В качестве параметра порядка, определяющего тип упорядочения и один из возможных путей эволюции системы, мы используем поперечный сдвиг доменных границ относительно соседних слоев.

Полная энергия системы, состоящей из N слоев, в отсутствие внешнего магнитного поля, включает три основных вклада. Используя приближение тонкой стенки, энергию доменных границ, приходящуюся на один период, можно записать в виде:

$$E_w = 2\sigma N/D, \quad (1)$$

где σ — поверхностная плотность энергии доменной границы.

В первом приближении, зависимость энергии МОВ можно считать линейной от разности площадей поверхностей с коллинеарной и

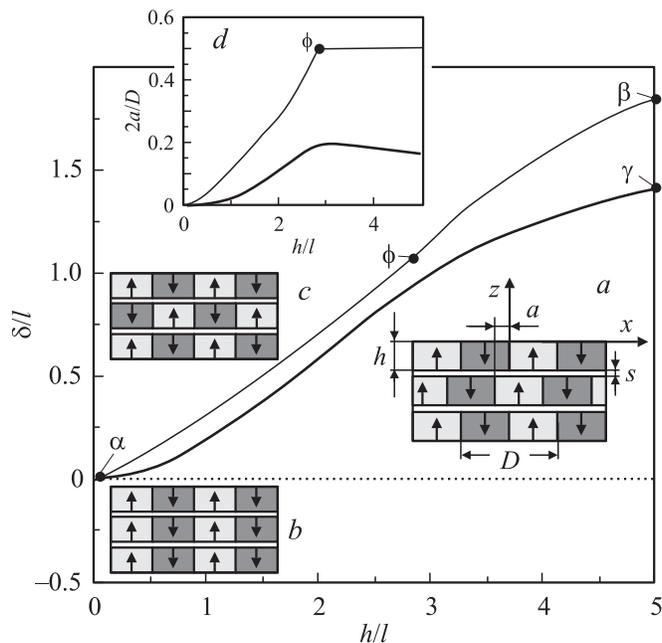


Рис. 1. Фазовая диаграмма полидоменных состояний для трехслойной магнитной пленки с $\nu = s/h = 0.1$. Пунктирная линия соответствует фазовому переходу II рода из состояния с ФМ-упорядочением в состояние со смещением. Толстая линия $\alpha - \gamma$ соответствует фазовому переходу из фазы со смещением в АФМ упорядоченное состояние. Тонкая линия $\alpha - \beta$ является линией лабильности ФМ-фазы.

неколлинеарной ориентацией спинов соседних слоев [3]:

$$E_j = J(N - 1)(1 - 4a/D), \quad (2)$$

где $J > 0$ — константа межслоевого обмена.

Решая соответствующую магнитостатическую задачу, нами было получено следующее выражение для энергии:

$$E_m = \frac{2D}{\pi^3 h} \sum_{\substack{n=1 \\ \text{odd}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left[(1 - \exp(-2\pi n h/D)) - \sum_{k=1}^{N-1} f_k^{(n)}(h, D, a_k) \right], \quad (3)$$

где $f_k^{(n)}(h, D, a_k) = 2 \cos(\pi n a_k / D) \sinh^2(2\pi n h / D) \exp(-2\pi n(h+s)/D)$, $a_k = a[1 - (-1)^k]/2$. Далее мы переходим к безразмерным геометрическим параметрам $p = 2\pi h/D$, $u = 2a/D$, $v = s/h$ и вводим характеристические длины $l_c = \sigma/(4\pi M^2)$ и $\delta = J/(2\pi M^2)$, имеющие смысл относительных вкладов плотности энергии доменных границ и отношения константы межслоевого обмена к энергии размагничивающих полей.

В тонких магнитных пленках домены имеют размеры больше или порядка толщины слоя ($h/D \leq 1$) [3]. В этом случае суммы в (3) обладают плохой сходимостью, что затрудняет даже численные расчеты. Интегральное преобразование, предложенное в [5], позволяет бесконечный ряд в [5] заменить собственным интегралом на отрезке $[0,1]$. Используя соотношение $\int_0^\infty t^{(m-1)} \exp(-nt) dt = (m-1)!/n^m$ и выполнив ряд элементарных преобразований, полную энергию системы можно записать в виде

$$E_{tot} = 1 + \frac{4p}{\pi^2} \int_0^1 (1-t) \ln \left[\operatorname{tanh} \left(\frac{pt}{2} \right) \right] dt + \sum_{k=1}^{N-1} \left(1 - \frac{k}{N} \right) \Xi_k(p, u_k) \frac{2\pi}{\pi h} - \left[1 - \frac{1}{N} \right] \frac{\delta}{h} (1-2u), \quad (4)$$

