

# СЛОИСТЫЕ СТРУКТУРЫ ТИПА ЖЕЛЕЗО/ХРОМ С ПОЧТИ ИДЕАЛЬНЫМИ ГРАНИЦАМИ РАЗДЕЛА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. Н. Меньшов\*, В. В. Тугушев\*\**

*Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 июля 2004 г.

Построена магнитная фазовая диаграмма трехслойной структуры Fe/Cr/Fe с почти идеальными межслоевыми границами, эффективное межслоевое взаимодействие которой описывается моделью «половинного угла». С учетом кристаллической анизотропии проанализированы различные конфигурации системы и найдено ее основное состояние. Исследовано поведение структуры во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль осей легкого или трудного намагничивания. Описаны и проанализированы кривые намагничивания  $M(H)$ , присущие структурам с различными значениями параметров шероховатости поверхностей раздела и величины межслоевого обмена. Обсуждается экспериментальная ситуация.

PACS: 75.70.Cn, 75.30.Fv

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к слоистым структурам типа Fe/Cr продолжает оставаться неизменным уже в течение почти двух десятилетий и постоянно стимулируется все новыми экспериментальными результатами. В данных структурах впервые были обнаружены такие яркие эффекты, как гигантское магнитосопротивление, длинно- и короткопериодические осцилляции эффективного взаимодействия ферромагнитных (ФМ) слоев Fe в зависимости от толщины разделяющей их антиферромагнитной (АФМ) прослойки Cr, проскальзывание фазы этого взаимодействия, неколлинеарные конфигурации намагниченностей соседних ФМ-слоев и т.д. (см., в частности, обзоры [1–4]). Исследования особенностей магнитной связи ФМ-слоев в обсуждаемых структурах позволяют сделать вывод об определяющей роли двух факторов. Во-первых, специфического спинового упорядочения — волн спиновой плотности (ВСП) — в АФМ-прослойке хрома [3] и, во-вторых, неизбежной шероховатости границ раздела между слоями железа и хрома, связанной с технологическим режимом роста слоистой структуры [1, 5]. Одновременный учет этих факторов был качественно выполнен

в «билинейно-биквадратичной» модели [6], предполагающей разбиение слоев Fe на ФМ-домены, отсутствие деформации АФМ-структуры в прослойке Cr и жесткую обменную связь на границах раздела Fe/Cr. Эта модель дает зависимость энергии эффективного обмена  $E(\psi)$  от угла  $\psi$  между намагниченностями соседних ФМ-слоев в виде суммы слагаемых, пропорциональных соответственно  $\cos\psi$  и  $\cos^2\psi$ , с коэффициентами, зависящими от температуры и толщины прослойки. Примечательно, что оценки [7], полученные в иных, чем в модели [6], предположениях о наличии слабой деформации спиновой структуры в АФМ-прослойке при однородно намагниченных ФМ-обкладках, дают аналогичную по форме функциональную зависимость энергии магнитной связи  $E(\psi)$ .

Следует отметить, что впервые слагаемое, пропорциональное  $\cos^2\psi$ , было введено в энергию межслоевого взаимодействия чисто феноменологическим образом, чтобы объяснить неколлинеарную магнитную конфигурацию трехслойной структуры Fe/Cr/Fe [8]. С тех пор практически все экспериментаторы интерпретируют результаты исследований магнитных свойств систем типа Fe/Cr на основе модели [6] и порой делают это вполне успешно [4, 7]. Тем не менее существует немало фактов, не укладывающихся в рамки такой

\*E-mail: vnmenshov@mail.ru

\*\*E-mail: vvtugushev@mail.ru

схемы, в особенности, если речь идет о структурах, приготовленных по оптимальной технологии и обладающих качественными межслоевыми границами. Например, данные по отражению поляризованных нейтронов и магнитооптическому эффекту Керра, полученные в работе [9] на выращенных при повышенной температуре  $T = 250^\circ\text{C}$  сверхрешетках  $[\text{Fe}/\text{Cr}](001)$  с оценочным масштабом некоррелированной шероховатости поверхностей раздела, равной примерно 10 нм, заставили авторов искать объяснение для поведения межслоевой связи в рамках принципиально иной, чем [6], модели «магнитной близости» [10]. Последняя, однако, скорее предназначена для описания систем с сильным обменным взаимодействием локальных моментов на границе ФМ/АФМ, таких как  $\text{Fe}/\text{Mn}$  [11], чем для систем типа  $\text{Fe}/\text{Cr}$ , в которых это взаимодействие является слабым [12, 13], а спиновая плотность в прослойке сильно делокализована.

Недавно опубликованные результаты [14] исследований сэндвичей  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}(001)$  методами керровской магнитометрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света показывают, что характер межслоевого взаимодействия существенно меняется в зависимости от структуры и качества поверхности раздела слоев  $\text{Fe}/\text{Cr}$ . По мнению авторов работы [14], для интерпретации экспериментальных данных в структурах со слабо шероховатыми границами более адекватной, чем [6], является либо модель магнитной близости [10], либо так называемая модель половинного угла, которая подробнее будет рассмотрена ниже.

