

# МЕЖСЛОЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ Fe/Cr/Gd

*А. Б. Дровосеков<sup>a\*</sup>, Н. М. Крейнс<sup>a</sup>, А. О. Савицкий<sup>a</sup>, Е. А. Кравцов<sup>b</sup>,  
Д. В. Благодатков<sup>b</sup>, М. В. Рябухина<sup>b</sup>, М. А. Миляев<sup>b</sup>, В. В. Устинов<sup>b</sup>,  
Э. М. Пашаев<sup>c</sup>, И. А. Субботин<sup>c</sup>, Г. В. Пруцков<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
119334, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия*

<sup>c</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 2014 г.

Изучено влияние толщины прослойки хрома на магнитное состояние многослойной структуры  $[\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Gd}/\text{Cr}]_n$ . Методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса в интервале температур 4.2–300 К исследована серия структур Fe/Cr/Gd с толщинами прослойки Cr в диапазоне 4–30 Å. Для описания экспериментальных результатов используется модель эффективного поля, учитывающая биквадратичный вклад в энергию межслойного обмена, а также неоднородное распределение намагниченности внутри слоев гадолиния, обнаруженное ранее. Для разных толщин хромовой прослойки идентифицированы различные типы магнитного упорядочения системы в зависимости от магнитного поля и температуры (ферромагнитное, антиферромагнитное и скошенное). Сравнение эксперимента с теорией позволило определить зависимость величин констант билинейного  $J_1$  и биквадратичного  $J_2$  обмена от толщины  $t_{\text{Cr}}$  хромовой прослойки. В диапазоне 8–30 Å на зависимости  $J_1(t_{\text{Cr}})$  обнаружены слабые осцилляции с периодом около 18 Å. Предполагается, что осцилляции обмена в исследованной системе связаны с механизмом РККИ обменного взаимодействия посредством электронов проводимости Cr.

DOI: 10.7868/S0044451015060154

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Межслойное обменное взаимодействие в магнитных слоистых структурах привлекает внимание исследователей как по причине потенциальных возможностей практического применения, так и с фундаментальной точки зрения. Оно активно изучалось в слоистых системах самого разнообразного состава, однако в большинстве работ авторы интересовались случаем ферромагнитных (ФМ) слоев одинакового материала, разделенных той или иной неферромагнитной прослойкой. В качестве ФМ-материала слоев использовались переходные 3d-металлы (например,

в системе Fe/Cr/Fe) и редкоземельные 4f-элементы (например, Gd/Y/Gd).

Система Fe/Cr/Fe является одной из наиболее изученных обменно-связанных слоистых структур [1–8]. Важной особенностью этой системы является наличие осцилляций межслойного взаимодействия в зависимости от толщины прослойки хрома. В большинстве работ наблюдается так называемый длинный период осцилляций (около 17 Å), при этом прослойка Cr толщиной около 10 Å обеспечивает антиферромагнитный (АФМ) межслойный обмен, в то время как 20 Å хрома соответствуют межслойному ФМ-взаимодействию. Наличие таких осцилляций принято связывать с механизмом обмена РККИ посредством электронов проводимости в хrome. Помимо длинного периода для наиболее совершенных образцов удается наблюдать также и

\*E-mail: drovosekov@kapitza.ras.ru

короткий период осцилляций (около  $3 \text{ \AA}$ ), обусловленный АФМ-структурой хрома [2, 5, 7]. Наряду с обычным «гейзенберговским» обменом, ФМ либо АФМ, в большинстве работ наблюдается также существенный вклад от «биквадратичного» взаимодействия слоев Fe через прослойку Cr, которое может приводить к неколлинеарной магнитной структуре [3, 4]. Существование такого необычного вклада также связывается с АФМ-структурой прослойки [7, 9].

Серия работ была также посвящена изучению взаимодействия в системах переходный металл – редкая земля ( $3d/4f$ ), из которых наиболее исследованными являются Fe/Gd и Co/Gd. Было обнаружено, что между слоями  $3d$ -металла и Gd устанавливается сильное АФМ-взаимодействие. Благодаря относительно низкой температуре Кюри гадолиния (290 К) по сравнению с Fe и Co, в этих системах возможно существование точки магнитной компенсации. Таким образом, подобные слоистые структуры представляют собой искусственные ферромагнетики. Системы обладают достаточно сложной магнитной фазовой диаграммой, включающей области коллинеарного упорядочения с различной ориентацией намагниченности Gd относительно магнитного поля, а также скошенного состояния [10]. Согласно работам [11–13], наличие сильного обмена на границе Fe–Gd приводит к существенно неоднородному распределению намагниченности внутри слоев Gd.

Несмотря на давнюю историю исследований межслойного магнитного взаимодействия в слоистых структурах, до сих пор остается малоизученным обмен между ФМ-слоями различного типа —  $3d$ - и  $4f$ -металлов — через неферромагнитные металлические прослойки. Существенно различное строение электронных оболочек и (как следствие) характер магнетизма  $3d$ - и  $4f$ -элементов могут способствовать проявлению новых механизмов межслойного взаимодействия. Так, например, результаты исследований, проведенных в работах [14–17], показали, что наличие одной и той же прослойки (X) в слоистых структурах  $3d/X/4f$  и  $3d/X/3d$  приводит к различному виду зависимости межслойного обмена от толщины прослойки X. Причины этого, по-видимому, до сих пор не ясны.

В свете этой проблемы нам представлялось интересным исследовать влияние прослойки хрома на межслойное взаимодействие в системе Fe/Cr/Gd.

Впервые такая магнитная система была предложена в связи с возможностью реализации структуры с большим магнитным моментом и высокой тем-

пературой ФМ-упорядочивания в работе [18]. Авторы предположили, что АФМ-знак межслойного взаимодействия между Fe и Gd можно изменить, внося прослойку, состоящую из нечетного числа монослоев Cr. Проведенное в [18] численное моделирование этой системы подтвердило такую возможность. Результаты эксперимента по исследованию рентгеновского магнитного кругового дихроизма показали, что при толщине прослойки хрома в 5 монослоев в структуре Fe/Cr/Gd проекции намагниченности слоев Gd и Fe на направление магнитного поля имеют положительные знаки, что авторы приписывают межслойному ФМ-взаимодействию. Однако при толщине в 3 монослоя хрома сохраняется АФМ-упорядочивание. В качестве причины такого поведения авторы рассматривают несовершенство интерфейсов между слоями. Отметим, что наблюдаемая картина может также объясняться быстрым убыванием АФМ-обмена с увеличением толщины прослойки хрома даже при отсутствии осцилляций межслойного взаимодействия.

Недавно были опубликованы результаты исследования серии сверхрешеток Fe/Cr/Gd методами магнитометрии и рефлектометрии поляризованных нейтронов [19]. Было показано, что при комнатной температуре при малых толщинах хромовой прослойки в слоях Gd формируется неоднородный профиль намагниченности, характеризующийся усилением магнитного момента вблизи интерфейсов и уменьшением его в середине слоя. Как отмечалось выше, ранее аналогичный результат был получен для системы Fe/Gd [11–13].

Влияние толщины прослойки Cr на межслойное взаимодействие исследовалось также в сверхрешетках FeCo/Cr/Gd [20] и Co/Cr/Gd [21], аналогичных системе Fe/Cr/Gd. Однако наличие только магнитометрических данных в этих работах затрудняет получение однозначных выводов о характере межслойного обмена.

В настоящей работе проводятся подробные исследования магнитных свойств структур Fe/Cr/Gd с целью определения характера зависимости межслойного взаимодействия от толщины прослойки Cr. Представлялось интересным выяснить возможность существования осцилляций обмена по аналогии с системой Fe/Cr/Fe, в частности, наличие смены знака АФМ-обмена на ФМ-обмен при определенной толщине прослойки. Также представляло интерес проверить необходимость учета биквадратичного вклада во взаимодействие, которое, как известно, имеет место в структурах Fe/Cr/Fe. Планировалось также исследовать области реализации различных маг-

нитных фаз (по температуре и магнитному полю) в изучаемой структуре.

Для решения этих задач, помимо магнитометрических методов, в данной работе применяется метод ферромагнитного резонанса (ФМР). Этот метод широко используется при изучении межслойного обмена в слоистых структурах различного состава, в том числе системы Fe/Cr, однако до сих пор он мало использовался для исследования структур типа  $3d/4f$  и  $3d/X/4f$ .

По поводу применения этого метода к структурам на основе гадолиния необходимо сделать следующее замечание. Еще в середине прошлого века было показано [22], что линия ФМР-пленки гадолиния сильно уширяется при переходе в ФМ-фазу. Это, по-видимому, связано с малыми временами магнитной релаксации ФМ-момента гадолиния [23]. В связи с этим обстоятельством метод ФМР не очень удобен для изучения пленок Gd. Однако в системах типа  $3d/X/Gd$  возможна реализация резонансной моды с преимущественной прецессией намагниченности  $3d$ -слоя и малой амплитудой прецессии Gd. Для такой колебательной моды можно ожидать относительно узкую линию резонанса, по положению которой можно судить о величине межслойного взаимодействия.