где $\Xi_k(p, u_k) = 2\Omega(p, u_k, \tau k) - \Omega(p, u_k, \tau k + 1) - \Omega(p, u_k, \tau k - 1)$, $u_k = u[1 - (-1)^k]/2$ и

$$\Omega(p, u, \omega) = 4 \left(\frac{\omega^2 p}{\pi^2} - \frac{u^2}{p} \right) \int_0^1 (1-t) \operatorname{arctanh} \left(\frac{\cos(\pi ut)}{\cosh(\omega pt)} \right) dt + \frac{8\omega u}{\pi} \int_0^1 (1-t) \operatorname{arctan} \left(\frac{\sin(\pi ut)}{\sinh(\omega pt)} \right) dt.$$

Минимизация выражения (4) по параметрам p и u приводит к системе уравнений, определяющих равновесные значения параметров полосовых доменов в сверхрешетке. На основе анализа этих уравнений нами была рассчитана фазовая диаграмма состояний для трехслойной системы в координатах $(\delta/l$ и $h/l)$, представленная на рис. 1.

Область отрицательных значений δ/l ($J < 0$) соответствует ФМ-спариванию между слоями. Очевидным результатом здесь является ферромагнитное упорядочение доменов в соседних слоях (рис. 1, *b*). Поведение системы в таком состоянии было исследовано в работах [6,7]. В области положительных δ/l даже малые смещения доменных границ приводят к понижению вклада от МОВ за счет возникновения на поверхностях областей с противоположно ориентированными спинами (рис. 1, *a*). Однако магнитостатическая энергия такого состояния выше, чем без смещения. Конкуренция этих двух вкладов определяет равновесное состояние системы. В области малых толщин размеры ФМ-доменов становятся гораздо больше толщины магнитного слоя (рис. 2, *b*). В результате поля рассеяния над поверхностью становятся малы, и магнитостатическое спаривание между слоями дает малый вклад в энергию по сравнению с МОВ. Это приводит к неустойчивости решений для ФМ-фазы, по отношению к коллективному поперечному сдвигу доменных границ в соседних слоях. Решения, соответствующие строгому АФМ-упорядочению (рис. 1, *c*), существуют как метастабильные во всей области между $\delta/l = 0$ и $\alpha - \gamma$. В работе [7] исследовались такие состояния и была предложена методика, позволяющая идентифицировать состояния с ФМ- и АФМ-упорядочением с помощью магнитной силовой микроскопии. Выше линии фазового перехода $\alpha - \gamma$ АФМ-состояние энергетически более выгодно, чем ферромагнитно упорядоченная фаза. Выше линии $\alpha - \beta$ ФМ-фаза теряет устойчивость. С ростом толщины магнитных слоев период доменной структуры экспоненциально уменьшается [3]. Это приводит к увеличению полей рассеяния и магнитостатического спаривания между слоями. Антиферромагнитное упорядочение в этом случае достигается при больших значениях константы МОВ. Этот факт объясняет поведение линии фазового перехода между ФМ- и АФМ-фазами в области малых толщин. На рис. 1, *d* приведены равновесные значения относительного сдвига доменных границ на линии фазового перехода и линии лабильности ФМ-фазы.

Далее, с увеличением толщины магнитных слоев поведение системы меняет свой характер и период доменной структуры монотонно возрастает с толщиной как $D \sim h^{1/2}$ [3]. Это приводит к обратному эффекту. Магнитостатическое спаривание между слоями уменьшается, и значение приведенной константы МОВ на линии фазового перехода медленно убывает с ростом толщины магнитных слоев. Мы намеренно

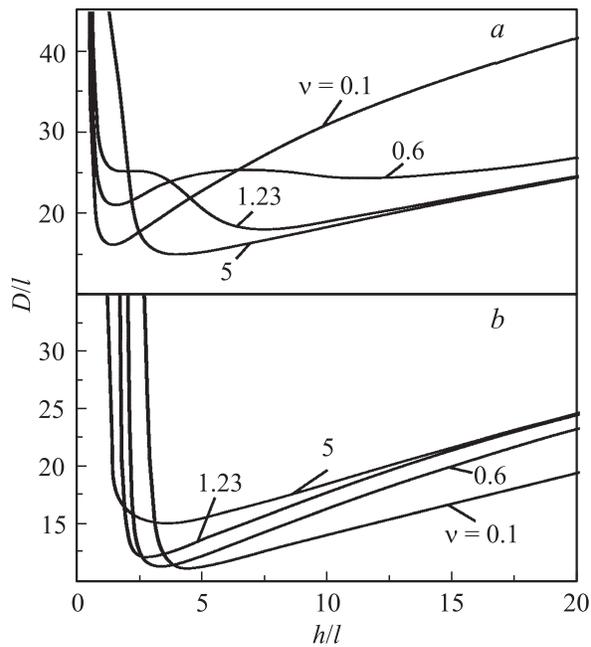


Рис. 2. Зависимости периода доменной структуры для случая ФМ- (а) и АФМ- (b) упорядочения.

