

## ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКИ НА ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТРЕХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ Co/Cu/CoO

*П. Д. Ким<sup>a,\*</sup>, С. Ч. Ю<sup>b</sup>, Г. С. Патрин<sup>a,c</sup>, Ю. Й. Сонг<sup>b</sup>,  
И. А. Турпанов<sup>a</sup>, Д. Л. Халляпин<sup>a,c</sup>, Д. А. Марущенко<sup>a,c,\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

<sup>b</sup> *BK21 Physics Program and Department of Physics, Chungbuk National University  
361-763, Cheongju, South Korea*

<sup>c</sup> *Сибирский федеральный университет  
660041, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 11 марта 2010 г.

Работа посвящена изучению зависимости обменного смещения от толщины промежуточного слоя меди и температуры в эпитаксиальных монокристаллических трехслойных пленках Co/Cu/CoO. Обнаружен ярко выраженный осциллирующий характер величины обменного смещения петель гистерезиса ферромагнитного слоя кобальта в зависимости от толщины медной прослойки. Данные осцилляции проявляются во всем температурном диапазоне 77–220 К, в котором наблюдается обменное смещение. Сложный характер изменения амплитуды осцилляций в зависимости от толщины немагнитной прослойки может быть объяснен суперпозицией двух осцилляционных периодов межслойного обменного взаимодействия  $\lambda_1 \approx 10\text{--}11 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 \approx 20 \text{ \AA}$ , имеющих различную амплитуду и различную температурную зависимость.

Эффект однонаправленной анизотропии, возникающий за счет обменного взаимодействия на границе раздела двух материалов с различным типом магнитного упорядочения, а именно, ферромагнетика (Ф) и антиферромагнетика (АФ), привлекает внимание исследователей как в плане решения фундаментальных вопросов взаимодействия в гетерогенных системах, так и в плане возможных практических применений. Несмотря на длительный период исследования [1], до сих пор нет единой общепринятой картины в понимании природы этого явления. Например, среди исследователей нет общего мнения, считать ли данное взаимодействие взаимодействием ближнего порядка [2] или «дальнодействующим» [3]. Представления о том, что однонаправленная анизотропия возникает вследствие обменного взаимодействия между соседними спинами Ф- и АФ-материалов на интерфейсе, ведут к предположе-

нию о возможности существования подобного взаимодействия и в случае, если Ф- и АФ-материалы разделены проводящей прослойкой из немагнитного металла (НМ), подобно тому как это имеет место для Ф/НМ/Ф-структур. Действительно, дальнедействующее обменное взаимодействие через электроны проводимости немагнитной прослойки между Ф-слоями магнитных мультислойных структур (Ф/НМ)<sub>n</sub> и им подобных хорошо изучено [4–6]. Это взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины НМ-слоя и хорошо объясняется теориями, построенными на основе модели косвенного обмена (РККИ-взаимодействия) [7, 8].

С другой стороны, взаимодействие между Ф- и АФ-слоями имеет более сложный характер. Исследования показали сильную зависимость поля обменного смещения от спиновой структуры на интерфейсе. Неровности интерфейса, присутствие доменных стенок, относительная ориентация спинов Ф- и АФ-слоев на интерфейсе оказывают значительное

\*E-mail: kim@iph.krasn.ru

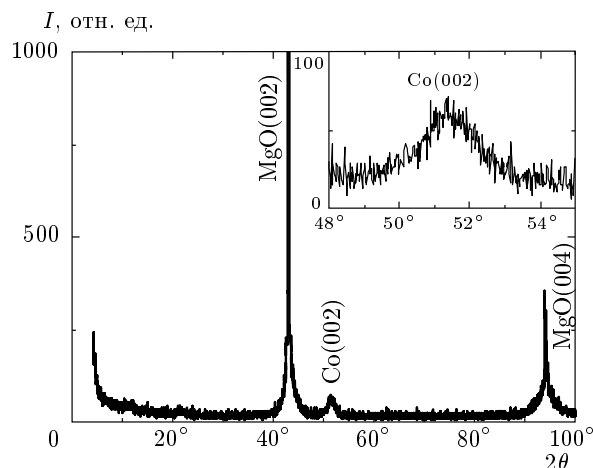
\*\*E-mail: wildweasel@gmail.com

влияние на обменное взаимодействие и затрудняют сравнение экспериментальных результатов с теорией [9, 10].

