

Неколлинеарный межслойный обмен в магнитных структурах Fe/Cr/Fe с различной шероховатостью границ раздела слоев

Н. М. Крейнс¹⁾, Д. И. Холин, С. О. Демокритов⁺, М. Рикарт*

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

⁺ Department of Physics, Kaiserslautern University of Technology, 67663 Kaiserslautern, Germany

*INESC Microsistemas e Nanotecnologia Rua Alves Redol, 9 1000-029 Lisboa, Portugal

Поступила в редакцию 9 октября 2003 г.

В трехслойных образцах Fe/Cr/Fe, различающихся шероховатостью границ раздела слоев, методами керровской магнитометрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света исследовано взаимодействие слоев железа через хромовую прослойку в зависимости от толщины прослойки и температуры. Обнаружено, что в широком диапазоне значений этих параметров межслойный обмен в образце Fe/Cr/Fe с достаточно гладкими границами раздела может адекватно описываться моделями “магнитной близости” и “половинного угла”, учитывающими антиферромагнитные свойства хрома. При увеличении шероховатости становится справедливой хорошо известная модель биквадратичного обмена. Тем самым продемонстрировано решающее влияние магнитной жесткости хромовой прослойки и структуры межслойных границ на неколлинеарное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe.

PACS: 75.70.–i

Многослойные структуры, состоящие из сверхтонких ферромагнитных слоев, разделенных прослойками неферромагнитного металла, привлекают к себе пристальное внимание исследователей уже более десяти лет. Обнаруженные в них эффекты межслойного обмена, гигантского магнитосопротивления, а также возможность изготавливать пленки с заданной величиной поля насыщения привели к созданию на их основе элементов магнитной памяти (MRAM) и компактных датчиков магнитного поля. Вместе с тем, многие фундаментальные вопросы, относящиеся к межслойному обмену и спин-зависимому электронному транспорту в этих структурах все еще остаются нерешенными.

Данная работа посвящена исследованию межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe. Благодаря сложным магнитным свойствам хромовой прослойки, многие эффекты, связанные с межслойным обменом, проявляются в этой системе наиболее ярко. Но именно в силу сложности магнитной структуры хрома механизм межслойного взаимодействия в этой системе до сих пор остается неясным.

Давно известно, что межслойное взаимодействие в металлических многослойных магнитных структурах осциллирует с толщиной прослойки и приводит к установлению ферромагнитного или антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов сосед-

них ферромагнитных слоев. Позднее в таких структурах было обнаружено также неколлинеарное магнитное упорядочение, когда между магнитными моментами соседних слоев устанавливается угол θ , отличный как от 0, так и от 180°. Впервые такое неколлинеарное упорядочение наблюдалось именно в системе Fe/Cr/Fe [1], где для описания этого эффекта была предложена так называемая модель биквадратичного обмена. Эта феноменологическая модель предполагает следующую зависимость энергии межслойного обмена от угла θ между намагниченностями слоев железа:

$$E = J_1 \cos \theta + J_2 \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где J_1 и J_2 – соответственно константы билинейного и биквадратичного обменов. В ряде работ предлагались различные варианты микроскопического обоснования этой модели [2–5]. При этом все обсуждавшиеся механизмы, в том числе и учитывающие антиферромагнетизм хромовой прослойки [6], оказываются применимы лишь в случае малости J_2 по сравнению с J_1 . На самом деле, в системе Fe/Cr/Fe экспериментально полученные значения J_2 часто сравнимы с величиной J_1 или даже превосходят ее. В связи с этим обсуждается ряд моделей, дающих иную форму записи для энергии межслойного взаимодействия. Для случая, когда разделяющая ферромагнитные слои прослойка обладает собственным антиферромагнитным порядком, Слончевским [7] была пред-

¹⁾e-mail: kreines@kapitza.ras.ru

ложена модель “магнитной близости”, предсказывающая следующий вид зависимости энергии от угла θ :

$$E = C_+ \frac{\theta^2}{\pi^2} + C_- \frac{(\pi - |\theta|)^2}{\pi^2}. \quad (2)$$