Неоднородное АФМ-состояние типа ВСП, формирующееся в прослойке  $\text{Cr}$  в широком интервале толщин и температур, крайне чувствительно к качеству и геометрии поверхностей раздела. Самосогласованное описание этого состояния (зарядово-индуцированной ВСП) было ранее предложено в работах [12, 13] и базировалось на теории локализованной ВСП [15], разработанной более пятнадцати лет назад для описания свойств разбавленных сплавов на основе хрома. В рамках подхода [12, 13] удалось объяснить целый ряд необычных свойств магнитных наноструктур типа  $\text{Fe}/\text{Cr}$ . Это относится в первую очередь к описанию фазовых диаграмм (температура–толщина прослойки) для сверхрешеток различной ориентации и состава ( $[\text{Fe}/\text{Cr}](001)$  [1–3],  $[\text{Fe}/\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x](001)$  [16],  $[\text{Fe}/\text{Cr}](011)$  [17],  $[\text{Cr}_{1-x}\text{Mn}_x/\text{Cr}](001)$  [18]). Широко известное явление проскальзывания фазы эффективного межслоевого взаимодействия в выращенных на вискере тройных слоях  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}(001)$  с кли-

нообразной прослойкой [1–3], а также обнаруженный недавно эффект перестройки структуры ВСП вследствие введения в хром  $\delta$ -легирующих субмонослоев некоторых металлов [19] также хорошо укладываются в данную схему.

В работах [20–22] был предложен новый механизм межслоевой магнитной связи для трехслойной структуры  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}(001)$  с шероховатыми поверхностями раздела и толстыми слоями железа. В этом механизме АФМ-прослойка приобретает при высоких (по сравнению с точкой Нееля  $T_N$ ) температурах значительную обменную жесткость за счет формирования зарядово-индуцированной ВСП. В рамках подхода [21, 22] было обосновано существование неколлинеарных состояний и получено выражение для энергии  $E(\psi)$ , величина и форма которой существенным образом зависят от качества границ раздела  $\text{Fe}/\text{Cr}$ . Функция  $E(\psi)$  принимает традиционный вид билинейно-биквадратичного взаимодействия только в пределе высокой концентрации монослоевых ступенек (далее используется термин «моноступенька») на границах раздела. В противоположной ситуации, когда рельеф поверхности раздела  $\text{Fe}/\text{Cr}$  моделируется широкими террасами, полученная в [21, 22] аналитическая зависимость  $E(\psi)$  не имеет феноменологического аналога.

В настоящей работе будет исследовано поведение намагниченности  $M$  трехслойной структуры  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}(001)$  во внешнем магнитном поле  $H$ . Мы ограничимся рассмотрением структуры с малой концентрацией моноступенек на границе раздела АФМ-прослойки с достаточно толстыми, чтобы считать их однородно намагниченными, ФМ-обкладками. Именно в этой (конечно же, идеализированной) ситуации явным образом проявляется специфика состояния с зарядово-индуцированной ВСП, а также возникают характерные для структуры  $\text{Fe}/\text{Cr}$  с почти идеальными поверхностями раздела особенности в зависимости  $M(H)$ . Противоположная ситуация с высокой концентрацией моноступенек на поверхностях раздела характерна для систем с билинейно-биквадратичной межслоевой связью во внешнем поле, которые уже не становились предметом теоретического анализа [4].

## 2. МОДЕЛЬ ПОЛОВИННОГО УГЛА ДЛЯ МЕЖСЛОЕВОЙ МАГНИТНОЙ СВЯЗИ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$

Напомним основные положения модели [22]. Исследуется область температур  $T_N < T < T_0$ , соответ-

ствующих ближнему антиферромагнитному порядку в прослойке хрома, причем  $T_0 \ll T_C$ , где  $T_C$  — температура Кюри в обкладках железа. Толщина ФМ-слоев предполагается достаточно большой, так что при  $T \ll T_C$  плотность намагниченности  $\mathbf{S}$  внутри ФМ-слоев можно считать однородной и не зависящей от температуры величиной. В то же время толщина  $L$  АФМ-прослойки может варьироваться в достаточно широких пределах, при этом должно выполняться условие  $L > 2\xi_0$ , где  $\xi_0$  — длина когерентности ВСП. В рассматриваемом диапазоне температур плотность намагниченности АФМ-подрешеток  $\sigma(\mathbf{r})$  может быть весьма неоднородной и сильно зависящей от температуры величиной [13]. Подробное описание системы в рамках разложения Гинзбурга–Ландау для ее термодинамического потенциала проведено в работах [12, 13, 20–22] в терминах АФМ-параметра порядка — амплитуды ВСП в прослойке  $\Delta(\mathbf{r}) = U\sigma(\mathbf{r})$ , где  $U$  — эффективный потенциал ВСП. Причина отличия величины  $\Delta(\mathbf{r})$  от нуля выше точки Нееля объемного хрома заключается в увеличении электронной спиновой восприимчивости вблизи границы раздела вследствие перетекания заряда между слоями Fe и Cr. Этот эффект может быть формально описан как локальное усиление константы взаимодействия  $U$ , определяющее характерную температуру  $T_0(L)$  появления в прослойке ближнего АФМ-порядка на масштабе амплитудной корреляционной длины  $\xi(T) \sim \xi_0|1 - T/T_N|^{-1/2}$ .

Несмотря на относительно малый вклад в формирование амплитуды ВСП, компонента обменного взаимодействия порядка  $\mathbf{S}\Delta$  на границе раздела Fe/Cr в значительной мере определяет детали пространственной зависимости вектора  $\Delta(\mathbf{r})$  и его ориентацию по отношению к намагниченности в ФМ-слоях. Особенно важной роль обменной компоненты становится при описании слоистой структуры с неидеально гладкими (шероховатыми) поверхностями раздела, вблизи которых неизбежны флуктуации зарядового и обменного потенциалов. В отличие от кулоновского, обменный вклад в поверхностную энергию резко меняется по знаку при изменении толщины прослойки всего на один монослой хрома. Такая зависимость энергии от четности или нечетности числа  $N$  монослоев позволяет сравнительно простым образом моделировать длинноволновые флуктуации толщины прослойки для трехслойной структуры с шероховатыми поверхностями [22]. Равновесная магнитная конфигурация системы — структура ВСП  $\Delta(\mathbf{r})$  и угол между моментами ФМ-слоев  $\Psi$  — определяются балансом поверхностной обменной энергии на границе Fe/Cr и энергией неоднородной деформации ВСП внутри прослойки.