Такого рода исследования проводились, например, в работе [24], где методом ФМР изучались структуры Co/Gd с тонкими (1–2 монослоя) слоями Gd. При понижении температуры от комнатной были обнаружены слабое уширение линии поглощения и небольшое уменьшение резонансного поля. Для объяснения этих эффектов система теоретически моделировалась в рамках приближения среднего поля. В результате авторам удалось качественно описать экспериментальные результаты и оценить величину АФМ-обмена на границе Co–Gd.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе исследовался набор сверхрешеток  $[\text{Fe}(31.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})/\text{Gd}(45 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})]_{12}$  с различной толщиной прослойки хрома  $t_{\text{Cr}} = 0\text{--}30 \text{ \AA}$ . Образцы были выращены методом высоковакуумного магнетронного напыления на кремниевых и стеклянных подложках и имели поликристаллическую структуру. Как показано в работе [19], слой Gd изучаемых образцов демонстрирует наличие ГПУ-текстуры с ориентацией (0001) в направлении, нормальном к плоскости слоев.

Структурные исследования проводились мето-

дом рентгеновской рефлектометрии, обладающим высокой чувствительностью к периодичности сверхрешеток. Эксперименты реализовались на лабораторном рентгеновском дифрактометре с вращающимся анодом Rigaku SmartLab Ресурсного центра КК НБИКС НИЦ «Курчатовский институт» в горизонтальной геометрии с использованием монохроматизированного характеристического медного излучения  $\text{Cu}_{K_{\alpha 1}}$ . Экспериментальная схема включала в себя монохроматор  $4\text{xGe}(220)$  по схеме Бартельса. Для отделения когерентной составляющей рассеянного излучения зеркально-отраженный пучок регистрировался детектором с узкой приемной щелью. Образец сканировался в пошаговом режиме  $\theta\text{--}2\theta$  в области полного внешнего отражения в широком угловом диапазоне. Ошибка угловых перемещений не превышала 0.1 % на всем диапазоне сканирования. Статистическая ошибка измерения дифрагированной интенсивности составляла не более 15 % на хвостах кривых и до 5 % в области углов до  $3^\circ$ .

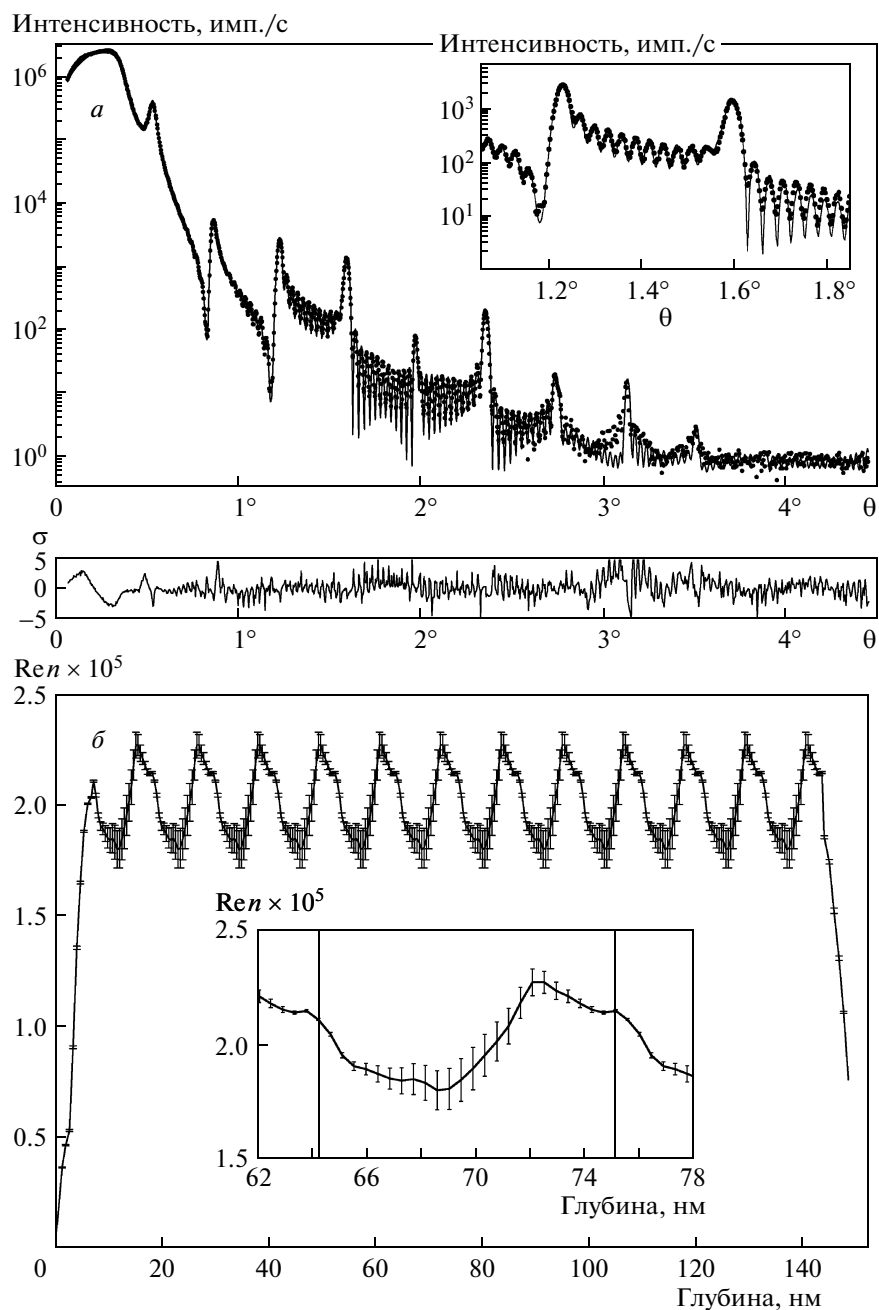
Магнитные свойства системы изучались методами СКВИД-магнитометрии и ФМР в диапазоне температур 4–300 К. В качестве СКВИД-магнитометра использовалась стандартная установка MPMS фирмы «Quantum Design». В использовавшемся самодельном ФМР-спектрометре детектируется мощность СВЧ-сигнала, прошедшего через резонатор с помещенным в него исследуемым образцом. Сигнал резонанса наблюдается при фиксированной частоте возбуждения резонатора с изменением поля в диапазоне 0–10 кЭ. Доступный диапазон частот 7–37 ГГц. Во всех экспериментах магнитное поле было приложено в плоскости пленки.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Статическая намагниченность и спектры ФМР изучались на образцах, приготовленных как на кремниевых, так и на стеклянных подложках. Результаты, полученные для обоих типов подложек, совпадают с хорошей степенью точности.

### 3.1. Рентгеноструктурные исследования

На рис. 1 представлены рефлектометрический спектр и результаты обработки для одного из образцов серии  $[\text{Fe}(31.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(18 \text{ \AA})/\text{Gd}(45 \text{ \AA})/\text{Cr}(18 \text{ \AA})]_{12}$ . При обработке рефлектометрических кривых нами был использован подход, при котором слои в сверхрешетке представлялись набором подслоев толщиной 3–5  $\text{ \AA}$  и проводилось варьирование их



**Рис. 1.** *a)* Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) рефлектометрические кривые для многослойного образца  $[\text{Fe}(31.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(18 \text{ \AA})/\text{Gd}(45 \text{ \AA})/\text{Cr}(18 \text{ \AA})]_{12}$ .  $\sigma$  — отклонение теоретической кривой от экспериментальной; *б)* Профиль распределения действительной части коэффициента преломления в структуре

толщин и оптических констант. При этом предполагалась преимущественная локализация атомов того или иного сорта по глубине структуры. В рамках такого подхода удалось достичь хорошего согласия теоретической и экспериментальной кривых рентгеновской рефлектометрии (рис. 1*a*). На

вставке представлен участок кривой, демонстрирующий высокое качество подгонки. Теоретические кривые качественно описывают все характерные особенности экспериментальных кривых.

Полученный профиль распределения оптических констант показан на рис. 1*б* (приведен только

профиль распределения действительной части комплексного коэффициента преломления — дисперсии). Отдельно на вставке к рис. 1б представлен полученный профиль для одного периода (вертикальными линиями ограничена область одного периода). С учетом того факта, что проведение эксперимента с использованием характеристического излучения меди не позволяет надежно разделить области, богатые железом и хромом, поскольку для данной энергии их оптические константы достаточно близки, можно достаточно приблизительно дать оценки отдельным областям периода сверхрешеток, которые, тем не менее, хорошо согласуются с магнитными свойствами.

На основании данных рентгеновской рефлектометрии можно сделать вывод о том, что образцы серии обладают хорошо сформированной слоистой структурой. Межслойные границы не являются резкими, для них характерно наличие переходных слоев толщиной в 2–3 атомных монослоя. Для образца с толщиной прослойки Cr 4 Å нельзя говорить о наличии сплошного слоя Cr ввиду интердиффузии Fe–Cr и Gd–Cr на толщинах, превышающих номинальную толщину прослойки Cr. Для образцов с толщинами прослойки Cr более 4 Å отмечается формирование сплошного слоя Cr.

### 3.2. Измерения статической намагниченности

На рис. 2 приведены температурные зависимости магнитного момента единицы площади образца,  $m(T)$ , измеренные в поле 500 Э для ряда структур с различной толщиной прослойки Cr. Для всех образцов выше температуры 250 К величина намагниченности выходит на постоянное значение, что, очевидно, связано с переходом основного объема слоев Gd в парамагнитную фазу. При этом величина остаточной намагниченности главным образом обусловлена магнитным моментом слоев Fe. Ниже указанной температуры (примерно 250 К) гадолиний переходит в ФМ-фазу, и кривые  $m(T)$  для образцов с разными  $t_{Cr}$  ведут себя по-разному в зависимости от типа межслойного упорядочения, реализующегося в системе. Заметим, что, согласно работе [19], приграничные области слоев Gd сохраняют некоторую намагниченность и выше 250 К, что обусловлено обменом с соседними слоями Fe. Тем не менее очевидно, что основная масса слоя Gd испытывает ФМ-переход именно при  $T \approx 250$  К.