Модель исходит из предположения, что прослойка представляет собой слоистый антиферромагнетик. В этом случае флуктуации толщины прослойки приводят к фрустрациям межслойного обмена и искажению магнитного порядка в прослойке. Эта модель успешно использовалась в работах [8, 9] для описания свойств металлических трехслойных структур с антиферромагнитной прослойкой марганца. Возможность использовать эту модель для описания структур с прослойкой хрома не столь очевидна. В объемном хrome температура Нееля составляет 311 К, так что при комнатной температуре параметр порядка в нем крайне мал. Однако имеющиеся нейтронографические исследования показывают, что в тонких слоях, соседствующих с железными обкладками, хром сохраняет антиферромагнитные свойства до существенно более высоких температур [10]. Это позволяло рассчитывать на то, что модель “магнитной близости” окажется применимой и к системе Fe/Cr/Fe. Ранее в работе [11] обсуждалась возможность использования модели (2) при интерпретации кривых намагничивания и нейтронографических данных для магнитной сверхрешетки [Fe(52 Å)/Cr(17 Å)]₉. Однако полученных там данных было недостаточно, чтобы провести количественное сравнение с теорией.

Позднее межслойный обмен через прослойку локализованного антиферромагнетика рассматривался более подробно в теоретической работе [12]. В случае достаточно гладких границ раздела слоев и сильной связи на границе ферромагнетик-антиферромагнетик авторы приходят к выражению (2). В другом предельном случае, когда обмен на границе мал по сравнению с обменом внутри хромовой прослойки, было получено выражение для энергии обмена, по виду отличное от предлагавшихся ранее:

$$E = J_+ \cos \frac{\theta}{2} + J_- \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

В работе [13] использовался существенно иной, самосогласованный подход к описанию свойств хромовой прослойки как зонного антиферромагнетика. Однако, несмотря на различие в подходах, при определенных соотношениях между толщинами слоев, масштабом шероховатости границ раздела и предположениях относительно величины обменного взаимодействия в слоях и на границе авторами также было получено выражение (3). Это выражение было названо

ими “моделью половинного угла”. Попыток применить это выражение к описанию экспериментальных данных до сих пор, насколько нам известно, не предпринималось.

Таким образом, сложившуюся к настоящему моменту ситуацию можно кратко описать следующим образом. В большинстве работ, посвященных исследованию системы Fe/Cr/Fe, экспериментальные данные интерпретируются авторами в рамках модели биквадратичного обмена, хотя получающиеся при этом значения обменных констант во многих случаях лежат заведомо вне области применимости этой модели. В то же время другие теории, претендующие на объяснение сильного неколлинеарного взаимодействия в системе Fe/Cr/Fe, не находят уверенного экспериментального подтверждения. Для прояснения картины мы провели детальное исследование межслойного взаимодействия в трехслойной системе Fe/Cr/Fe с клинообразной прослойкой хрома методами керровской магнитометрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света.

Образцы Fe/Cr/Fe выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках монокристаллического MgO(100) при остаточном давлении около 10^{-10} мбар и при температуре подложки 473 К. На подложку предварительно напылялся буферный слой серебра толщиной около 1000 Å. Кристаллографическая ось [001] пленок железа и хрома совпадала с нормалью к плоскости образца. Меняя технологию напыления, мы могли управлять степенью шероховатости границ раздела слоев. Контроль шероховатости осуществлялся методом дифракции низкоэнергетичных электронов (LEED) и по амплитуде коротковолновых осцилляций межслойного обмена. Ниже мы продемонстрируем качественное различие в межслойном обмене между образцом 1 (толщина хрома $t_{Cr} = 0 \div 20$ Å) с более шероховатыми границами, который был исследован в работах [6, 14], и образцом 2 ($t_{Cr} = 0 \div 40$ Å) с более гладкими границами раздела, исследовавшимся в данной работе. Уклон клина в обоих случаях составлял приблизительно 2.5 Å/мм. Толщина слоев железа составляла 100 Å. Для определения величины и формы межслойного взаимодействия в указанных выше образцах использовались две экспериментальные методики: измерение кривых намагничивания с помощью магнитооптического эффекта Керра в диапазоне температур 77 ÷ 473 К и мандельштам-бриллюэновское рассеяние света (МБРС) при комнатной температуре. В обоих случаях внешнее магнитное поле H прикладывалось в плоскости образца. Лазерный пучок в ходе измере-

ний фокусировался на поверхности пленки в пятно диаметром не более 0.2 мм. Экспериментальные данные снимались для разных толщин хромовой прослойки при последовательном смещении лазерного пучка вдоль клина (подробнее см. в [6, 14]).