Для случая тонкой прослойки,  $L \ll D$ , где  $D$  — интерполяционная длина [13], амплитуда ВСП  $\Delta(\mathbf{r})$  практически постоянна и задача сводится к рассмотрению статических ориентационных флуктуаций ВСП. Эту задачу удалось точно решить, представляя прослойку как периодически чередующийся вдоль одного из направлений в плоскости границы раздела Fe/Cr набор фрагментов с четным и нечетным числом монослоев хрома  $N$  и с длинами соответственно  $l_e$  и  $l_o$ . Характерный масштаб, на котором происходит поворот вектора  $\Delta(\mathbf{r})$ , вызванный скачком обменного потенциала на моноступеньке, есть угловая корреляционная длина  $\zeta(L, T) \sim (\Delta L)^{1/2}$ .

В работе [22] было получено общее выражение для энергии межслоевой связи  $E(\psi)$ . В пределе сильной шероховатости ( $\rho\zeta \gg 1$ ), где  $\rho = 2(l_e + l_o)^{-1}$  — плотность моноступенек, зависимость  $E(\psi)$  сводится к выражению

$$E(\psi) = A_1 \cos \psi + A_2 \cos^2 \psi. \quad (1)$$

В пределе слабой шероховатости ( $\rho\zeta \ll 1$ ), т. е. для межслоевой границы в форме широких террас, имеем

$$E(\psi) = B_1 \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) + B_2 \sin\left(\frac{\psi}{2}\right). \quad (2)$$

Здесь  $A_{1,2}$  и  $B_{1,2}$  — коэффициенты, зависящие от температуры  $T$ , толщины прослойки  $L$  и плотности моноступенек  $\rho$ , а также от параметра шероховатости поверхности раздела  $b = l_o/l_e$ . Магнитная фазовая диаграмма в модели тройного слоя Fe/Cr/Fe с билинейно-биквадратичной межслоевой связью (1) была построена в работе [23]. Аналогичная задача в модели половинного угла (2) ранее не исследовалась и будет решена ниже.

Рассмотрим симметричный тройной слой (далее используется термин «трислой») Fe/Cr/Fe(100) с учетом кристаллографической кубической анизотропии четвертого порядка в слоях железа, предполагая, что внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости поверхностей раздела  $(y, z)$ . Будем считать, что намагниченность  $\mathbf{M}$  однородно распределена по объему каждой ФМ-обкладки, и ее амплитуда не зависит от внешнего поля. Магнитные моменты обкладок поворачиваются как целое в плоскости  $(y, z)$ , поскольку поле размагничивания существенно превышает поле анизотропии  $K$ . Энергию рассматриваемой магнитной структуры в расчете на единицу площади ее поперечного сечения запишем следующим образом:

$$\begin{aligned}
 E = & -dHM(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2) - \\
 & - \frac{dKM}{16} (\cos 4(\varphi_1 + \alpha) + \cos 4(\varphi_2 + \alpha)) + \\
 & + B_1 \cos \left( \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right) + B_2 \sin \left( \frac{|\varphi_1 - \varphi_2|}{2} \right). \quad (3)
 \end{aligned}$$

Смысл слагаемых в выражении (3) очевиден. Здесь  $d$  — толщина ФМ-слоя,  $\alpha$  — угол между легкой осью  $\mathbf{n}_z$  и внешним полем  $\mathbf{H}$ ,  $\varphi_{1,2}$  — углы между вектором  $\mathbf{H}$  и магнитными моментами  $\mathbf{M}_{1,2}$  правой или левой обкладки. Ниже мы ограничимся только двумя вариантами, когда внешнее поле  $\mathbf{H}$  приложено либо вдоль легкой ( $\alpha = 0$ ), либо вдоль трудной ( $\alpha = \pi/4$ ) осей намагничивания ФМ-слоев.

Введем безразмерные величины:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon = \frac{E}{dKM}, \quad h = \frac{H}{k}, \\
 I = \frac{a}{dKM}, \quad \Lambda = \frac{b}{1+b} = \frac{l_o}{l_o + l_e}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где  $a, b > 0$ ,  $a = -(B_1 + B_2)$ ,  $b = B_1/B_2$ ,  $I$  — амплитуда (в безразмерных единицах) обменной связи между слоями железа и хрома. В случае идеальной границы Fe/Cr(100) мы имели бы значение  $\Lambda = 0$  или 1. Таким образом, параметр  $\Lambda$  ( $0 < \Lambda < 1$ ) задает степень шероховатости поверхности раздела. Перейдем к новым переменным:

$$m = \cos \left( \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right), \quad n = \cos \left( \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right). \quad (5)$$

Последние описывают соответственно поляризационный и ориентационный вклады в зависимость полной намагниченности трислоя  $\mu = nm$  (измеряемой в единицах намагниченности насыщения  $2M$ ) от внешнего поля. В новых обозначениях имеем

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(m, n) = & -2hmn \mp \frac{1}{8} f(m)f(n) - \\
 & - I \left( \Lambda m + (1 - \Lambda)\sqrt{1 - m^2} \right), \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$f(p) = 8p^4 - 8p^2 + 1, \quad p = (n, m),$$

где верхний знак отвечает углу  $\alpha = 0$ , нижний —  $\alpha = \pi/4$ .

