

УДК 537.61:538.975:537.622.6

НОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СТРУКТУРЫ И СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ИЗОТРОПНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А. К. Звездин, С. Н. Уточкин

Теоретически исследованы спин-переориентационные переходы в изотропных магнитных сверхрешетках с антиферромагнитным обменным взаимодействием через поверхность раздела монослоев. Определено влияние поверхности на магнитное состояние сверхрешетки и обнаружена новая поверхностная структура. Показано, что, в отличие от ферромагнетиков, переход в ферромагнитную фазу может происходить путем четырех фазовых переходов второго рода.

Магнитные сверхрешетки, состоящие из чередующихся слоев различных магнитных материалов, или магнитных слоев, чередующихся с немагнитными, представляют интерес как перспективные среды для магнитной и магнитооптической записи и обработки информации, а также как перспективные материалы для магнитных сенсоров и считывающих головок [1-3]. Важным является вопрос о магнитном состоянии и спин-переориентационных фазовых переходах, возникающих в магнитных сверхрешетках при изменении внешнего магнитного поля и температуры. Изучение таких переходов и кривых намагничивания также, как и в случае объемных кристаллов и пленок [4, 5], полезно для экспериментального определения основных микроскопических параметров и взаимодействия. Кроме того, специфические эффекты, наблюдаемые в сверхрешетках (например, эффект гигантского магнитосопротивления), существенно зависят от магнитного состояния сверхрешетки, в частности, от взаимной ориентации намагниченности в соседних слоях. В данной работе предложена модель для изучения процессов намагничивания и магнитного состояния реальных сверхрешеток.

Рассмотрим сверхрешетку, состоящую из чередующихся слоев $3d$ - и $4f$ -металлов (например, система Gd/Fe). Будем считать, что обменное взаимодействие между соседними магнитными слоями носит антиферромагнитный характер. Для упрощения записи термодинамического потенциала (ТП) такой системы введем следующие предположения: а) температура много меньше температур Кюри различных слоев, так что намагниченность каждого слоя "насыщена" (здесь и далее термин "слой" или "монослой" означает композиционно-однородную часть сверхрешетки); б) внутрислойные обменные взаимодействия значительно превосходят по величине антиферромагнитное обменное взаимодействие через поверхность раздела монослоев, так что можно считать намагниченность внутри каждого монослоя однородной. Последнее предположение строго оправдано для сверхрешеток типа Co/Pt , для $4f/3d$ сверхрешеток, вообще говоря, следует учитывать неколлинеарность намагниченности внутри монослоев, что может быть проделано в рамках приближения микромагнетизма.

При наложении магнитного поля \mathbf{H} в плоскости пленки, ТП системы можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{F} = & - \sum_{i=1}^{N/2+1} d_1 M_1 H \cos \vartheta_{2i-1} - \sum_{i=1}^{N/2} d_2 M_2 H \cos \vartheta_{2i} + \\ & + \sum_{i=1}^N \lambda M_1 M_2 \cos(\vartheta_1 - \vartheta_{i+1}), \end{aligned} \quad (1)$$

где d_1, M_1, d_2, M_2 – толщины слоев и модули намагниченности атомных плоскостей, соответственно, $\lambda > 0$ – пропорциональна константе антиферромагнитного обменного взаимодействия через поверхность раздела различных монослоев, ϑ_k – угол, образуемый намагниченностью k -го монослоя с полем \mathbf{H} (намагниченности всех монослоев лежат в плоскости пленки благодаря действию полей размагничивания). Общее число слоев сверхрешетки, которую мы считаем бесконечной пластиной, есть $N + 1$ (так как первый и последний слой одинаковы, N – четное). Две первых суммы в (1) описывают взаимодействие с внешним полем, а последняя сумма учитывает обменное взаимодействие соседних магнитных слоев.