Первая экспериментальная работа по взаимодействию Ф- и АФ-слоев через НМ-прослойку показала существование дальнедействующей связи между ними [3]. Однако осциллирующий характер данной связи, как это ожидаемо для взаимодействия подобного РККИ, обнаружен не был, ослабление межслойной связи имело экспоненциальный характер. В более поздних работах были выявлены немотонная зависимость обменного поля от толщины НМ-прослойки, которую авторы связали с неровностями интерфейса [2], и осциллирующая зависимость на фоне сильного монотонного ослабления величины обменного смещения с периодом около 1 монослоя [11]. В работе [12] обнаружена ярко выраженная осциллирующая зависимость с периодом около 11 Å (НМ-материал — медь) при температурах, близких к критической температуре АФ-слоя, что хорошо согласуется с предсказаниями теории подобной РККИ. Однако при меньших температурах осциллирующая зависимость накладывается на экспоненциальное уменьшение обменного смещения, природа которого остается непонятой. Данный экспоненциальный вклад имеет сильную температурную зависимость. Одной из вероятных причин возникновения подобного температурно-зависимого вклада, по мнению авторов работы [12], является возможность существования мостиков между Ф- и АФ-слоями (в порах поликристаллической прослойки), приводящих к прямой обменной связи. В то же время в экспериментах на Co/Au/CoO-системе осцилляции обнаружены не были [13]. В работе [14] обнаружена также осциллирующая зависимость величины поля обменного смещения от толщины слоя меди в Fe/Cu/CoO-пленках, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в которых, однако, антиферромагнитный слой состоит из наноразмерных разориентированных частиц с предположительно аморфной структурой. В недавней работе по изучению взаимодействия между двумя АФ-слоями FeMn, разделенными прослойкой меди, был обнаружен период осцилляций обменной связи, равный примерно 18–20 Å [15]. В наших исследованиях на поликристаллических образцах NiFe/Cu/GrMn обнаружены осцилляции обменного смещения с периодом около 8 Å, также на фоне экспоненциального спада величины поля обменного смещения [16]. В то же время в ряде работ дальнедействующий характер обменного взаимодействия отрицается и приводятся экспериментальные доказательства того, что

**Таблица.** Постоянные решетки  $a$  (расстояния между плоскостями (001)) для компонентов системы на основе базы данных [18]

Компонент	MgO	CoO	Cu	Co
$a$ , Å	4.213	4.26	3.607	3.554



**Рис. 1.** Спектр рентгеновской дифракции, полученный для образца Co/Cu(25 Å)/CoO/MgO. На вставке показан участок спектра, соответствующий рефлексу (002) ГЦК-кобальта

данный эффект имеет близкодействующую природу [2, 17].

Нами была приготовлена и исследована серия монокристаллических образцов Co/Cu/CoO, полученных магнетронным распылением на ориентированную подложку MgO(001). Условия напыления (температура подложки и скорости распыления компонентов) выбирались с тем, чтобы обеспечить эпитаксиальный рост пленочной структуры на подложке MgO(001). Напыление проводилось в атмосфере Ar при рабочем давлении  $9 \cdot 10^{-4}$  Торр, базовый вакуум составлял  $5 \cdot 10^{-6}$  Торр. Были получены структуры состава Co(150 Å)/Cu( $d_{Cu}$ )/CoO(150 Å)/MgO, где толщина слоя меди менялась в пределах  $d_{Cu} = 2.5\text{--}40$  Å. Полученные структуры удовлетворяют эпитаксиальным соотношениям ГЦК MgO(001)[100] || ГЦК CoO(001)[100] || ГЦК Cu(001)[100] || ГЦК Co(001)[100]. Толщины слоев задавались в процессе получения образцов временем и скоростью распыления соответствующих материалов и контролировались методом рентгеновской флуоресценции. Точность измерения толщины слоев