Рассмотрим основное состояние системы  $(m_0, n_0)$  при  $H = 0$ . Минимуму функционала (6) всегда (за исключением двух тривиальных ситуаций  $\Lambda = 0$  и  $\Lambda = 1$ ) отвечают неколлинеарные конфигурации

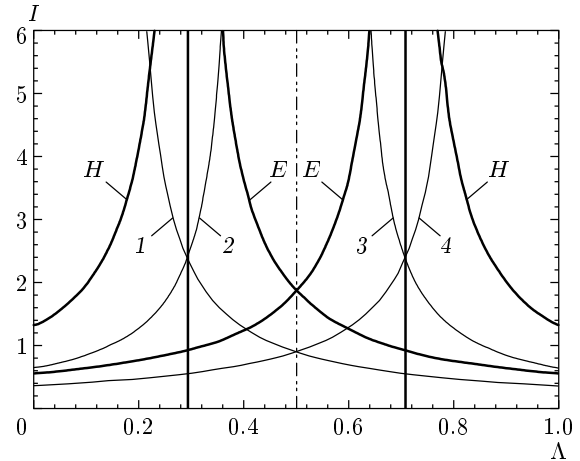


Рис. 1. Фазовая диаграмма трехслойной структуры Fe/Cr/Fe(100) в координатах  $(I, \Lambda)$ . Границами между НКТ- и НКЛ-состояниями являются вертикальные прямые  $\Lambda = 1/\sqrt{2}$  и  $\Lambda = 1 - 1/\sqrt{2}$ . Линии «Н» и «Е» обозначают границы абсолютной устойчивости соответственно НКТ- и НКЛ-состояний. Пронумерованные кривые представляют состояния с постоянным значением угла  $\psi_0$ : 1 —  $7\pi/8$ , 2 —  $5\pi/8$ , 3 —  $3\pi/8$ , 4 —  $\pi/8$

магнитных моментов на обкладках ( $m_0 \neq 0, 1$ ), которые могут быть ориентированы строго симметрично относительно легкой ( $n_0 = 0, 1$ ) или трудной ( $n_0 = 1/\sqrt{2}$ ) осей намагничивания. Для обозначения этих конфигураций будем в дальнейшем использовать сокращения соответственно НКЛ и НКТ. Независимо от величины межслоевой связи  $I$  энергетическое равновесие между ними достигается, если  $\Lambda = 1/\sqrt{2}$  или  $\Lambda = 1 - 1/\sqrt{2}$ , причем в интервале  $1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}$  основным является НКТ-состояние, а в интервалах  $0 < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}$  и  $1/\sqrt{2} < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}$  — НКЛ-состояние. На рис. 1 в координатах  $(I, \Lambda)$  показаны границы абсолютной и относительной неустойчивостей магнитных состояний тройного слоя. Здесь же представлены некоторые кривые с постоянным значением угла  $\psi_0$  между векторами  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ . Таким образом, магнитное состояние слоистой структуры типа Fe/Cr/Fe очень чувствительно к интегральному параметру шероховатости межслоевых границ  $\Lambda$  и меняется скачком в точках  $\Lambda = 1/\sqrt{2}$  и  $\Lambda = 1 - 1/\sqrt{2}$ .

Можно найти явное выражение для равновесной конфигурации намагниченности в случае слабой межслоевой связи  $I \ll 1$ :

$$\begin{aligned}
 n_0 &= 0, 1, & m_0 &= I\Lambda/2, & 0 < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}, \\
 n_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}, & m_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{I(2\Lambda - 1)}{4}, \\
 & & & & 1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}, \quad (7) \\
 n_0 &= 0, 1, & m_0 &= 1 - \frac{I^2(1 - \Lambda)^2}{8}, \\
 & & & & 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1.
 \end{aligned}$$

В случае сильной межслоевой связи  $I \gg 1$  имеем

$$m_0 = \frac{\Lambda}{(\Lambda^2 + (1 - \Lambda)^2)^{1/2}} \pm \frac{2}{I} \frac{\Lambda(1 - \Lambda)^2(2\Lambda - 1)}{(\Lambda^2 + (1 - \Lambda)^2)^3}, \quad (8)$$

где знак «+» используется, если  $0 < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}$  или  $1/\sqrt{2} < \Lambda < 1$ , а знак «-» используется, если  $1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}$ . Для некоторых промежуточных значений  $I \sim 1$  изменение квадрата равновесной величины  $m = m_0$  как функции параметра  $\Lambda$  показано на рис. 2.

Характерной особенностью нашей модели с почти идеально плоскими поверхностями раздела является отсутствие коллинеарных состояний в нулевом порядке по параметру  $(\rho\zeta) \ll 1$ . Можно показать, что с увеличением шероховатости поверхности раздела на фазовой плоскости  $(\Lambda, I)$  появляется область коллинеарных состояний, которая увеличивается с ростом параметра  $(\rho\zeta)$ .

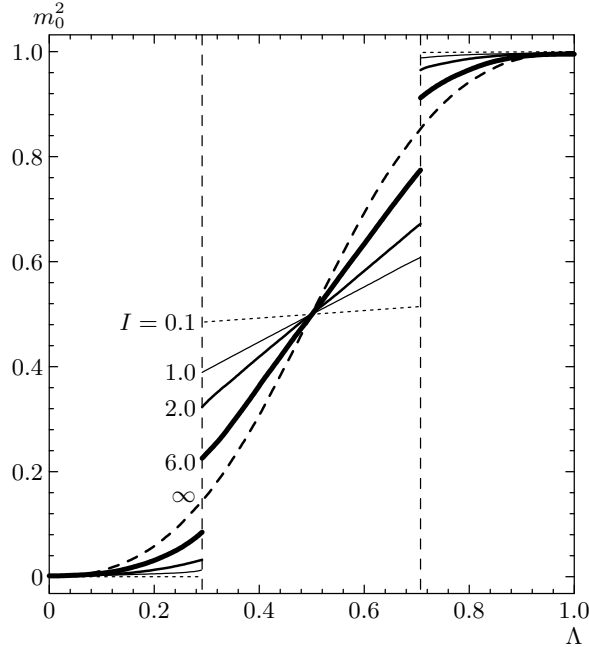


Рис. 2. Зависимость  $m_0^2(\Lambda)$  при различных значениях параметра межслоевой связи:  $I = 0.1, 1.0, 2.0, 6.0, \infty$