На рис.1 в координатах $HM_S/M - (M/M_S)^2$ (так называемые координаты Арротта, где M – сред-

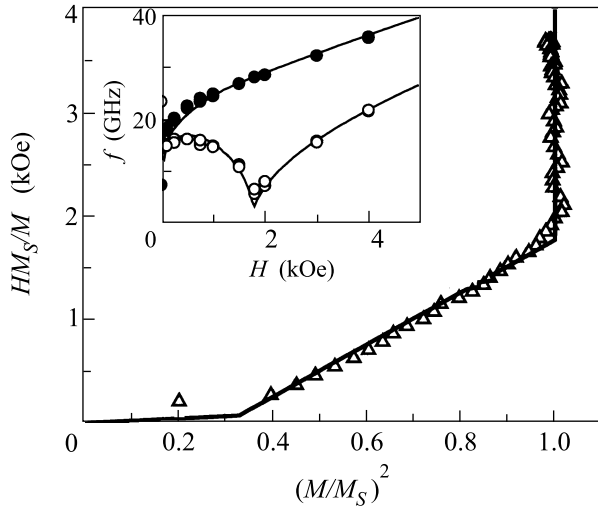


Рис.1. Кривая намагничивания в координатах Арротта и полевая зависимость частоты спиновых волн (на вставке) для образца 1 при комнатной температуре. Толщина прослойки хрома – 11 Å. Сплошные кривые – результат численного моделирования на основе модели биквадратичного обмена

няя намагниченность образца, M_S – намагниченность насыщения) приведен пример кривой намагничивания для более шероховатого образца 1, измеренной при комнатной температуре. Там же на вставке показана полевая зависимость частоты спиновой моды Дэмона–Эшбаха для волнового вектора $q = 1.57 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Видно, что кривая намагничивания и полевая зависимость частоты спиновых волн хорошо описываются в рамках модели биквадратичного обмена (сплошные кривые на рисунке). Об этом говорит отчетливый линейный участок кривой намагничивания, построенной в координатах Арротта, изломом переходящий в насыщение, а также характерный острый минимум частоты оптической ветви спиновых волн в поле насыщения образца. Подробный анализ толщинных и температурных зависимостей межслойного обмена для этого образца был представлен в [6, 14]. Полученная для него величина константы J_1 осциллирует с толщиной прослойки хрома t_{Cr} , а J_2 – монотонно спадает по закону $J_2(t_{Cr}) = J_2^0/t_{Cr}$. Параметр J_2^0 уменьшается с температурой, и линейная экстраполяция этой зависи-

мости в область высоких температур даёт точку исчезновения биквадратичного обмена в районе 700 К.

На рис.2 приведены характерная кривая намагничивания и полевая зависимость частоты спиновых волн для более гладкого образца 2. Видны важные качественные отличия этих данных от образца 1: кривая намагничивания выходит на насыщение асимп-

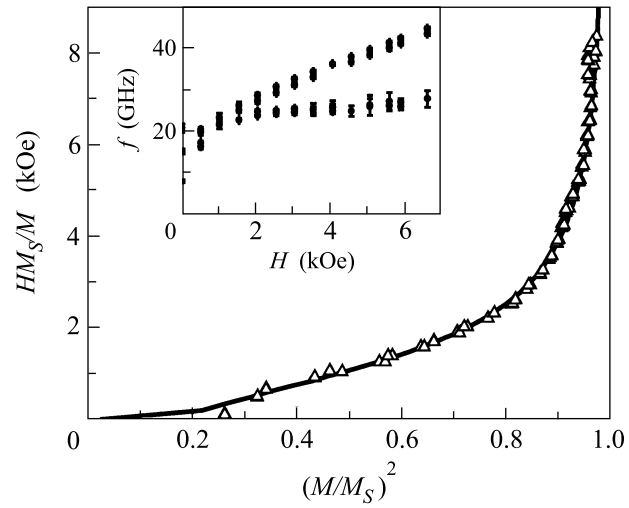


Рис.2. Кривая намагничивания в координатах Арротта и полевая зависимость частоты спиновых волн (на вставке) для образца 2 при комнатной температуре. Толщина прослойки хрома – 8 Å. Сплошная кривая – результат численного моделирования на основе модели магнитной близости