По виду температурной зависимости намагниченности все исследуемые образцы можно разделить

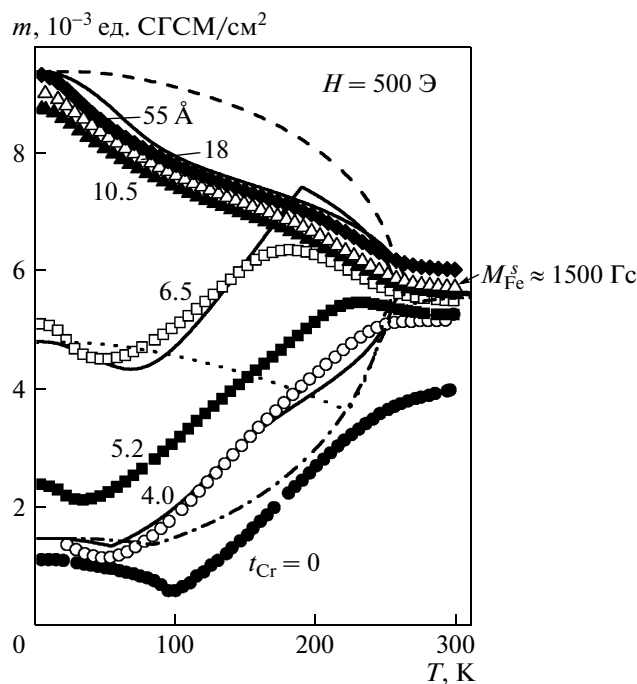


Рис. 2. Магнитный момент единицы площади как функция температуры для нескольких образцов с различной толщиной прослойки Cr. Точки — эксперимент, линии — теоретическое моделирование

на две группы: образцы с  $t_{Cr} < 9$  Å и образцы с  $t_{Cr} > 9$  Å. Намагниченность для образцов из первой группы вначале увеличивается при уменьшении температуры от 300 К, а затем при определенной температуре уменьшается. Таким образом, имеется максимум на зависимости намагниченности от температуры. При увеличении толщины прослойки Cr температура, соответствующая максимуму, уменьшается, а намагниченность сверхрешетки при любой фиксированной температуре увеличивается. Поэтому можно предположить, что величина межслойного АФМ-взаимодействия в системе уменьшается с ростом  $t_{Cr}$ .

Для образцов второй группы ( $t_{Cr} > 9$  Å) намагниченность монотонно возрастает при уменьшении температуры. Форма кривой  $m(T)$ , а также величина намагниченности перестают меняться с ростом толщины прослойки. Такое поведение свидетельствует о малости (либо отсутствии) межслойного обмена и, как следствие, ФМ-упорядочении структуры в приложенном поле.

У образца Fe/Gd без прослоек хрома имеется точка компенсации при  $T \approx 100$  К.

Низкотемпературные кривые намагничивания,

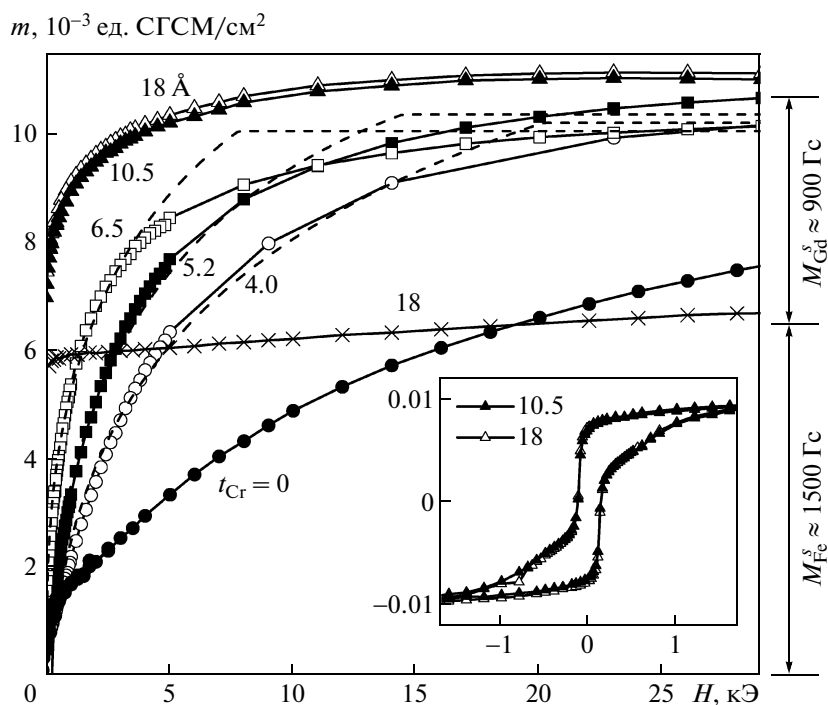


Рис. 3. Кривые намагничивания,  $m(H)$ , для нескольких образцов с различной толщиной прослойки Cr, полученные при  $T = 20$  К. Точки, соединенные сплошными линиями, — эксперимент, штриховые линии — моделирование в приближении эффективного поля. Дополнительно приведена кривая намагничивания, измеренная при комнатной температуре для образца с  $t_{Cr} = 18$  Å (—x—). На вставке представлены низкотемпературные петли гистерезиса для образцов с толщинами прослоек хрома 10.5 и 18 Å

$m(H)$ , подтверждают предположение о быстром уменьшении АФМ-обмена с увеличением толщины прослоек Cr. На рис. 3 приведены такие кривые для серии образцов с  $t_{Cr}$  в диапазоне 0–18 Å, измеренные при  $T = 20$  К.

Кривые  $m(H)$  для образцов с  $t_{Cr} < 7$  Å имеют малый остаточный момент, что указывает на АФМ-взаимодействие слоев Fe и Gd. При увеличении  $t_{Cr}$  от 0 до 7 Å восприимчивость образцов в нулевом поле быстро растет, свидетельствуя об уменьшении величины АФМ-обмена. Для образцов с  $t_{Cr} \approx 9$  Å на зависимостях  $m(H)$  появляется относительно большой остаточный момент. С дальнейшим ростом  $t_{Cr}$  величина намагниченности и форма кривых  $m(H)$  практически перестают изменяться, что, по-видимому, свидетельствует о малости межслойного взаимодействия по сравнению с коэрцитивной силой при больших толщинах хромовой прослойки. Кроме того, на кривых  $m(H)$  наблюдается достаточно длинный участок выхода на насыщение, связанный, вероятно, с особенностями процесса намагничивания пленок (в частности с эффектами поликри-

сталличности). Это обстоятельство затрудняет прямое определение величины обмена по значению поля насыщения.

Петли гистерезиса для образцов с  $t_{Cr} > 10$  Å практически совпадают. Их форма (вставка на рис. 3) качественно может быть объяснена независимым перемагничиванием слоев Fe и Gd, имеющих различную величину коэрцитивной силы, что не позволяет говорить о каком-либо проявлении межслойного взаимодействия.

Представленные выше экспериментальные данные позволяют непосредственно оценить ряд магнитных параметров выращенных слоев Fe и Gd. Как уже говорилось, из кривых  $m(T)$  можно оценить температуру Кюри слоев гадолия  $T_{Gd}^C \approx 250$  К. Эта величина заметно меньше  $T_C$  объемного гадолия (290 К). Подобное уменьшение температуры Кюри практически всегда наблюдается для тонких слоев Gd в системах Fe/Gd [11, 25–27]. Величина магнитного момента при комнатной температуре позволяет оценить намагниченность насыщения слоев железа  $M_{Fe}^s \approx 1500$  Гс, а магнитный момент на-

сыщения при низких температурах — намагниченность насыщения слоев гадолиния  $M_{Gd}^s \approx 900$  Гс. Полученные значения значительно меньше их объемных значений (соответственно 1700 Гс и 2060 Гс). Уменьшение намагниченности ФМ-слоев часто наблюдалось в системе Fe/Gd [12, 25]. Обычно оно составляет не более 20–30%. Похожее сильное уменьшение намагниченности наблюдалось в работе [28] для системы Fe/Gd/Fe, где были найдены значения  $M_{Fe}^s \approx 1545$  Гс и  $M_{Gd}^s \approx 1030$  Гс. Более чем двукратное уменьшение намагниченности тонких слоев Gd по сравнению с табличным значением было обнаружено также в работе [29] для многослойной системы Gd/Cr. В работе [20] подавление намагниченности Gd в системе Gd/Cr/FeCo связывается с присутствием в тонких слоях Gd парамагнитной кристаллографической ГЦК-фазы, неравновесной в массивном гадолинии.

Анализ полученных в настоящей работе температурных и полевых зависимостей намагниченности для серии образцов Fe/Cr/Gd с различной величиной  $t_{Cr}$  позволяет говорить лишь о быстром уменьшении величины межслойного обменного взаимодействия АФМ-знака при увеличении толщины хромовой прослойки. Никаких признаков осцилляций этого взаимодействия с толщиной прослойки Cr обнаружено не было. Причиной этого может служить слабость обменных эффектов для образцов  $t_{Cr} > 9 \text{ \AA}$  по сравнению с паразитными изменениями формы гистерезисных кривых намагничивания, обусловленных анизотропией кристаллитов, доменной структурой, неоднородностью межслойных границ и т. п.