### 3. ПОВЕДЕНИЕ ТРИСЛОЯ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ, ПРИЛОЖЕННОМ ВДОЛЬ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Наличие в исследуемой структуре при  $\mathbf{H} = 0$  кроме основного также метастабильных состояний обуславливает возможность ориентационных переходов между различными магнитными конфигурациями при включении внешнего поля. Вначале рассмотрим систему, характеризуемую параметром  $\Lambda$  из интервала  $1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}$ , в поле  $\mathbf{H}$ , приложенном вдоль легкой оси намагничивания ( $\alpha = 0$ ). С ростом величины поля происходит переход из НКТ-состояния (с  $n_0 = 1/\sqrt{2}$ ) в НКЛ-состояние (с  $n_0 = 1$ ) через некоторое промежуточную конфигурацию моментов на обкладках  $M_{1,2}$ , скошенную относительно поля анизотропии, т. е.  $n_0 \neq 0, 1, 1/\sqrt{2}$ . Аналитически описать это несимметричное состояние удастся только в одном пределе  $|\Lambda - 1/2| \ll 1$ :

$$\begin{aligned}
 n_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{h}{2} \right), \\
 m_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{\sqrt{2}h + 2\Lambda - 1}{I + 2\sqrt{2}} \right). \quad (9)
 \end{aligned}$$

Оно существует в интервале  $0 < h < h^* \ll 1$ ; в приближении слабой связи  $I \ll 1$  можно получить

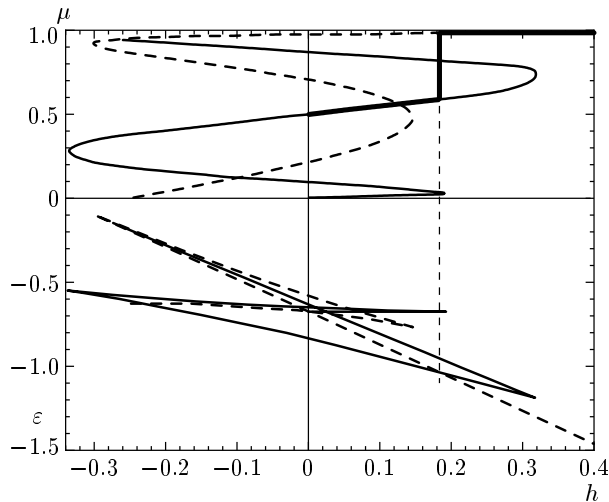
$$h^* = I \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - \Lambda \right).$$

Когда величина поля превышает критическое значение  $h^*$ , более предпочтительным становится симметричное относительно вектора  $\mathbf{H}$  состояние типа НКЛ:

$$\begin{aligned}
 n_0 &= 1, & m_0 &= 1 - \frac{I(1 - \Lambda)}{2(2(1 + h) + I\Lambda)}, \\
 & & & & 1 - m^2 \ll 1. \quad (10)
 \end{aligned}$$

В сильном внешнем поле формула (10) описывает процесс постепенного насыщения намагниченности трислоя. Формально асимптотический при  $h \rightarrow \infty$  переход в ферромагнитное состояние и наличие резкого ориентационного перехода в точке  $h^*$  существенно отличают поведение во внешнем магнитном поле структуры Fe/Cr с почти идеально плоскими границами от структуры с сильно шероховатыми границами [24, 25].

Чтобы представить общую картину поведения нашей системы во внешнем поле, мы исследовали функционал (6) численным методом в широкой области значений  $I$  и  $\Lambda$ . Полевая зависимость полной



**Рис. 3.** Кривые намагниченности трехслойной структуры с параметрами  $\Lambda = 1/2$ ,  $I = 1$  в симметричном  $\mu_S(h)$  (штриховая линия) и несимметричном  $\mu_N(h)$  (сплошная линия) режимах в поле, приложенном вдоль легкой оси. В нижней части рисунка приведены соответствующие этим магнитным конфигурациям энергии  $\epsilon_S(h)$  и  $\epsilon_N(h)$ . В точке  $h^* = 0.182$  имеет место ориентационный переход

намагниченности  $\mu(h)$  трехслойной структуры, имеющей параметры  $I = 1$  и  $\Lambda = 1/2$ , представлена на рис. 3. Кривая  $\mu_N(h)$ , удовлетворяющая условию экстремума двухпараметрического функционала (6),

$$\frac{\partial \epsilon(m, n)}{\partial m} = \frac{\partial \epsilon(m, n)}{\partial n} = 0,$$

отвечает режиму несимметричной относительно направления внешнего поля магнитной конфигурации трислоя, в то время как кривая  $\mu_S(h)$ , полученная из уравнения  $\partial \epsilon(m, 1) / \partial m = 0$ , отвечает режиму НКЛ-конфигурации. Здесь же, в нижней части рис. 3, приведены соответствующие этим магнитным конфигурациям энергии  $\epsilon_N(h)$  и  $\epsilon_S(h)$ . Данная картина является типичной для системы, которая при  $h = 0$  находится в НКТ-состоянии, т.е. в диапазоне значений  $1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}$ . Функции  $\mu_N(h)$  и  $\mu_S(h)$  неоднозначные, и устойчивыми являются лишь те их ветви, на которых намагниченность растет с увеличением поля. Таким образом, последовательность процесса намагничивания трехслойной структуры следующая. Вначале в интервале  $0 < h < h^*$  намагниченность увеличивается в режиме несимметричной конфигурации от остаточного значения  $\mu_R = \mu_N(h = 0)$  до  $\mu_N(h^*)$ . Затем в точке  $h = h^*$ , где  $\epsilon_N(h) = \epsilon_S(h)$ , система переключается

в режим симметричной НКЛ-конфигурации, а намагниченность скачком достигает величины  $\mu_S(h^*)$  и с дальнейшим увеличением поля  $h^* < h < \infty$  постепенно насыщается ( $1 - \mu \sim h^{-1} \rightarrow 0$ ). Рисунок 2 по сути дела иллюстрирует изменение остаточной намагниченности  $\mu_R$  (напомним, что  $\mu = mn$ ) как функции  $I$  и  $\Lambda$ .