Нормируя (1) на величину $\lambda M_1 M_2$ и вводя новые безразмерные переменные $\mu = d_2 M_2 / d_1 M_1$ – относительный магнитный момент единичной ячейки сверхрешетки и "поле" $h = H d_2 / \lambda M_1$, имеем

$$\begin{aligned} F = & - \sum_{i=1}^{N/2+1} h \cos \vartheta_{2i-1} - \sum_{i=1}^{N/2} \mu h \cos \vartheta_{2i} + \\ & + \sum_{i=1}^N \cos(\vartheta_i - \vartheta_{i+1}). \end{aligned} \quad (2)$$

Слои, имеющие толщины d_1, d_2 , мы будем называть подсистемами 1, 2, соответственно.

Уравнения экстремума ТП есть:

$$\partial F / \partial \vartheta_{2i-1} = 0, \quad \partial F / \partial \vartheta_{2i} = 0. \quad (3)$$

Значения $\vartheta_k = 0, \pi$ удовлетворяют уравнениям экстремума. По-видимому, в изотропном случае для построения фазовой диаграммы сверхрешетки достаточно ограничиться изучением устойчивости коллинеарных фаз (намагниченности слоев коллинеарны \mathbf{H}). Известно, что устойчивость решения требует положительной определенности матрицы $A = \| a_{ik} \|$, где $a_{ik} = \partial^2 F / \partial \vartheta_i \partial \vartheta_k$. Нашей дальнейшей задачей будет отыскание условий положительной определенности матрицы, возникающей при рассмотрении потенциала типа (2).

Учитывая, что сверхрешетка с антиферромагнитной обменной связью через поверхность раздела монослоев имеет свойства, подобные ферромагнетику, рассмотрим устойчивость трех конфигураций (магнитных фаз):

фаза 1: магнитные моменты подсистемы 1 ориентированы по полю, магнитные моменты подсистемы 2 – против поля ($\vartheta_{2i-1} = 0, \vartheta_{2i} = \pi$);

фаза 2: магнитные моменты подсистемы 2 ориентированы по полю, магнитные моменты подсистемы 1 – против поля ($\vartheta_{2i-1} = \pi, \vartheta_{2i} = 0$);

фаза 3: магнитные моменты подсистем 1 и 2 ориентированы по полю ($\vartheta_{2i-1} = \vartheta_{2i} = 0$).

Для этих фаз элементы матрицы A имеют вид:

$$a_{11} = a_{N+1, N+1} = (\partial^2 F / \partial \vartheta_1^2) |_{\vartheta_1=0, \pi} = \alpha^*, \quad a_{kk} = (\partial^2 F / \partial \vartheta_3^2) |_{\vartheta_3=0, \pi} = \alpha,$$

где k пробегает значения 3, 5, ... $N-1$, $a_{jj} = \partial^2 F / \partial \vartheta_2^2 |_{\vartheta_2=0, \pi} = \beta$, где j пробегает значения 2, 4, ... N . Отличные от нуля недиагональные элементы $a_{k, k+1} = a_{k+1, k}$, для фаз 1, 2, 3 равны ± 1 . Заметим, что знак недиагональных элементов здесь не имеет значения.

Исследование положительной определенности матрицы произвольного порядка является сложной математической задачей. В нашем случае ее решение облегчается тем, что взаимодействие существует лишь между соседними слоями, и это позволяет свести задачу к более простой.

Можно показать, что условия положительной определенности матрицы такого вида эквивалентны условиям положительной определенности матрицы B размера $(N/2 + 1)(N/2 + 1)$ с элементами: $b_{11} = b_{N/2+1, N/2+1} = \alpha^* \beta - 1 = c$, $b_{kk} = \alpha \beta - 2 = d$, $k =$

$2, 3, 4 \dots N/2$, $|b_{k+1,k}| = |b_{k,k+1}| = 1$. Данный результат может быть получен путем прямого анализа матрицы A , или с помощью матричного тождества [6]:

$$\text{DET} \begin{pmatrix} A_1 & A_2 \\ A_3 & A_4 \end{pmatrix} = \text{DETA}_1 \times \text{DET}(A_2 - A_3 A_1^{-1} A_2). \quad (4)$$

где A_i – такие матрицы, что все необходимые операции над ними (умножение, обращение, вычисление определителя) могут быть осуществимы, или путем исключения части переменных ТП (1), (2) с помощью уравнений (3).