В этом случае метод ФМР может оказаться более чувствительным, поскольку изменение межслойного обмена приводит к сдвигу резонансных пиков независимо от величины приложенного поля. Поэтому возможно наблюдение такого обменного сдвига в достаточно больших полях за пределами петли гистерезиса, когда слои Fe и Gd уже в достаточной степени однородно намагничены.

### 3.3. Ферромагнитный резонанс

Исследование ФМР при комнатной температуре показывает для всех образцов наличие в спектре одной линии поглощения. Ее положение по полю хорошо описывается (см. рис. 4) формулой Киттеля для ФМ-пленки,

$$f = \gamma \sqrt{H(H + KM)},$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. При этом величина  $KM$  соответствует эффективному полю размаг-

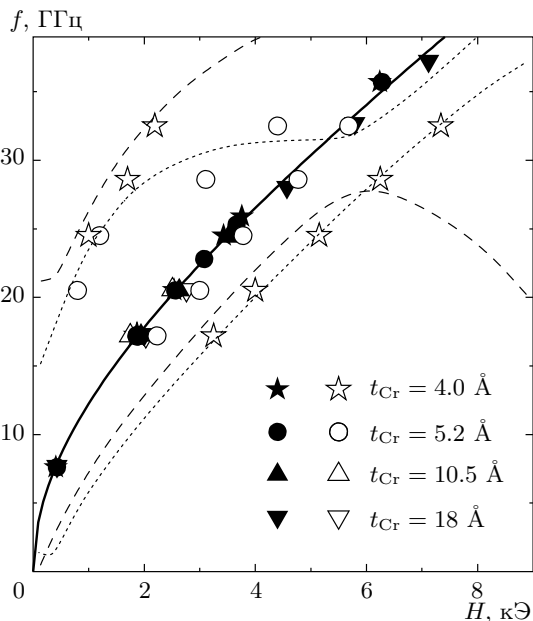


Рис. 4. Зависимости частот резонанса от поля для нескольких образцов при комнатной температуре (темные символы) и  $T = 30 \text{ K}$  (светлые символы). Линии — теоретическая модель (сплошная линия соответствует формуле Киттеля для ФМ-пленки)

ничивания  $4\pi M_{Fe}^s$  со значением  $M_{Fe}^s \approx 1500$  Гс, что хорошо согласуется с данными измерений статической намагниченности при комнатной температуре.

При понижении температуры спектры образцов с  $t_{Cr} > 8 \text{ \AA}$  изменяются слабо — наблюдаются лишь небольшие сдвиги резонансных линий по полю (не более 100 Э) (см. рис. 4 и 6). Это подтверждает предположение о слабости межслойного взаимодействия для указанных образцов.

Напротив, для образцов с  $t_{Cr} < 8 \text{ \AA}$  вид спектров сильно меняется с понижением температуры. В области низких температур наблюдаются две ветви поглощения (см. рис. 4 и 6). С увеличением толщины прослойки Cr низкополевая ветвь смещается в более высокие поля, а высокополевая — в более низкие. При  $t_{Cr} > 8 \text{ \AA}$  высокополевая ветвь резонанса исчезает.

Рисунок 5а иллюстрирует характерное поведение спектра ФМР при изменении температуры на примере образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$  на частоте 26 ГГц. При комнатной температуре наблюдается одна линия резонанса. При охлаждении ниже определенной температуры линия начинает уширяться и сдвигаться в сторону меньших полей. При дальнейшем охлаждении в более высоких полях появляется вторая широкая линия поглощения. На рис. 5б изображе-

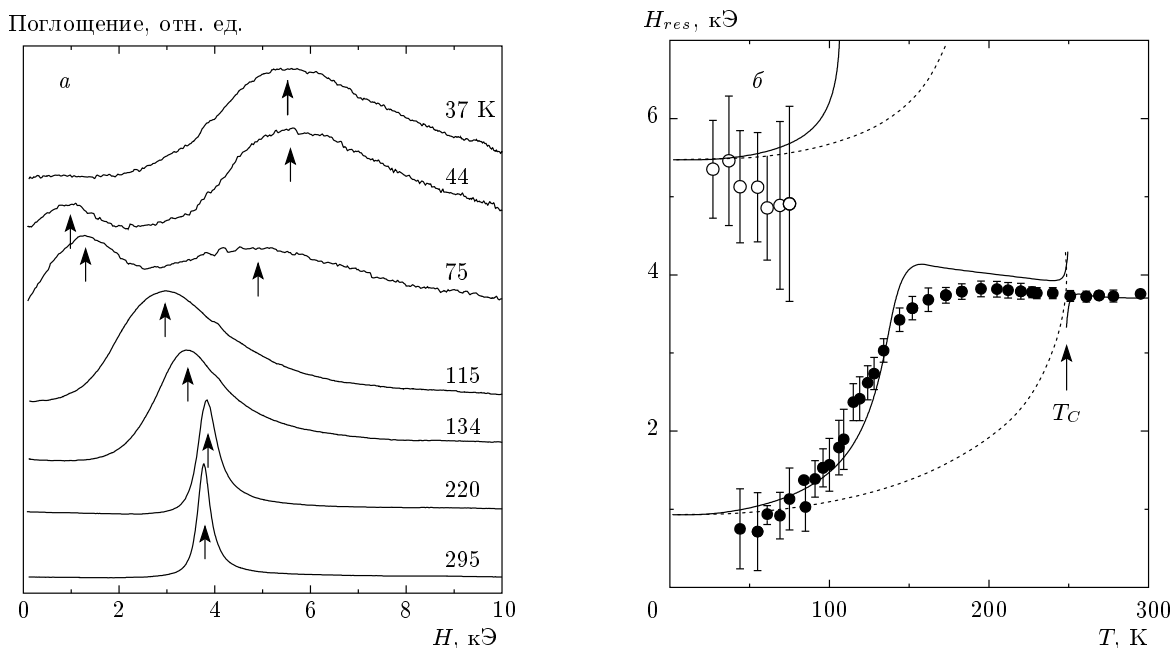


Рис. 5. а) Серия записей сигнала резонанса для образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$  на частоте 26 ГГц при различных температурах. б) Результирующая зависимость величины резонансного поля от температуры для этого образца. Точки — эксперимент, линии — теоретическое моделирование

на результирующая зависимость резонансного поля от температуры для обеих линий. Следует обратить внимание на наличие небольшого максимума на зависимости  $H_{res}(T)$  для низкополевой линии поглощения ниже температуры Кюри  $T_C$  гадолия (см. также рис. 6).

Качественно подобное поведение линии резонанса наблюдается на всех частотах в диапазоне 7–37 ГГц для образцов с тонкими прослойками хрома. С увеличением толщины прослойки максимум кривой  $H_{res}(T)$  сдвигается в сторону низких температур (рис. 6а). При толщинах 10–15 Å указанный максимум исчезает — резонансное поле монотонно уменьшается с охлаждением (рис. 6б). Однако при толщинах 18–20 Å максимум вновь появляется (рис. 6в) и затем, при дальнейшем увеличении  $t_{Cr}$ , исчезает. Малость температурного сдвига линий ФМР для образцов с  $t_{Cr} > 8 \text{ \AA}$  свидетельствует о слабости межслойного взаимодействия в этой области толщин прослойки. Тем не менее наблюдаемая картина (рис. 6) позволяет сделать предположение о наличии периодического изменения магнитных свойств системы в зависимости от толщины прослойки.

Для интерпретации представленных выше экспериментальных данных в дальнейшем используется модель эффективного поля.

#### 4. МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ

Для теоретического анализа магнитных свойств систем типа Fe/Gd, Co/Gd многими авторами используется метод среднего поля [10, 24–26]. Как уже отмечалось выше, обменное взаимодействие на границе между слоями 3d/Gd имеет большую величину, сравнимую с обменом внутри слоев Gd. Это свойство системы приводит к существенно неоднородному распределению намагниченности по толщине слоев Gd при температурах сравнимых с  $T_C$  гадолия, а также к возникновению скрученного (twisted) состояния внутри ФМ-слоев (как Gd, так и 3d-металла) при приложении магнитного поля [12, 27].

При теоретических расчетах такого неоднородного распределения намагниченности ФМ-слои моделируют разбиением на отдельные атомные плоскости. При этом средняя намагниченность атомов внутри каждой плоскости определяется эффективными обменными полями, действующими со стороны ближайших соседей внутри самой плоскости и в соседних плоскостях. Такое моделирование позволяет на качественном уровне описать магнитные свойства системы. Однако для лучшего количественного описания в некоторых случаях приходится привлекать дополнительные предположения о структуре слоев Gd. Так, в работе [26] при расчете кривых намагни-