Обращает также на себя внимание поведение структуры с параметром  $\Lambda$ , лежащим в интервале  $0 < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}$ , в поле, приложенном вдоль легкой оси. При  $H = 0$  эта структура находится в НКЛ-состоянии с почти антипараллельной ( $135^\circ < \psi_0 < 180^\circ$ ) ориентацией моментов  $M_1$  и  $M_2$ . В случае  $I \ll 1$  и  $h \ll 1$  несложно показать следующее. В слабом поле,  $0 < h < h_1^*$ , сохраняется НКЛ-состояние, т.е. моменты обкладок симметричны относительно направления  $H$  и намагниченность трислоя растет линейно с  $h$ :  $\mu = \mu_R + h$ , где  $\mu_R = I\Lambda/2$ . В точке  $h_1^* = I(1 - 1/\sqrt{2} - \Lambda)$  система переключается в несимметричное состояние, в котором

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{h}{2} \right), \\ m_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}h + I(2\Lambda - 1)}{4}. \end{aligned} \tag{11}$$

Однако при достижении полем величины  $h_2^* = I(1/\sqrt{2} - \Lambda)$  система вновь возвращается в симметричное НКЛ-состояние и далее выходит на режим насыщения при  $h \rightarrow \infty$ :

$$1 - \mu \sim h^{-1} \rightarrow 0.$$

Таким образом, при увеличении напряженности внешнего поля в системе последовательно происходят два ориентационных перехода первого рода. Подобное явление наблюдалось в экспериментах [26].

#### 4. ПОВЕДЕНИЕ ТРИСЛОЯ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ, ПРИЛОЖЕННОМ ВДОЛЬ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Кратко остановимся на особенностях поведения трехслойной структуры Fe/Cr/Fe(100) во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль трудной оси ( $\alpha = \pi/4$ ). Как показывает анализ, в системе с интегральным параметром шероховатости, лежащим в интервале  $1 - 1/\sqrt{2} < \Lambda < 1/\sqrt{2}$ , при любой величине поля  $h > 0$  симметричное состояние оказывается энергетически более выгодным, чем несимметричное состояние. Другими словами, во внешнем поле сохраняется симметричная

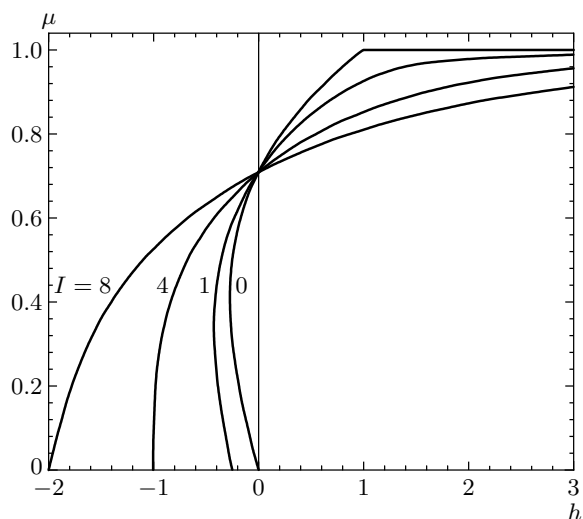


Рис. 4. Зависимость намагниченности трехслойной структуры с параметром  $\Lambda = 1/2$  при различных значениях межслоевой связи ( $I = 0, 1, 4, 8$ ) в поле, приложенном вдоль трудной оси

структура НКТ-состояния ( $n = 1$ ). Намагниченность  $\mu(h) = \mu_S(h)$  монотонно возрастает от остаточного значения  $\mu_R$  (см. рис. 2) к насыщению:  $\mu^2 = 1 - I(1 - \Lambda)/2h$  при условии  $h \gg (1, I)$ . Зависимость  $\mu(h)$  для случая  $\Lambda = 1/2$  представлена на рис. 4.

Как уже указывалось выше, трехслойная структура с параметром  $\Lambda$ , удовлетворяющим условию  $1/\sqrt{2} < \Lambda < 1$ , находится при  $h = 0$  в НКЛ-состоянии. Слабое внешнее поле, приложенное вдоль трудной оси, переводит эту систему в несимметричное состояние, которое посредством перехода первого рода в точке  $h = h^*(I, \Lambda)$  уступает место НКТ-состоянию. Если взять взаимодействие  $I \sim 1$ , то, как показывают численные оценки, величина  $h^*$  составит несколько десятых, а намагниченность трислоя в точке  $h = h^*$  возрастает на величину порядка намагниченности насыщения.

Аналогичным образом ведет себя структура с параметром  $\Lambda$  из интервала  $0 < \Lambda < 1 - 1/\sqrt{2}$ . Она также претерпевает переход первого рода в точке  $h = h^*$ , однако скачок намагниченности при этом выражен сравнительно слабо.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы.

1) Построена магнитная фазовая диаграмма  $(\Lambda, I)$  трехслойной структуры Fe/Cr/Fe с эффектив-

ным межслоевым взаимодействием, описываемым моделью половинного угла. С учетом кристаллической анизотропии проанализированы различные конфигурации системы и найдено ее основное состояние.