не обсуждаем здесь такое поведение, так как реально достижимые значения констант МОВ на порядок ниже значений, необходимых для наблюдения перехода в этой области толщин.

На рис. 3 приведены зависимости равновесного периода полосовой доменной структуры для фазы со смещением. Как видно из графика, значения равновесного периода в фазе со смещением мало отличаются от значений в ФМ-фазе (ниже линии перехода $\delta/l = 0$). Точки окончания соответствуют линии фазового перехода в АФ-фазу.

В работе [4] на примере двухслойной пленки было показано, что для четного числа ферромагнитных слоев при малых толщинах внутри АФ-фазы наблюдается переход из полидоменного в монодоменное состояние. Как видно из фазовой диаграммы (рис. 1), для случая трех, а в общем случае для любого нечетного числа слоев такой

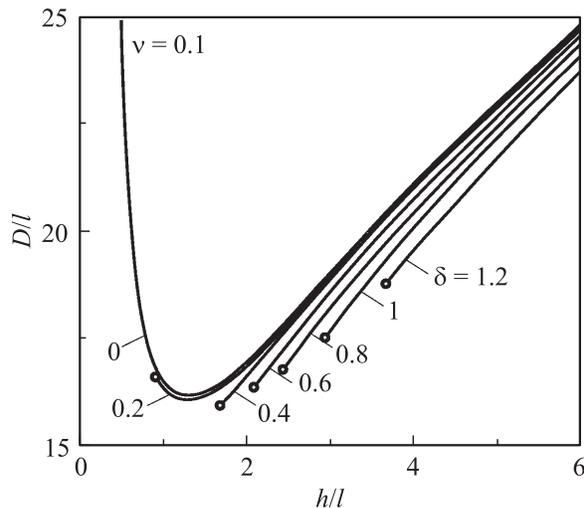


Рис. 3. Зависимость периода полосовых доменов в фазе со смещением доменных границ при различных значениях константы δ/l .

переход отсутствует. Такое поведение системы с нечетным числом слоев в антиферромагнитно упорядоченной фазе объясняется присутствием нескомпенсированного магнитного момента, который создает слабое поле рассеяния и приводит к образованию доменов. Величина этого поля много меньше поля рассеяния в случае ФМ-упорядочения, так как поля, создаваемые соседними слоями в случае АФ-упорядочения, частично компенсируют друг друга. По этой причине размеры доменов в АФ-фазе много больше, чем в ФМ-фазе. На рис. 2 приведены типичные зависимости периода полосовых доменов для случая ФМ- и АФ-упорядочения при различных значениях параметра ν .

В работе [8] были исследованы температурные зависимости намагничивания трехслойной системы $\{[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_9/\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Ru}(0.9 \text{ nm})\}_3$, где ФМ-стеки из слоев Co и Pt принято рассматривать как однородные ФМ-слои. В частности, было показано, что в интервале температур от 40 до 400 К система испытывает фазовый переход, характеризующийся изменением типа магнитного упорядочения в соседних слоях от АФМ (при низких температурах)

до ФМ (в области высоких температур). Такой переход связан с температурной зависимостью константы МОВ. С повышением температуры величина константы МОВ уменьшается, в то время как величина намагниченности насыщения остается практически постоянной вплоть до температуры перехода в парамагнитное состояние.

В заключение, следует отметить, что реальный механизм перехода, наблюдаемый экспериментально на слоистых клиньях с разной толщиной магнитных слоев, является более сложным. Важную роль в такого рода фазовых переходах, как центры зародышеобразования, играют дефекты [1]. Точное описание таких переходов выходит за рамки развиваемой в данной работе теории, описывающей термодинамически устойчивые состояния.

Мы благодарим U.K. Röbлер и А.Н. Богданова за полезные замечания и обсуждение данной работы. Н.С. Киселев благодарит Н. Eschrig за радушный прием и поддержку пребывания в IFW Dresden.

Список литературы

- [1] Hellwig O., Berger A., Kortright J.B., Fullerton E.E. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 319. P. 13.
- [2] Fullerton E.E., Margulies D.T., Supper N., Do H., Schabes M., Berger A., Moser A. // IEEE Trans. Magn. 2003. V. 39. P. 639.
- [3] Hubert A., Schäfer R. Magnetic Domains. Berlin: Springer-Verlag, 1998. 696 p.
- [4] Kiselev N.S., Dragunov I.E., Röbлер U.K., Bogdanov A.N. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 132507.
- [5] Богданов А.Н., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 3. С. 680.
- [6] Киселев Н.С., Драгунов И.Е., Röbлер U.K., Богданов А.Н. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 23. С. 313.
- [7] Kiselev N.S., Dragunov I.E., Neu V., Röbлер U.K., Bogdanov A.N. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 043907.
- [8] Davies J.E. et al. // Phys. Rev. 2008. V. 77. P. 014421.