Рассматривая затем уже матрицу $B = \|b_{ij}\|$, получаем следующие критерии положительной определенности:

$$d > 2 \cos(2\pi/N), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} c &> \text{ch}[(N/4 - 1)\text{arch}(d/2)]/\text{ch}[(N/4)\text{arch}(d/2)] \quad \text{для } d > 2, \\ c &> \cos[(N/4 - 1)\text{arctg}(4/d^2 - 1)^{1/2}]/\cos[(N/4) \times \\ &\times \text{arctg}(4/d^2 - 1)^{1/2}] \quad \text{для } 2 \cos(2\pi/N) \leq d \leq 2. \end{aligned} \quad (6)$$

Данные условия, совместно с условиями $\alpha^*, \alpha, \beta > 0$ являются точными условиями устойчивости соответствующих коллинеарных фаз.

Использование условий (5) для получения линий ориентационных фазовых переходов в переменных $\mu - h$, где $\mu = d_2 M_2 / d_1 M_1$ и $h = d_2 H / \lambda M_1$ осложняется нелинейностью этих выражений, поэтому рассмотрим случай, когда число слоев стремится к бесконечности (что соответствует приближению полубесконечной среды). Тогда в первом приближении условия устойчивости принимают вид:

$$d > 2, \quad c > [d - (d^2 - 4)^{1/2}]/2,$$

при этом первое условие соответствует устойчивости внутренних слоев сверхрешетки, приводя к выражениям, аналогичным критическим полям ферромагнетика, а второе условие учитывает, вообще говоря, особую роль поверхностного слоя, являющегося слабо обменно-связанным. Используем условия (6) для построения фазовой диаграммы (рис. 1).

Для "ферромагнитной" фазы 3, в которой моменты первой и второй подсистем параллельны внешнему полю, имеем условие устойчивости:

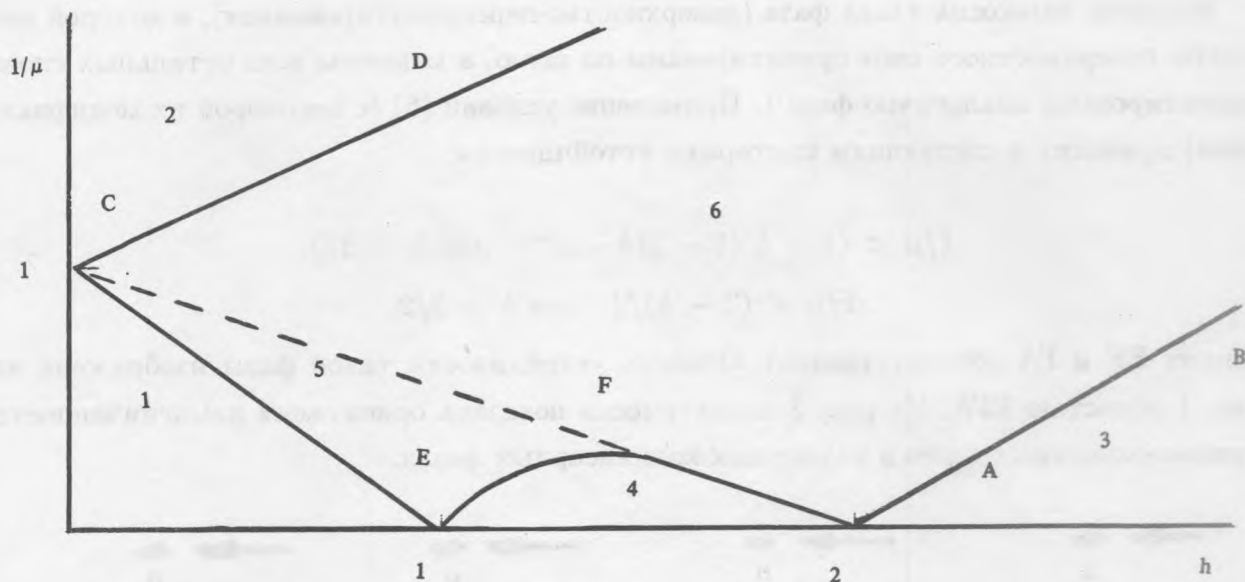


Рис. 1. Фазовая диаграмма изотропной сверхрешетки в координатах $1/\mu$, h . Сплошные линии – линии фазовых переходов второго рода, пунктир – линия перехода поверхностно-угловой фазы в угловую. Цифрами показаны области устойчивости магнитных фаз: 1, 2, 3 – коллинеарных фаз 1, 2, 3 соответственно, 4 – поверхностно-переориентированной фазы, 5 – неоднородной угловой фазы, 6 – угловой фазы.

$$1/\mu < (h - 2)/2 \quad (\text{линия } AB).$$

Для фазы 2, в которой намагниченность первой подсистемы параллельна полю, а намагниченность второй подсистемы антипараллельна, условие устойчивости имеет вид

$$1/\mu > (h + 2)/2 \quad (\text{линия } CD).$$

Полученные зависимости аналогичны зависимостям для изотропного ферримагнетика с перенормированной константой межподрешеточного обменного взаимодействия. Для фазы 1, в которой моменты первой подсистемы (в нее входит поверхностный слой) ориентированы антипараллельно полю, условия устойчивости есть:

$$1/\mu < (1 - h), \quad h < 1 \quad (\text{линия } CE).$$

Данный и последующие результаты невозможно получить в рамках рассмотрения безграничной среды, т.к. фазовый переход в этом случае развивается вблизи поверхности.

Наконец, возможна такая фаза (поверхностно-переориентированная), в которой моменты поверхностного слоя ориентированы по полю, а моменты всех остальных слоев ориентированы аналогично фазе 1. Применение условий (6) (с некоторой их модификацией) приводит к следующим критериям устойчивости:

$$1/\mu < (1 - h)(1 - 2(h - 1)^2) \quad \text{для } h < 3/2,$$

$$1/\mu < (2 - h)/2 \quad \text{для } h > 3/2$$

(линии EF и FA соответственно). Область устойчивости такой фазы изображена на рис. 1 областью EFA. На рис. 2 схематически показана ориентация намагниченности приповерхностных слоев в различных коллинеарных фазах.