тотически, без излома, а зависимость частоты оптической ветви спиновых волн от магнитного поля фактически лишена минимума. Сколько-нибудь удовлетворительно описать эти результаты в рамках модели биквадратичного обмена не удастся. Напротив, модель “магнитной близости” (сплошная кривая на рис.2) позволила прекрасно описать кривые намагничивания для образца 2 при всех толщинах хромовой прослойки и при всех использовавшихся температурах.

На рис.3 приведены зависимости констант C_+ и C_- от толщины хромовой прослойки при комнатной температуре. Зависимость величины C_- носит ярко выраженный осциллирующий характер с периодом 2.8 Å. Прослеживается также второй, длинный период осцилляций обмена, составляющий ~ 18 Å. Такое поведение вполне согласуется с имеющимися литературными данными и предсказаниями работы [7].

Зависимость $C_+(t_{Cr})$, напротив, каких-либо осцилляций не демонстрирует и быстро спадает с увеличением толщины прослойки. Этот результат противоречит распространенному мнению о том, что

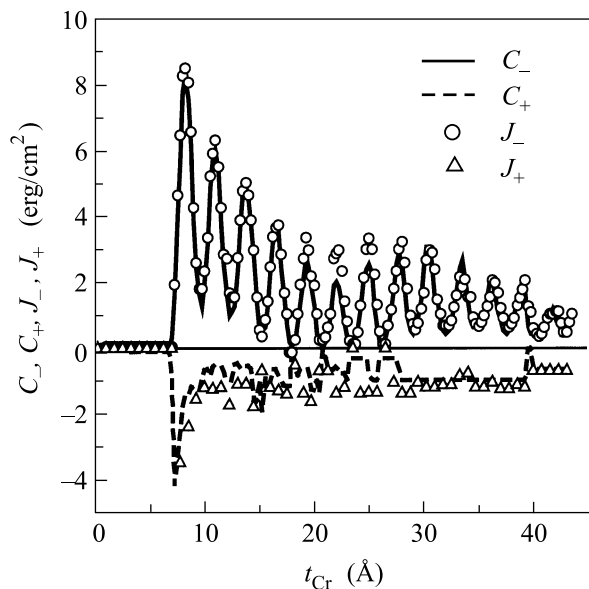


Рис.3. Зависимость величин параметров взаимодействия C_- и C_+ (модель(2)) и J_+ и J_- (модель (3)) от толщины прослойки хрома при комнатной температуре. Данные получены на образце 2

константы C_+ и C_- должны осциллировать в противофазе (см., например, [9]). Однако указание на возможность обнаруженного нами различия в поведении констант C_+ и C_- обсуждалось уже в работе [7]. Там оно объяснялось усреднением коротковолновых осцилляций межслойного обмена за счет флуктуаций толщины прослойки при наличии среднего смещения обмена в антиферромагнитную область.

На рис.4 показана толщинная зависимость осциллирующей константы C_- при трех разных температурах: 77, 300 и 473 К. Видно, что как абсолютная величина обмена, так и амплитуда его осцилляций существенно падают с повышением температуры. Можно также говорить о том, что при больших толщинах прослойки межслойный обмен зависит от температуры сильнее, чем при малых t_{Cr} . Более подробный анализ температурных зависимостей обмена мы планируем представить в последующих работах.