составляла не хуже одного атомарного слоя для каждого из компонентов. На рис. 1 показана картина рентгеновской дифракции, типичная для исследованных образцов (для справки в таблице приведены постоянные решетки массивных образцов Co, Cu, CoO и MgO). На дифрактограмме присутствуют только отражение от семейства плоскостей (002) ГЦК-кобальта с центром, соответствующим отражению от объемного ГЦК-кобальта, и рефлексы (002) и (004) от монокристаллической подложки MgO. Отсутствие отражений от атомных плоскостей слоя оксида кобальта CoO обусловлено близостью параметра решетки CoO к постоянной решетки MgO (соответственно 4.26 Å и 4.213 Å) — данные рефлексы перекрыты отражениями MgO высокой интенсивности, а отсутствие отражений от атомных плоскостей меди связано с малостью материала. В экспериментах, когда слой CoO напылялся со значительно большей толщиной, присутствуют отражения (002) и (004) CoO с параметром решетки 4.26 Å. Уширение рефлекса (002) ГЦК-кобальта может объясняться размерными эффектами ввиду малости толщины слоя кобальта. Однако расчет по формуле Шеррера [19] с учетом реальной ширины линии на половине высоты  $\beta = 2^\circ$  дает значение для толщины слоя кобальта  $d_{Co} = 45 \text{ \AA}$ , что примерно в три раза меньше значения, определяемого из технологических параметров напыления и данных рентгенофлуоресцентного анализа. Более правдоподобной причиной подобного уширения линии являются деформационные искажения решетки. Действительно, большое несоответствие параметров решетки меди (и близких им параметров кобальта) и оксида CoO (соответственно 3.607 Å (3.554 Å) и 4.26 Å) в случае эпитаксиального роста ведет к значительным напряжениям на интерфейсе CoO/Cu, которые, ввиду малости толщины слоя меди, могут не сниматься в слое меди и приводить, в свою очередь, к растяжениям решетки кобальта на интерфейсе Co/Cu, релаксирующим в глубь слоя кобальта. Расчет показывает среднее изменение параметра решетки кобальта, ведущее к подобным изменениям ширины линии  $\Delta d = 0.03 \text{ \AA}$ , т.е.  $d_{Co(200)} = (1.77 \pm 0.03) \text{ \AA}$  (см. [19]). Однако, ввиду ориентированности наших образцов и отсутствия рефлексов от других атомарных плоскостей кобальта, провести угловой анализ распределения уширения дифракционных линий, с тем чтобы однозначно выявить их причину, не представляется возможным (см. [19]). Кроме того, возможен также вклад в общую картину данного рефлекса от отражений на плоскостях (002) меди, ведущий к

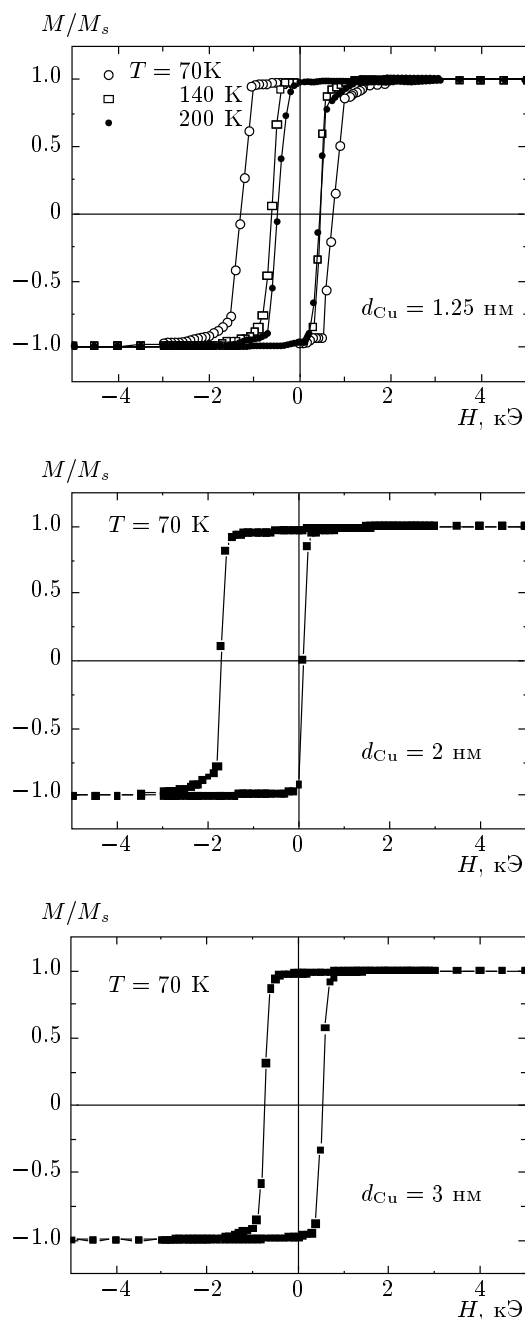


Рис. 2. Пример петель гистерезиса, полученных на пленках Co/Cu/CoO/MgO при различных значениях толщины слоя меди

несимметричности профиля дифракционной линии.