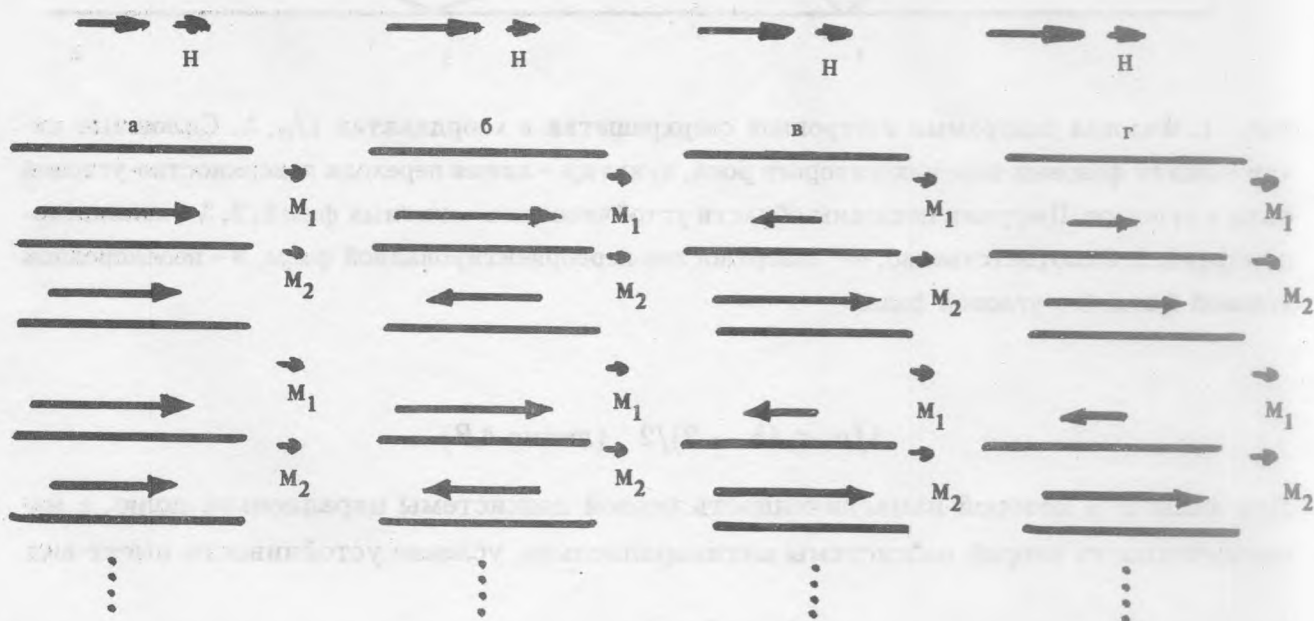


Рис. 2. Схематическое изображение ориентации намагниченности изотропной сверхрешетки в приповерхностных слоях в коллинеарных фазах: а - ферромагнитная фаза 3; б, в - ферромагнитные фазы 2 и 1, г - поверхностно-переориентированная фаза.

Все критические линии на фазовой диаграмме являются линиями фазовых переходов второго рода. В области DCAB моменты слоев отклоняются от коллинеарной ориентации на различные углы (угловая фаза). Таким образом, в зависимости от величины относительного момента единичной ячейки сверхрешетки переориентация может идти либо путем двух, либо четырех фазовых переходов второго рода. Последний факт является существенно новым результатом и получен впервые. Следует также отметить,

что спиновая конфигурация в угловой фазе может быть существенно различной. Так, например, в области СФЕ, где линия СФ определяется уравнением $1/\mu = (2 - h)/2$, максимальное отклонение спинов от коллинеарной ориентации наблюдается на приповерхностных слоях, стремясь к коллинеарной ориентации типа фазы 1 в глубине сверхрешетки. При приближении к линии СФ неоднородность, первоначально локализованная в приповерхностных слоях, проникает внутрь, захватывая весь материал при пересечении линии СФ. Такая неоднородная структура была обнаружена в численных экспериментах [7].

Следует отметить, что при увеличении толщин монослоев критические поля сильно падают, поэтому спин-переориентационные переходы легко могут быть обнаружены экспериментально. Аналитический учет граничных эффектов, проведенный впервые, позволяет учесть роль и влияние поверхностных слоев на процесс намагничивания и магнитное состояние сверхрешетки, показывает отличие сверхрешеточных структур от ферромагнетиков.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Song K., Naoe M. JMMM, **104-107**, 1855 (1992).
- [2] Jimbo M. et al. Jap. J. Appl. Phys., **30**, 2756 (1991).
- [3] Coey J. M. D., Moorjani K. Magnetic glasses. Elsevier, 1984.
- [4] Белов К. П. др. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., Наука, 1979.
- [5] Belov K. P., Zvezdin A. K., Kadomtseva A. M. Physics Reviews (Sov. Sci. Rev.) **9**, 118 (1987).
- [6] Беллман Р. Введение в теорию матриц. Пер. с англ. под ред. В. Б. Лидского, М., Наука, 1969, с. 132.
- [7] Le Page J. G., Camley R. E. Phys. Rev. Lett., **65**, 1152 (1990).