2) Исследовано поведение структуры во внешнем магнитном поле, приложенном либо вдоль легкой, либо вдоль трудной оси. Описаны и проанализированы кривые намагничивания  $M(H)$ , присущие структурам с различными значениями параметров  $\Lambda$  и  $I$ .

В уже упоминавшихся во Введении работах [7, 14] проведено детальное исследование межслоевого взаимодействия в системе Fe/Cr/Fe с клинообразной прослойкой и толстыми (порядка 100 Å) обкладками при различном качестве поверхностей раздела. Для образцов с сильно шероховатыми поверхностями раздела наблюдается характерный острый минимум частоты оптической ветви спиновых волн в поле насыщения, а также отчетливый линейный участок, с изломом переходящий в насыщение на кривой намагничивания, построенной в координатах Арротта. Эти особенности хорошо воспроизводятся на основе модели билинейно-биквадратичного обмена. Однако для образцов с более гладкими поверхностями раздела кривая намагничивания выходит на насыщение асимптотически, без излома, а зависимость частоты оптической ветви спиновых волн от магнитного поля фактически лишена минимума. Более того, во всем диапазоне изменения толщины прослойки  $L = 0-40$  Å и для всех температур измерения  $T = 77-473$  К образцов с гладкими поверхностями раздела модель половинного угла столь же хорошо аппроксимирует экспериментальные кривые намагничивания  $M(H)$ , как и модель магнитной близости.

Весьма важными нам представляются исследования [5], где проведен подробный анализ морфологии межслоевых границ трехслойной структуры Fe/Cr/Fe(001) с толщиной обкладок 5 нм, выращенной на подложке Ag(001)/Fe/GaAs(001). Был найден оптимальный температурный режим послонного роста структуры, дающий весьма качественные границы раздела между слоями железа и хрома с продольной корреляционной длиной шероховатости около 20 нм. В магнитооптических измерениях оптимизированные образцы проявляют четко выраженные двухмонослойные осцилляции межслоевого взаимодействия. Их гистерезисные петли  $M(H)$  при толщине прослойки  $L > 1.2$  нм определенно имеют плоские участки при  $M \approx \pm M_R$ ,  $M_R \approx M_S = (M_1 + M_2)/2$  в слабом поле  $H$  (поч-

ти  $90^\circ$ -связь между ФМ-обкладками) и практически скачком переходят в состояние насыщения при  $H \approx \pm 10\text{--}20$  кА/м.

Отметим также, что модель половинного угла качественно неплохо воспроизводит особенности зависимости  $M(H)$ , полученные на сверхрешетках  $[\text{Fe}(14 \text{ \AA})/\text{Cr}(74 \text{ \AA})](001)$  [25]. Когда внешнее поле приложено вдоль оси трудного намагничивания, в первом квадранте петли гистерезиса с уменьшением  $H$  намагниченность постепенно убывает от значения насыщения  $M_S$  до остаточного значения  $M_R \approx 0.7M_S$ . Когда внешнее поле приложено вдоль легкой оси,  $M(H)$  резко уменьшается в слабом поле  $H \leq 100$  Э от значения  $0.9M_S$  до величины  $0.54M_S$ .

Обсудим пределы применимости нашей модели по температуре и толщине прослойки. Эффект межслоевой связи в структурах типа Fe/Cr связывается именно с той областью фазовой диаграммы  $T_0(L) < T < T_N(L)$ , где в прослойке существует, по терминологии работы [2], соизмеримая ВСП, а линия  $T_N(L)$  является границей с фазой несоизмеримой ВСП. Конкретные расчеты в работах [12, 13] проводились в предположении  $L \gg 2\xi_0$ , но угловая зависимость межслоевого взаимодействия  $E(\psi)$  (и ее частный случай (2)) была получена в рамках функционала для ориентационных флуктуаций ВСП общего вида. Поэтому можно надеяться, что соотношение (2) останется справедливым и для более тонких прослоек  $L \sim 2\xi_0$ , хотя, разумеется, при этом зависимость коэффициентов  $B_{1,2}(L, T)$  будет иной, по сравнению с полученной в работе [22]. Зависимость  $E(\psi)$  в форме (2) была найдена в предположении, что среднее расстояние между моноступеньками  $\sim \rho^{-1}$  и угловая корреляционная длина  $\zeta$  должны быть не меньше толщины самой прослойки:  $L \ll (\zeta, \rho^{-1})$ . Отметим, что частный случай соотношения (2) при  $B_1 = B_2$  был получен в рамках иной, чем [22], модели межслоевой связи в структурах ФМ/АФМ [27].

При выводе зависимости  $E(\psi)$  в работе [22] шероховатость границы Fe/Cr моделировалась как одномерная периодическая структура параллельных друг другу моноступенек. Такая модель, конечно, далека от реальности. Свой вклад в эффективную связь между ФМ-обкладками вносят фрагменты прослойки с постоянным значением  $N$  различной формы и площади. Тем не менее теоретические оценки [22] показывают, что основной вклад в эффективный межслоевой обмен вносят фрагменты с наибольшей площадью, что находится в согласии с экспериментом [5].