В магнитном отношении слои кобальта ферромагнитны с ярко выраженной двухосной магнитной анизотропией в плоскости пленки, константы анизотропии  $K_1 \sim 3 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$ , легкие оси параллельны направлениям  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , как это определяется магнитокристаллической анизотропии-

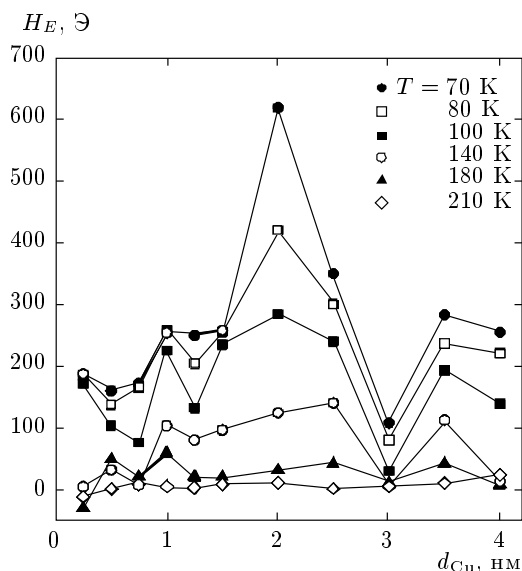


Рис. 3. Зависимости величины обменного смещения петли гистерезиса от толщины слоя меди, полученные при разных температурах измерения

ей ГЦК-кобальта. Для измерения величины обменного смещения образцы намагничивались при комнатной температуре в поле 3 кЭ, приложенном в направлении одной из легких осей слоя кобальта, и в этом же поле охлаждались до температуры измерения, затем температура фиксировалась и проводилось измерение петли гистерезиса. Все петли, полученные при данных условиях, — прямоугольные и характеризуются смещением в сторону отрицательных (в геометрии эксперимента) полей, обусловленным дальнедействующим обменным взаимодействием слоев Co и CoO через медную прослойку, примеры петель гистерезиса представлены на рис. 2. Зависимости величины обменного смещения петли гистерезиса  $H_E$  от толщины слоя меди, полученные при разных температурах, приведены на рис. 3. Хорошо виден осциллирующий характер величины измеряемого обменного смещения. В области низких температур (ниже 200 К) четко различимы по крайней мере три выраженных максимума на кривых  $H_E(d_{Cu})$ , в области 10, 20, 35 Å. Обращает на себя внимание немонотонный характер изменения величины обменного смещения (амплитуды осцилляций) в зависимости от толщины медной прослойки, нехарактерный для экспериментально наблюдаемых зависимостей обменного взаимодействия как в ФМ/НМ/ФМ-структурах [6, 7], так и в ФМ/НМ/АФМ-структурах [12, 14]. Наблюдаемая картина может быть объяснена, если предпо-

ложить существование двух периодов осцилляций обменной связи, подобно тому как это имеет место для монокристаллических ФМ/НМ/ФМ-структур. Действительно, существующие теории обменного взаимодействия в ФМ/НМ/ФМ-структурах, начало которым было положено работами Бруно и Чапперта [7, 8], связывают наблюдаемые периоды осциллирующей обменной связи с топологией поверхности Ферми металла, используемого в качестве НМ-прослойки. Для (001)-ориентированного слоя меди теория предсказывает существование двух периодов осцилляции — короткого  $\lambda_1 = 4.7$  Å и длинного  $\lambda_2 = 10.6$  Å (экспериментально измерены  $\lambda_1 = 4.5$  Å и  $\lambda_2 = 10-15$  Å [20, 21]), различающихся по амплитуде. Поскольку наши эксперименты также проводились на образцах, в которых в качестве проводящей прослойки используется (001)-ориентированный слой меди, можно предположить наличие двух периодов осцилляций и в нашем случае. Кроме того, в нашем случае, когда слой меди растет эпитаксиально на поверхности слоя CoO, ввиду значительного несоответствия параметров решетки неизбежны значительные напряжения на интерфейсе CoO/Cu, ведущие к искажениям решетки. Подобное несоответствие либо приводит к однородным напряжениям в слое, либо снимается через дислокации, возникающие на интерфейсе. Оба указанных механизма ведут к искажениям кристаллической структуры слоя меди, и, следовательно, к искажениям топологической формы поверхности Ферми материала, которая (по крайней мере, для случая ФМ/НМ/ФМ-систем) определяет наблюдаемые периоды осцилляций обменной связи.