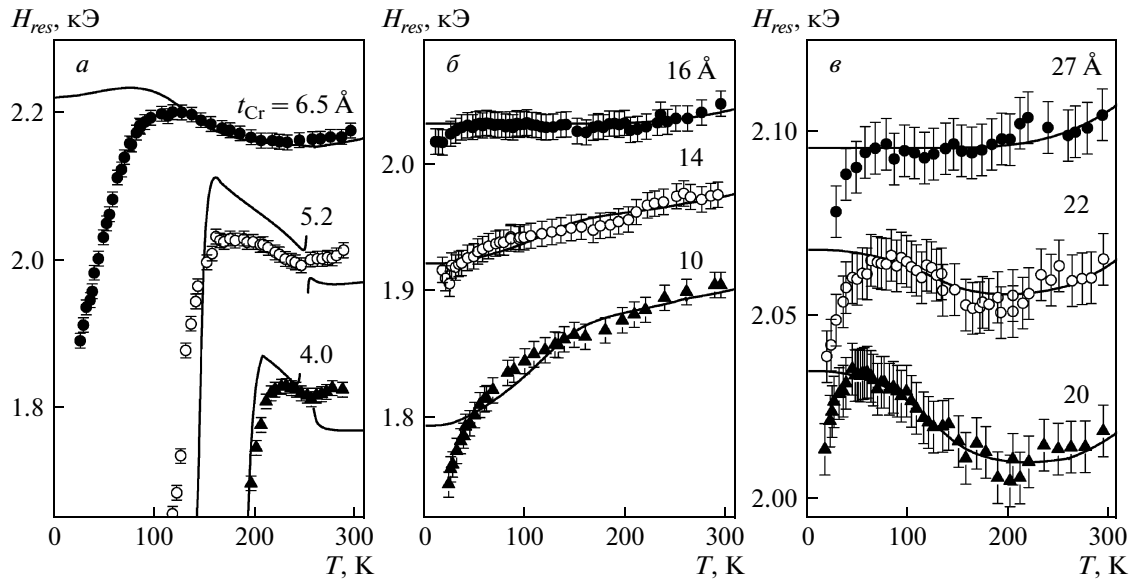


Рис. 6. Зависимости резонансного поля от температуры,  $H_{res}(T)$ , для серии образцов с различной толщиной прослоек хрома,  $4 \text{ \AA} < t_{Cr} < 27 \text{ \AA}$ , на частоте 17 ГГц. Точки — эксперимент, линии — теоретическое моделирование. Для наглядности кривые сдвинуты относительно друг друга по вертикали

чивания многослойных структур Fe/Gd используется неоднородное распределение величины намагниченности по толщине слоев Gd, определенное из эксперимента. В работе [27] для описания магнитных свойств сверхрешеток Gd/Fe вводится предположение о наличии приграничных слоев Gd с повышенной по сравнению с центральной частью температурой Кюри.

Как будет показано ниже и как следует из работы [21], введение прослойки Cr толщиной более  $4 \text{ \AA}$  между слоями 3d-металла и Gd приводит к существенному (по крайней мере на порядок) уменьшению межслойного обменного взаимодействия. В связи с этим, можно предположить, что распределение намагниченности внутри ФМ-слоев Gd окажется в большей степени однородным, что позволяет избежать необходимости расчета с разбиением на отдельные атомные плоскости. Тем не менее из-за поверхностных эффектов и несовершенства интерфейсов приграничные области в слоях Gd могут иметь магнитные характеристики, существенно отличающиеся от внутренних областей, и оказывать заметное влияние на свойства образцов. Согласно работе [19], именно такая ситуация реализуется в изучаемых образцах.

В связи с тем, что в спектрах ФМР наблюдается не более двух линий поглощения, для описания температурных зависимостей намагниченности и ре-

зонансных частот можно ограничиться рассмотрением одного структурного элемента сверхрешетки, который определяет все свойства системы. Рассмотрим сначала два обменно-связанных однородно намагниченных слоя железа и гадолиния. Энергию взаимодействия слоев,  $E_{ex}$ , в расчете на единицу площади запишем в виде суммы билинейного и биквадратичного вкладов, как это обычно делается для систем Fe/Cr/Fe:

$$E_{ex} = -J_1 \frac{\mathbf{M}_{Fe} \cdot \mathbf{M}_{Gd}}{M_{Fe}^s M_{Gd}^s} + J_2 \left( \frac{\mathbf{M}_{Fe} \cdot \mathbf{M}_{Gd}}{M_{Fe}^s M_{Gd}^s} \right)^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}_{Fe}$  и  $\mathbf{M}_{Gd}$  — векторы намагниченности слоев Fe и Gd,  $M_{Fe}^s, M_{Gd}^s$  — соответствующие величины намагниченности насыщения,  $J_1$  и  $J_2$  — билинейная и биквадратичная обменные константы. Заметим, что биквадратичный вклад в энергию взаимодействия слоев учитывался также в работе [21] для структур типа Co/Cr/Gd.

Чтобы описать температурные зависимости намагниченности и ФМР, используем метод эффективного поля. Известно, что для системы Fe/Cr/Fe в интересующем нас диапазоне температур 4–300 К обменные константы меняются относительно слабо, величина же  $M_{Gd}$ , напротив, меняется существенным образом. Поэтому в наших расчетах мы в первом приближении пренебрежем температурной зависимостью обменных констант  $J_1$  и  $J_2$ , а намагни-

ченности слоев Fe и Gd будем считать зависящими от температуры согласно функциям Бриллюэна  $B_{S_i}$  для соответствующих величин спина  $S_i$ :

$$M_i = M_i^s B_{S_i} \left( \frac{\mu_i H_i^{eff}}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где индекс  $i$  обозначает слой Fe или Gd. В качестве  $S_i$  используются табличные значения: для гадолиния  $S_{Gd} \approx 3.5$  и эффективная величина для железа  $S_{Fe} \approx 1$ . Магнитный момент на атом,  $\mu_i$ , определяется выражением  $\mu_i = g \mu_B S_i$ , где гиромагнитный фактор  $g \approx 2$  для Fe и Gd,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k_B$  — константа Больцмана.

Эффективное поле  $\mathbf{H}_i^{eff}$ , действующее на слой  $i$ , определяется выражением

$$\mathbf{H}_i^{eff} = \lambda_i \mathbf{M}_i + \mathbf{H} + \mathbf{H}_i^{ex}. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_i \mathbf{M}_i$  — внутреннее «молекулярное» поле Вейсса, которое определяет температуру Кюри магнитного слоя (при отсутствии внешнего поля и взаимодействия с соседним слоем). Константа среднего поля  $\lambda_i$  связана с температурой Кюри  $T_i^C$  формулой

$$\lambda_i = \frac{3k_B T_i^C}{\mu_i M_i^s} \frac{S_i}{S_i + 1}. \quad (4)$$

Также в выражение (3) для  $\mathbf{H}_i^{eff}$  входят внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  и величина  $\mathbf{H}_i^{ex}$  — эффективное поле взаимодействия с соседним слоем, которое определяется через производную энергии (1):

$$\mathbf{H}_i^{ex} = -\frac{1}{t_i} \frac{\partial E_{ex}}{\partial \mathbf{M}_i}, \quad (5)$$

где  $t_i$  — толщина слоя  $i$ .

Собственные частоты магнитных колебаний системы (т.е. частоты ФМР) определяются из линеаризованных уравнений Ландау и Лифшица без диссипативного члена:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = \gamma_i \left[ \left( \mathbf{H}_i^{eff} - K_i \mathbf{m}_i^z \right) \times \mathbf{M}_i \right]. \quad (6)$$

Из-за большой величины размагничивающего фактора в равновесии магнитные моменты слоев всегда лежат в плоскости пленки, однако в случае прецессии магнитного момента появляется его ненулевая составляющая  $\mathbf{m}_i^z$ , нормальная плоскости пленки. В связи с этим в уравнении (6) появляется добавка  $K_i \mathbf{m}_i^z$  к эффективному полю, где  $K_i$  — коэффициент легкоплоскостной анизотропии (включая размагничивающий фактор).

Выражения (1)–(6) позволяют для любой температуры рассчитать как статические кривые намагничивания, так и полевые зависимости частот ФМР рассматриваемой модельной структуры.

Недостатком модели является большое число подгоночных параметров. Однако ряд величин —  $T_{Gd}^C$ ,  $M_{Fe}^s$  и  $M_{Gd}^s$  — уже известны из анализа экспериментальных кривых намагничивания. Мы можем также пренебречь возможным отклонением температуры Кюри железа,  $T_{Fe}^C = 1043$  К, от ее значения для объемного вещества, поскольку исследуемый температурный интервал лежит гораздо ниже этой температуры. Таким образом, большинство параметров, входящих в систему уравнений (1)–(6), оказывается в достаточной степени определенным. Исключения составляют два наиболее существенных параметра — константы межслойного взаимодействия  $J_1$  и  $J_2$ , — которые и должны определять все существенные особенности кривых намагничивания и спектров ФМР.

Выше на рис. 2 прерывистыми линиями показаны расчетные зависимости  $m(T)$  для разных значений обменных параметров  $J_1$ ,  $J_2$ . Штриховая линия описывает зависимость  $m(T)$  в случае отсутствия межслойного взаимодействия. Видно, что ее форма существенно отличается от экспериментальных кривых  $m(T)$  для образцов с  $t_{Cr} > 8$  Å (со слабым обменом). Плохо описывается и форма кривой  $m(T)$  для образца с  $t_{Cr} = 4$  Å с сильным АФМ-обменом (штрихпунктирная линия на рис. 2). Также не удается описать сложную немонотонную зависимость  $m(T)$  для образцов с промежуточными толщинами прослойки. Так, например, пунктирная линия на рис. 2 представляет собой попытку наилучшей аппроксимации экспериментальных данных для образца с  $t_{Cr} = 6.5$  Å. Используемые величины констант  $J_1$ ,  $J_2$  для образцов с  $t_{Cr} < 8$  Å составляют порядка 1 эрг/см<sup>2</sup>. Варьирование этих значений не позволяет добиться лучшего согласия с экспериментальными данными.