Мы провели также анализ экспериментальных данных, полученных для образца 2, с использованием модели половинного угла (3). Было обнаружено, что во всем диапазоне изменения толщины прослойки и для всех температур эта модель столь же хорошо описывает кривые намагничивания, как и модель магнитной близости (2). Кривые намагничивания, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных на основе моделей (2) и (3), практически совпадали. Кроме того, параметры аппроксимации J_+ и J_- численно совпадали с константами C_+ и C_- (см. рис.3). Такое совпадение не является не-

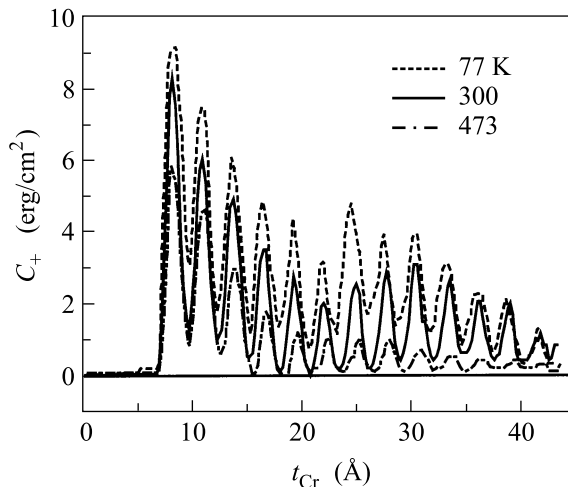


Рис.4. Зависимость величины параметра взаимодействия C_- (модель(2)) от толщины прослойки хрома для образца 2 при трех температурах

ожиданным. Оно объясняется тем, что несмотря на существенные различия в исходных предположениях и формах записи энергии межслойного обмена (2) и (3), кривые $E(\theta)$, задаваемые этими выражениями, численно очень близки между собой.

В заключение кратко перечислим наиболее важные результаты данной работы. Обнаружено, что в широком диапазоне температур и толщин прослойки межслойный обмен в системе Fe/Cr/Fe может быть описан моделями “магнитной близости” (2) и “половинного угла” (3), основанными на предположении о наличии у хромовой прослойки собственной магнитной жесткости. Тем самым продемонстрировано, что сильное неколлинеарное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe непосредственно связано с антиферромагнетизмом хромовой прослойки и не ограничивается механизмами типа модели РККИ. Показано также, что в образцах, различающихся только шероховатостью границ раздела слоев, могут реализовываться различные механизмы межслойного обмена (модель (1), либо модели (2), (3)), то есть структура межслойных границ играет решающую роль в осуществлении той или иной модели межслойного взаимодействия.

Авторы выражают глубокую признательность проф. Б. Хиллебрандсу за предоставленную возможность выполнить экспериментальную часть работы в его лаборатории (AG Magnetismus, Technische Universitaet Kaiserslautern). Авторы благодарны также В.В. Тугушеву и А.Б. Дровосекову за плодотворные обсуждения изучаемой проблемы. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 01-02-16716 и # 00-15-96574).

-
1. M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert et al., Phys. Stat. Sol. **A125** 635 (1991).
 2. P. Bruno, Phys. Rev. **B52**, 411 (1995).
 3. J. C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172 (1991).
 4. S. O. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grunberg et al., Phys. Rev. **B49**, 720 (1994).
 5. J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys. **73**, 5957 (1993).
 6. С. О. Демокритов, А. В. Дровосеков, Н. М. Крейнс и др., ЖЭТФ **122**, 1233 (2002) [JETP **95**, 1062 (2002)].
 7. J. C. Slonczewski, J. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
 8. M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamps et al., Phys. Rev. **B58**, 869 (1998).
 9. D. T. Pierce, A. D. Davies, J. A. Strosio et al., J. Magn. Mater. **222**, 13 (2000).
 10. H. Zabel, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 9303 (1999).
 11. A. Schreyer, J. F. Anker, Th. Zeidler et al., Phys. Rev. **B52**, 16066 (1995).
 12. А. И. Морозов, А. С. Сигов, ФТТ **41**, 1240 (1999).
 13. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, ЖЭТФ **122**, 1044 (2002).
 14. S. O. Demokritov, A. V. Drovosekov, D. I. Kholin, and N. M. Kreines, J. Magn. Mater. **258-259**, 391 (2003).