Наблюдаемая картина толщинных зависимостей  $H_E(d_{Cu})$  может быть объяснена существованием двух периодов осцилляций обменной связи  $\lambda_1 \approx 10-11$  Å и  $\lambda_2 \approx 20$  Å, имеющих различную амплитуду и различную температурную зависимость. На рис. 4 показана зависимость величины обменного смещения для пленок, различающихся толщиной слоя меди. Хорошо заметно гораздо более быстрое, чем в других образцах, уменьшение величины обменного смещения для пленки с  $d_{Cu} = 20$  Å.

Таким образом, в данной работе исследованы полностью монокристаллические эпитаксиальные обменно-связанные структуры Co/Cu/CoO/MgO(001). Установлен немонотонный осциллирующий характер обменного взаимодействия, который может быть объяснен существованием двух осцилляционных периодов, различающихся амплитудой и температурными зависимостями.

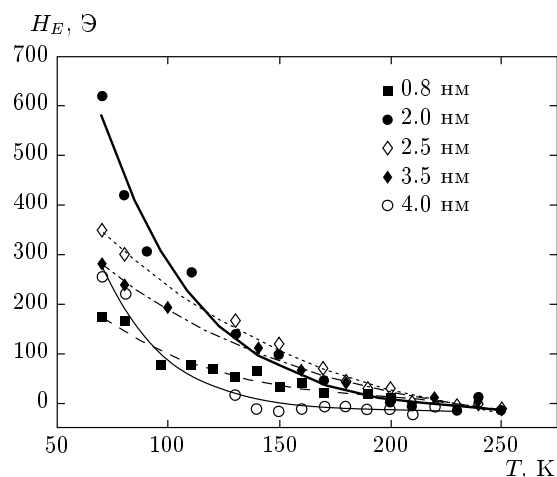


Рис. 4. Температурные зависимости величины обменного смещения для пленок с различной толщиной слоя меди

Показано, что в подобных структурах возможно управление величиной обменного смещения путем введения проводящей немагнитной прослойки между ФМ- и АФМ-слоями, что имеет высокое прикладное значение в плане разработки современных магнитоэлектронных устройств для приложений спинтроники.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. L. Thomas, A. J. Kellock, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **87**, 5061 (2000).
3. N. J. Gökemeijer, T. Ambrose, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4270 (1997).
4. P. Grünberg, R. Schreider, Y. Pang et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
5. A. Cebollada, J. L. Martinez, J. M. Gallego et al., *Phys. Rev. B* **39**, 9726 (1989).
6. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
7. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602, 2592 (1991).
8. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
9. A. E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
10. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
11. T. Mewes, B. F. P. Roos, S. O. Demokritov, and B. Hillebrands, *J. Appl. Phys.* **87**, 5064 (2000).
12. M. T. Lin, C. H. Ho, C. R. Chang, and Y. D. Yao, *Phys. Rev. B* **63**, 100404(1) (2001).
13. M. Gruyters, M. Gierlings, and D. Riegel, *Phys. Rev. B* **64**, 132401(1) (2001).
14. V. K. Valev, M. Gruyters, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067206(1) (2006).
15. J. W. Cai, W. Y. Lai, J. Teng et al., *Phys. Rev. B* **70**, 214428(1) (2004).
16. Y. G. Yoo, S. C. Yu, P. D. Kim et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, e62 (2006).
17. J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira et al., *Phys. Rev. B* **75**, 214402(1) (2007).
18. База данных JCPDS-ISDD.
19. А. И. Гусев, *Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии*, Наука, Москва (2005).
20. M. T. Johnson, S. T. Purcell, N. W. E. McGee et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2688 (1992).
21. Z. Q. Qiu, J. Pearson, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **46**, 8659 (1992).