Наблюдаемое отклонение расчетных кривых от полученных экспериментально зависимостей  $m(T)$  мы связываем с наличием неоднородного по толщине распределения намагниченности в слоях Gd. Для учета этого эффекта, аналогично работам [11, 27], мы вводим дополнительное грубое разбиение слоя Gd на внутреннюю и приграничную области с толщинами  $t_{Gd}^{in}$  и  $t_{Gd}^{ex}$  (при этом должно выполняться соотношение  $t_{Gd}^{in} + 2t_{Gd}^{ex} = t_{Gd}$ ) и различными температурами Кюри ( $T_{Gd,in}^C$  и  $T_{Gd,ex}^C$ ). Выражение для энергии межслойного

взаимодействия (1) в этом случае преобразуется к виду

$$E_{ex} = -J_1 \frac{M_{Fe} \cdot M_{Gd}^{ex}}{M_{Fe}^s M_{Gd}^s} + J_2 \left( \frac{M_{Fe} \cdot M_{Gd}^{ex}}{M_{Fe}^s M_{Gd}^s} \right)^2 - A \frac{M_{Gd}^{in} \cdot M_{Gd}^{ex}}{(M_{Gd}^s)^2}, \quad (7)$$

где появляется дополнительный параметр  $A$ , характеризующий энергию взаимодействия между внутренней («*in*») и внешней («*ex*») областями слоя гадолиния. Этот параметр в грубом приближении учитывает энергию неоднородного распределения намагниченности по толщине пленки Gd. По порядку величины параметр  $A$  связан с обменной жесткостью гадолиния  $A_{Gd} \approx 3 \cdot 10^{-7}$  эрг/см соотношением  $A \sim A_{Gd}/t_{Gd} \sim 1$  эрг/см<sup>2</sup>.

С учетом сказанного выше были рассчитаны температурные и полевые зависимости намагниченности и частот резонанса и проведено их сравнение с экспериментальными данными.

## 5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА

Выше на рис. 2 сплошными линиями показаны результаты расчета кривых  $m(T)$ , полученные с учетом неоднородного распределения магнитного момента по толщине в слое Gd с использованием значений  $t_{Gd}^{in} = 2t_{Gd}^{ex} = 22.5 \text{ \AA}$ ,  $A = 5.7$  эрг/см<sup>2</sup>,  $T_{Gd,in}^C = 250$  К и  $T_{Gd,ex}^C = 100$  К. При этом расчетные кривые, соответствующие структурам с различной толщиной прослоек хрома, различаются лишь величинами обменных констант  $J_1$  и  $J_2$  (подробнее см. ниже разд. 6).

Из рис. 2 видно, что предположение о наличии приграничного слоя в Gd позволяет лучше описать температурные зависимости намагниченности образцов (сплошные линии) по сравнению с моделью однородно намагниченного слоя Gd (прерывистые линии). В частности, по крайней мере на качественном уровне, предсказываются экспериментально наблюдаемые немонотонные зависимости  $m(T)$  для образцов с тонкими прослойками Cr.

Подчеркнем, что в отличие от системы Fe/Gd, обсуждаемой в работах [11, 27], где предполагалось, что приграничный слой Gd имел повышенную температуру Кюри, в рассматриваемой системе Fe/Cr/Gd для лучшего описания экспериментальных данных следует предположить, что приграничный слой гадолиния имеет пониженную температуру Кюри. Это может быть связано с существен-

ным ослаблением межслойного взаимодействия по сравнению с системой Fe/Gd. Как будет видно из дальнейшего (см. разд. 6), полученные значения обменных констант не превышают 1 эрг/см<sup>2</sup>, что по крайней мере на порядок меньше обмена в системе Fe/Gd.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных для кривых намагничивания,  $m(H)$ , представлено выше на рис. 3.

Аппроксимация данных ФМР требует учета дополнительных параметров, входящих в уравнение (6), — гиромангнитного отношения  $\gamma_i$  и коэффициента легкоплоскостной анизотропии  $K_i$  слоев Fe и Gd. В качестве гиромангнитного отношения для обоих типов слоев используются его значения для объемных веществ Fe и Gd, соответствующие фактору  $g = 2$ . Коэффициент легкоплоскостной анизотропии слоев железа,  $K_{Fe}$ , как указывалось выше, с хорошей точностью соответствует величине размагничивающего фактора  $4\pi$ . Аппроксимация зависимостей резонансной частоты от поля в области низких температур (см. рис. 4) дает для слоев Gd заметно большее значение  $K_{Gd} \approx 19$ , что может быть связано с наличием ГПУ-текстуры слоев гадолиния [19] и связанной с ней дополнительной анизотропией.

Экспериментальные данные и расчетные кривые для зависимости частот резонанса от магнитного поля,  $f(H)$ , для нескольких образцов при комнатной температуре и при  $T = 30$  К представлены выше на рис. 4.

Полученные теоретические зависимости  $m(H)$  и  $f(H)$  (штриховые и пунктирные линии на рис. 3 и 4) на качественном уровне согласуются с экспериментом. Отметим, что учет биквадратичного вклада в энергию взаимодействия слоев определяет наблюдаемый экспериментально нелинейный выход кривых  $m(H)$  на насыщение и наличие начального возрастающего участка зависимости  $f(H)$  высокочастотной ветви ФМР. Подобное поведение кривых намагничивания и спектров ФМР наблюдалось ранее для систем Fe/Cr/Fe и также описывалось в рамках биквадратичной модели [4]. Наблюдаемая низкочастотная (высокополевая) ветвь ФМР соответствует прецессии слоев Fe и Gd в фазе, а высокочастотная (низкополевая) — в противофазе (внутренняя и приграничные области слоя гадолиния прецессируют практически сонаправленно).

Расчетная зависимость величины резонансного поля от температуры  $H_{res}(T)$  (сплошная линия на рис. 5б) качественно согласуется с экспериментальными данными для образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$ .

Не вполне идеальное количественное согласие рассчитанных кривых с полученными экспериментально (см. рис. 2–4, 5б) можно приписать грубости рассматриваемой теоретической модели.

Сравнение рассчитанных теоретических зависимостей  $m(T)$ ,  $m(H)$ ,  $f(H)$  и  $H_{res}(T)$  с соответствующими экспериментальными данными, полученными для всей серии изученных образцов, позволило сделать выводы о типах магнитных состояний, реализуемых в системе при различных  $H$  и  $T$ .

Так, уменьшение величины  $m(T)$  (см. рис. 2) для образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$  при охлаждении ниже 250 К связано с антипараллельным упорядочением слоев Fe и Gd; при этом магнитный момент железа направлен вдоль магнитного поля. В области  $T \lesssim 50 \text{ К}$ , где намагниченность образца начинает расти, система переходит в скошенную магнитную фазу. Для образцов с  $t_{Cr} = 5.2 \text{ \AA}$  и  $t_{Cr} = 6.5 \text{ \AA}$  ниже 250 К сначала реализуется фаза с ФМ-упорядочением слоев Fe и Gd, благодаря чему наблюдается рост намагниченности образцов. С понижением температуры происходит переход в скошенное состояние и намагниченность начинает убывать. При самых низких температурах намагниченность снова растет, что обусловлено возрастанием относительного вклада биквадратичного слагаемого в энергию взаимодействия слоев по сравнению с билинейным за счет более высокой степени по намагниченности Gd.

На зависимости величины резонансного поля от температуры,  $H_{res}(T)$  (см. рис. 5б), слабый сдвиг линии поглощения в область более высоких полей при  $T < T_{Gd}^C \approx 250 \text{ К}$  связывается с реализацией ФМ-фазы при данных магнитных полях. Резкое уменьшение резонансного поля ниже определенной температуры обусловлено переходом в скошенную фазу. Для сравнения на том же графике пунктирными линиями приведен результат расчета без учета приграничных областей в слоях Gd с пониженной температурой Кюри. Видно, что в данном случае резкое уменьшение резонансного поля происходит непосредственно ниже  $T_{Gd}^C$ , и экспериментальные точки описываются плохо.

Для обобщения всех полученных данных была рассчитана  $H$ - $T$ -диаграмма магнитных состояний для образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$  (сплошные линии на рис. 7а), которая указывает на существование ФМ-фазы, АФМ-фазы и скошенного состояния и определяет границы между ними. Точки на рисунке соответствуют экспериментальным данным  $H_{res}(T)$ , полученным на частотах 17, 20 и 26 ГГц для указанного образца.

Построенная диаграмма еще раз иллюстрирует тот факт, что быстрое смещение линии ФМР в малые поля при уменьшении температуры начинается на границе перехода в скошенное состояние. Слабый рост  $H_{res}$  ниже  $T_{Gd,in}^C$  соответствует ФМ-фазе, где намагниченности слоев Fe и Gd сонаправлены полю.

На рис. 7б представлены профили (значения) намагниченности по толщине образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$ , рассчитанные для нескольких характерных точек на фазовой диаграмме рис. 7а. Обратим внимание на то, что слабая намагниченность сохраняется в слое Gd при температурах выше  $T_{Gd,in}^C = 250 \text{ К}$  (профили «с» и «е»). При этом, благодаря межслойному АФМ-взаимодействию, магнитный момент приграничной области слоя Gd направлен противоположно намагниченности слоя Fe. При понижении температуры ниже примерно 250 К намагниченность внутренней области слоя Gd существенно возрастает (профили «b» и «d»). При этом между точками «b» и «с» фазовой диаграммы происходит смена знака намагниченности приграничного слоя,  $M_{Gd}^{ex}$ . Штриховая линия на диаграмме между соответствующими областями отвечает обращению в нуль величины  $M_{Gd}^{ex}$ . Пунктирная линия между точками «d» и «е» АФМ-области фазовой диаграммы соответствует выравниванию значений намагниченности внутренней и приграничной областей слоя Gd. Отметим, что расчетный профиль намагниченности в точке «е» качественно соответствует полученному в работе [19].