Для структуры с почти идеальными межслоевы-

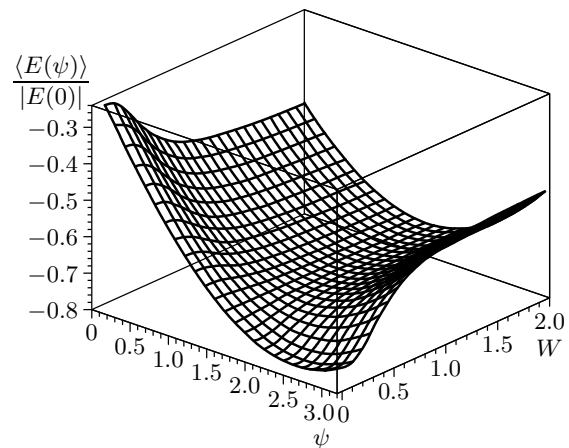


Рис. 5. Зависимость энергии тройного слоя  $\langle E(\psi) \rangle$  при изменении дисперсии  $W$ , полученная для случая  $\langle \Lambda \rangle = 1/4$  и  $I = 1$

ми границами, т.е. в пределе  $\zeta\rho \ll 1$ , можно качественно оценить эффект флуктуаций расстояния между соседними моноступеньками, усреднив энергию межслоевого обмена (2) по некоторому статистическому распределению параметра  $\Lambda$ . Зададим, например, гауссовское распределение для  $\Lambda$  с дисперсией  $W$  и средним геометрическим значением  $\langle \Lambda \rangle$ . На рис. 5 показана зависимость энергии тройного слоя  $\langle E(\psi) \rangle$  при изменении величины  $W$ , полученная для случая  $\langle \Lambda \rangle = 1/4$  и  $I = 1$ . С ростом беспорядка равновесное значение угла  $\psi_0$  смещается от значения, соответствующего среднему  $\langle \Lambda \rangle$  ( $\psi_0 \approx 143^\circ$  при  $W = 0$ ), к значению  $\psi_0 = 90^\circ$  (при  $W \rightarrow \infty$ ).

Такой подход при интерпретации экспериментальных результатов представляется разумным, если поперечный размер площадки, с которой считывается сигнал, значительно превышает среднее расстояние между моноступеньками. Заметим, что в измерениях кривых намагничивания трехслойных структур Fe/Cr/Fe с помощью магнитооптического эффекта Керра лазерный пучок фокусируется на поверхности образца в пятно диаметром порядка 0.1 мм [14].

По нашему мнению, в большинстве экспериментов, как на трислоях Fe/Cr/Fe(001), так и на сверхрешетках  $[\text{Fe}/\text{Cr}](001)$ , явление эффективной межслоевой обменной связи сопряжено с ориентационными изменениями (деформациями) ВСП в прослойке хрома, которые индуцируются моноатомными ступеньками на межслоевых границах. Ситуацию с возникновением ферромагнитных доменных стенок следует, скорее всего, ожидать в структурах с очень тонкими ( $d < 10\text{--}15 \text{ \AA}$ ) слоями



железа. Качественная оценка той области параметров, где необходимо учитывать неоднородности намагниченности в слоях железа, может быть выражена соотношением  $d\gamma < L\delta$ , где  $\gamma$  — обменная жесткость железа, а  $\delta \sim \Delta^2$  — обменная жесткость слоя хрома, полученная в работе [22] в рамках модели зарядово-индуцированной ВСП.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. М. Крейнес, Д. И. Холину и А. Б. Дровосекову за обсуждение полученных результатов и подробное разъяснение экспериментальной ситуации. Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16938).

### ЛИТЕРАТУРА

1. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 290 (1999).
2. H. Zabel, *J. Phys.: Condens Matter* **11**, 9303 (1999).
3. R. S. Fishman, *J. Phys.: Condens Matter* **13**, R235 (2001).
4. S. O. Demokritov, *J. Phys.: Appl. Phys.* **31**, 925 (1998).
5. C. M. Schmidt, D. E. Burgler, D. M. Schaller, F. Meisinger, and H.-J. Guntherodt, *Phys. Rev. B* **60**, 4158 (1999).
6. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
7. С. О. Демокритов, А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Х. Нембах, М. Рикарт, Д. И. Холин, *ЖЭТФ* **122**, 1233 (2002).
8. M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert et al., *Phys. Stat. Sol. A* **125**, 635 (1991).
9. A. Schreyer, J. F. Anker, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
10. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
11. D. A. Tulchinsky, J. Unguris, and R. J. Celotta, *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, 91 (2000); D. T. Pierce, A. D. Davies, J. A. Strosio et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 13 (2000).
12. M. Avignon, V. Men'shov, and V. Tugushev, *Europhys. Lett.* **56**, 132 (2001).
13. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **120**, 899 (2001).
14. Н. М. Крейнес, Д. И. Холин, С. О. Демокритов, М. Рикарт, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1124 (2003).
15. V. V. Tugushev, in *Electronic Phase Transitions*, ed. by W. Hanke and Yu. V. Korpaev, *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, Vol. 32, North Holland, Amsterdam (1992), p. 239.
16. E. E. Fullerton, C. H. Sowers, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **56**, 5468 (1997).
17. H. Fritzsche, S. Bonn, J. Hauschild et al., *Phys. Rev. B* **65**, 144408 (2002).
18. E. E. Fullerton, J. L. Robertson, A. R. E. Prinsloo et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 237201 (2003).
19. K. Mibu, M. Takeda, J. Suzuki et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287202 (2002); K. Mibu and T. Shinjo, *J. Phys.: Appl. Phys.* **35**, 2359 (2002).
20. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ФТТ* **44**, 1650 (2002).
21. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **122**, 1044 (2002).
22. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **125**, 136 (2004).
23. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **57**, 5951 (1998).
24. А. Б. Дровосеков, О. В. Жотикова, Н. М. Крейнес и др., *ЖЭТФ* **116**, 1817 (1999).
25. S. Adenwalla, G. P. Felcher, E. E. Fullerton et al., *Phys. Rev. B* **53**, 2474 (1996); E. E. Fullerton, S. Adenwalla, G. P. Felcher et al., *Physica B* **221**, 370 (1996).
26. A. Azevedo et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4837 (1996).
27. А. И. Морозов, С. С. Сигов, *ФТТ* **41**, 1130 (1999); **46**, 385 (2004).