## 6. ЗАВИСИМОСТЬ ОБМЕННЫХ КОНСТАНТ ОТ ТОЛЩИНЫ ПРОСЛОЙКИ ХРОМА

Наличие подробных экспериментальных данных, полученных при изучении  $H_{res}(T)$  (ФМР) на частоте 17 ГГц для всех исследованных образцов в широком интервале температур, и сравнение их с расчетными кривыми (см. рис. 6) позволили сделать определенные заключения о поведении обменных констант в зависимости от толщины прослойки хрома. При увеличении толщины прослойки в области 4–8  $\text{\AA}$  величина межслойного АФМ-обмена уменьшается. В области высоких температур становится более выгодным ФМ-состояние (слабый рост  $H_{res}$  при понижении  $T$ ), а граница перехода в скошенную фазу сдвигается в сторону более низких температур (резкое уменьшение  $H_{res}$  при понижении  $T$ ). В области толщин прослойки 10–15  $\text{\AA}$  происходит смена знака обмена на ферромагнитный, и при понижении  $T$  наблюдается монотонное уменьшение

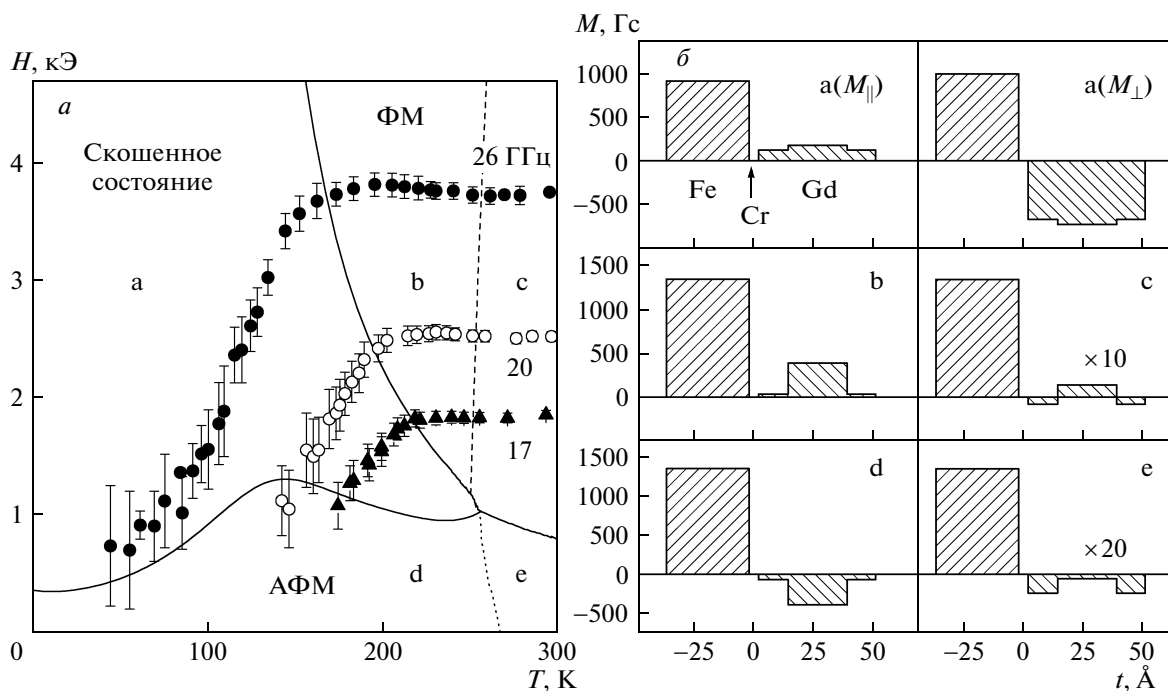


Рис. 7. Расчетная фазовая диаграмма (а) и профили намагниченности по толщине слоев Fe и Gd (б) для нескольких характерных точек диаграммы, обозначенных буквами а–е, для образца с  $t_{Cr} = 4.0 \text{ \AA}$ . Для скошенного состояния показаны профили составляющих намагниченности вдоль и перпендикулярно полю. Нуль на шкале толщины соответствует положению прослойки Cr. На фазовой диаграмме точками показаны экспериментальные зависимости  $H_{res}(T)$  на частотах 17, 20 и 26 ГГц

$H_{res}$ . Для образцов с  $t_{Cr}$  в диапазоне 20–25 Å вновь наблюдается участок роста  $H_{res}$  при охлаждении, что может быть связано с переходом к межслойному АФМ-взаимодействию.

В целом рассматриваемая модель на качественном уровне неплохо описывает экспериментальные зависимости  $H_{res}(T)$ , однако обращает на себя внимание плохое согласие экспериментальных и теоретических кривых в области самых низких температур (ниже 30 К). Очевидно, что по тем или иным причинам используемый подход становится неприменимым в этой области. Одной из причин может являться существенное изменение обменных констант при низких температурах, поэтому наш анализ применим лишь в достаточно высокотемпературной области.

Описанная выше смена знака обменного взаимодействия в изучаемой системе с изменением толщины хромовой прослойки более наглядно демонстрируется на рис. 8, на котором для нескольких образцов показаны температурные зависимости смещения линии ФМР относительно ее положения при 250 К. Как видно из рисунка, направление смеще-

ния пика поглощения ниже 250 К зависит от толщины прослойки Cr. Связь этого смещения со знаком межслойного взаимодействия следует из следующего рассуждения.

Наблюдаемая линия ФМР при высоких температурах соответствует прецессии вектора намагниченности слоя Fe в эффективном поле, включающем в себя внешнее магнитное поле и поле, определяемое межслойным взаимодействием. При достаточно больших полях и малом межслойном обмене магнитные моменты Fe и Gd упорядочены вдоль магнитного поля. В этом случае величина эффективного поля на Fe будет уменьшаться или увеличиваться с уменьшением температуры в зависимости от знака межслойного обмена. Для соблюдения резонансных условий (при фиксированной частоте) внешнее поле должно увеличиваться в случае АФМ-знака межслойного взаимодействия и уменьшаться при его ФМ-знаке. Таким образом, из рис. 8 следует, что образцы с  $t_{Cr} = 5.2, 6.5, 20 \text{ \AA}$  обладают межслойным взаимодействием АФМ-знака, тогда как образцы с  $t_{Cr} = 10, 14 \text{ \AA}$  имеют ФМ-знак межслойного взаимодействия. На вставке к рис. 8 представлена зависи-

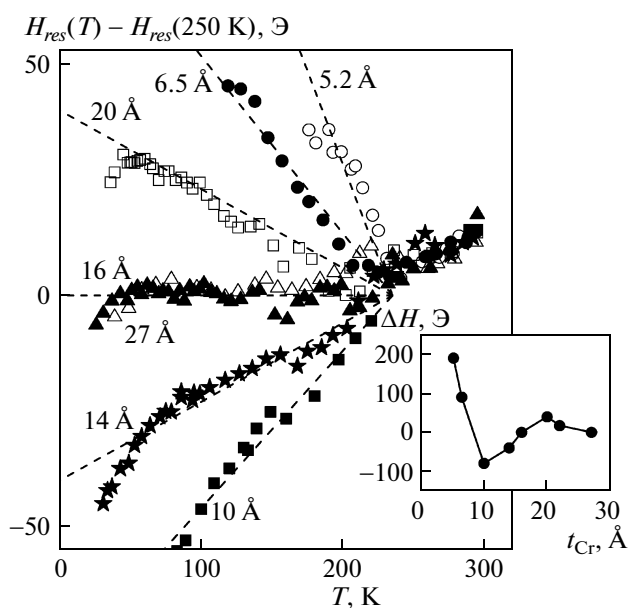


Рис. 8. Температурные зависимости смещения резонансного поля на начальном участке при уменьшении температуры от 300 К. На вставке представлена зависимость величины эффективного поля на слое Fe от толщины прослойки Cr, полученная по величине наклона линейного участка на температурной зависимости резонансного поля

мость вклада в величину эффективного поля на Fe из-за межслойного взаимодействия от толщины прослойки Cr. Величина эффективного поля получена экстраполяцией линейных участков на зависимости резонансного поля от температуры при  $T = 0$  К.

Проведенный расчет позволяет оценить величины обменных констант  $J_1$  и  $J_2$  и построить их зависимость от толщины прослойки Cr (рис. 9). Как видно, величина констант взаимодействия быстро убывает с толщиной прослойки в диапазоне  $0-8 \text{ \AA}$  (примерно на два порядка). При обработке результатов для образцов с  $t_{Cr} > 8 \text{ \AA}$  учитывается только обменная константа  $J_1$ , а константой  $J_2$  пренебрегается. На вставке рис. 9 в увеличенном масштабе видны слабые осцилляции  $J_1$  в зависимости от толщины прослойки  $t_{Cr}$  в диапазоне  $8-30 \text{ \AA}$ .

Наблюдаемый период осцилляций межслойного обмена в системе Fe/Cr/Gd в зависимости от толщины прослойки Cr составляет примерно  $18 \text{ \AA}$ . Эта величина находится в согласии с периодом длинноволновых осцилляций в системе Fe/Cr/Fe, который составляет  $16-18 \text{ \AA}$  [8]. Это дает основания связать наблюдаемые осцилляции с обменным механизмом РККИ.

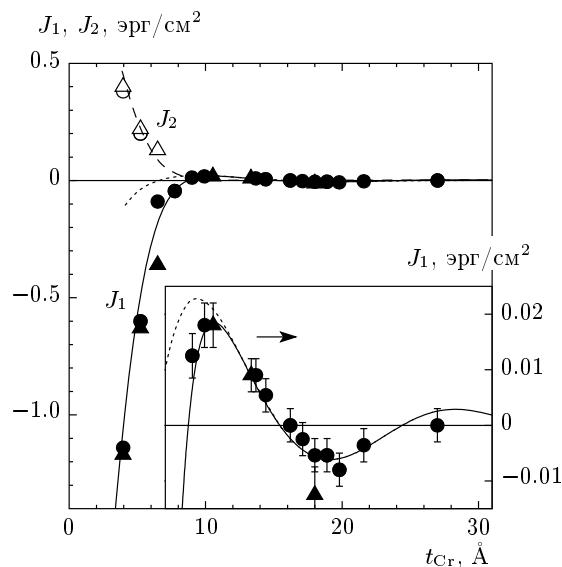


Рис. 9. Зависимости величины обменных констант  $J_1$  (темные символы) и  $J_2$  (светлые символы) от толщины прослойки Cr. Точки получены из обработки кривых намагничивания и спектров ФМР, линии соответствуют различным модельным функциям:  $J \propto \sin(qt + \varphi)/t^2$  (пунктирная линия),  $J \propto \exp(-t^2/\sigma^2)$  (штриховая линия),  $J \propto A \exp(-t^2/\sigma^2) + B \sin(qt + \varphi)/t^2$  (сплошная линия). Разные точки соответствуют образцам, приготовленным на разных подложках

В нашей работе не удается обнаружить коротковолновые осцилляции межслойного обмена, подобные наблюдаемым для наиболее совершенных образцов Fe/Cr/Fe, связанные с АФМ-структурой прослойки Cr. Причиной этого может являться несовершенство межслойных границ изучаемых структур.

Пунктирная линия на рис. 9 представляет кривую типа РККИ, пропорциональную  $\sin(qt + \varphi)/t^2$ , с периодом около  $18 \text{ \AA}$ . Эта зависимость качественно описывает экспериментальные точки при  $t_{Cr} > 8 \text{ \AA}$ , однако при малых толщинах прослойки ( $t_{Cr} < 8 \text{ \AA}$ ) наблюдаемый АФМ-обмен гораздо больше, чем предсказывает формула РККИ.

Одной из возможных причин значительного увеличения обмена в области малых толщин Cr может являться прямой обмен, обусловленный непосредственным контактом слоев Fe и Gd из-за шероховатости межслойных границ Fe-Cr и Gd-Cr. На рис. 9 для его описания используется функция гауссова распределения, пропорциональная  $\exp(-t^2/\sigma^2)$ , качественно определяющая вероятность контакта двух шероховатых границ. Входящая в эту формулу величина шероховатости  $\sigma$  оценивается примерно в  $4 \text{ \AA}$ .

Амплитуда осцилляций обмена в диапазоне  $10 \text{ \AA} < t_{\text{Cr}} < 30 \text{ \AA}$  на порядок величины меньше наблюдаемой для системы Fe/Cr/Fe. Причиной этого может являться особенность рассеяния электронов проводимости на границе Gd–Cr. Согласно расчетам Бруно [30], амплитуда осцилляций межслойного обмена РККИ в слоистой структуре определяется как особенностями энергетического спектра электронов проводимости прослойки, так и разностью коэффициентов отражения  $\Delta_i^{\uparrow\downarrow}$  электронов с разным направлением спина от каждой из межслойных границ (в нашем случае Fe–Cr и Gd–Cr):

$$J \propto \Delta r_{\text{Fe-Cr}}^{\uparrow\downarrow} \Delta r_{\text{Gd-Cr}}^{\uparrow\downarrow} \frac{\sin(qt + \varphi)}{t^2}, \quad (8)$$

$$\Delta r_i^{\uparrow\downarrow} = \frac{r_i^{\uparrow} - r_i^{\downarrow}}{2}.$$

Можно предположить, что малость  $\Delta r_{\text{Gd-Cr}}^{\uparrow\downarrow}$  по сравнению с  $\Delta r_{\text{Fe-Cr}}^{\uparrow\downarrow}$  приводит к существенному подавлению осцилляций обмена в системе Fe/Cr/Gd по сравнению с Fe/Cr/Fe. Возможно, подобный эффект также затрудняет наблюдение осцилляций обмена в других системах типа Co/X/Gd в работах [14, 15].

В области малых толщин прослойки (примерно до  $8 \text{ \AA}$ ) экспериментальные данные лучше описываются с использованием дополнительной феноменологической константы  $J_2$  биквадратичного обмена. Физическая природа этой константы не ясна, однако невозможность описания результатов с одной обменной константой  $J_1$ , вероятно, связана с существенными флуктуациями межслойного обмена из-за шероховатости межслойных границ. В области малых толщин прослойки эти флуктуации наиболее существенны и полученные значения  $J_2$  максимальны. С увеличением  $t_{\text{Cr}}$  величина  $J_2$  убывает в меру уменьшения константы  $J_1$ .

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы.

В широком диапазоне температур (4.2–300 K) методами СКВИД-магнитометрии и ФМР исследована серия многослойных структур Fe/Cr/Gd/Cr с различными толщинами прослойки Cr (4–30 Å). Полученные экспериментальные результаты качественно описываются в рамках модели эффективного поля с учетом вклада от биквадратичного обменного взаимодействия.

Используемая модель позволила идентифицировать различные типы магнитных состояний, реализуемых в системе в зависимости от  $H$  и  $T$ , и постро-

ить фазовую диаграмму системы в этих координатах для заданной толщины хромовой прослойки.

Сравнение экспериментальных зависимостей и расчетных кривых, полученных в рамках указанной модели, позволяет оценить величины обменных констант  $J_1$  и  $J_2$  и построить их зависимость от толщины прослойки Cr. На этой зависимости обнаружены слабые осцилляции  $J_1$  от  $t_{\text{Cr}}$  в диапазоне 8–30 Å с периодом около  $18 \text{ \AA}$ . Эта величина находится в согласии с периодом длинных осцилляций в системе Fe/Cr/Fe [1–3, 7, 8]. Наблюдаемые осцилляции, предположительно, связаны с обменом РККИ посредством электронов проводимости Cr.

Амплитуда осцилляций обмена в диапазоне 10–30 Å на порядок величины меньше наблюдаемой для системы Fe/Cr/Fe. Причиной этого может являться особенность рассеяния электронов проводимости на границе Gd–Cr [30].

В заключение следует подчеркнуть эффективность использования метода ФМР при исследовании магнитных состояний сложных магнитных сверхрешеток.

Авторы выражают благодарность А. А. Мухину, В. Ю. Иванову и А. М. Кузьменко за содействие в проведении измерений на СКВИД-магнитометре. Авторы также благодарны Д. И. Холину за многочисленные продуктивные обсуждения данной работы.

Особую благодарность авторы выражают С. Н. Якунину за предоставленные программные модули, позволяющие проводить анализ экспериментальных данных рентгеновской рефлектометрии с учетом оценки ошибок результирующего профиля.

Работа поддержана грантами Президента РФ (НШ-1540.2014.2, НШ-5517.2014.2) и РФФИ (№№ 14-22-01063, 10-02-01110-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
2. J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, Phys. Rev. Lett. **67**, 140 (1991).
3. V. V. Ustinov, N. G. Bebenin, L. N. Romashev et al., Phys. Rev. B **52**, 16066 (1996).
4. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Д. И. Холин и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 690 (1998).
5. C. M. Schmidt, D. E. Bürgler, D. M. Schaller et al., Phys. Rev. B **60**, 4158 (1999).

6. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 290 (1999).
7. С. О. Демокритов, А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс и др., *ЖЭТФ* **122**, 1233 (2002).
8. *Ultrathin Magnetic Structures III*, ed. by J. A. C. Bland and B. Heinrich, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (2005).
9. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **125**, 136 (2004).
10. R. E. Camley and R. L. Stamps, *J. Phys: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
11. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 207201 (2001).
12. E. Kravtsov, D. Haskel, S. G. E. te Velthuis et al., *Phys. Rev. B* **79**, 134438 (2009).
13. Е. А. Кравцов, В. В. Устинов, *ФТТ* **52**, 2116 (2010).
14. K. Takanashi, H. Fujimori, and H. Kurokawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 242 (1993).
15. K. Takanashi, H. Kurokawa, and H. Fujimori, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1585 (1993).
16. S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
17. R. Chai-Ngam, N. Sakai, A. Koizumi et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1843 (2005).
18. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156402 (2010).
19. М. В. Рябухина, Е. А. Кравцов, Д. В. Благодатков и др., *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* № 10, 26 (2014).
20. C. Ward, G. Scheunert, W. R. Hendren et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**, 092403 (2013).
21. G. Suci, J. C. Toussaint, and J. Voiron, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 229 (2002).
22. A. F. Kip, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 229 (1953).
23. O. H. Horan and G. C. Alexandrakis, *Phys. Rev. B* **16**, 4180 (1977).
24. S. Demirtas, I. Harward, R. E. Camley et al., arXiv:1002.4889.
25. M. Sajieddine, Ph. Bauer, K. Cherifi et al., *Phys. Rev. B* **49**, 8815 (1994).
26. N. Hosoito, H. Hashizume, and N. Ishimatsu, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 5289 (2002).
27. Y. Choi, D. Haskel, R. E. Camley et al., *Phys. Rev. B* **70**, 134420 (2004).
28. M. Romera, M. Munoz, M. Maicas et al., *Phys. Rev. B* **84**, 094456 (2011).
29. K. Mergia, L. T. Baczewski, S. Messoloras et al., *Appl. Phys. A* **74** [Suppl.], S1520 (2002).
30. P. Bruno, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9403 (1999).