

МУЛЬТИСЛОЙНЫЕ ПЛЕНКИ Co/Pd и Co/Pd/CoNi: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКА И ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ, РАЗДЕЛЕННЫХ СЛОЯМИ ПАЛЛАДИЯ

Р.С.Исхаков¹⁾, Ж.М.Мороз, Е.Е.Шалыгина, Л.А.Чеканова, Н.А.Шепета*

*Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
660036 Красноярск, Россия*

** Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 июля 1997 г.

После переработки 4 сентября 1997 г.

Установлено, что обменное взаимодействие ферромагнитных слоев Co (5 нм) через Pd в мультислойных пленках Co/Pd, а также слоев Co (5 нм) и CoNi (5 нм) через этот же немагнитный металл в пленках Co/Pd/CoNi, может быть как ферро-, так и антиферромагнитным. Период AF-F-AF осцилляций порядка 0.8 нм, амплитуда осцилляций обрезается степенной функцией по закону $\sim d_{Pd}^{-2}$.

PACS: 75.70.Fr

Осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через проводящую прослойку немагнитного металла – один из немногих квантовых эффектов, экспериментально установленных в последние годы. Выполнено большое количество теоретических работ, однако рассмотренные в них механизмы в ряде случаев не дают удовлетворительного объяснения наблюдаемых эффектов. Последнее указывает на необходимость увеличения мультислойных объектов, в которых реализуются ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочения индивидуальных слоев. К их числу относятся мультислойные пленки Co/Cu, Co/Ru, Co/Au [1–3]. Для мультислойных пленок Co/Pd и Co/Pt экспериментальных данных об осцилляциях обменного взаимодействия между слоями Co к настоящему времени нет [4]. Мы покажем, что этот перечень должен быть дополнен мультислойной системой Co/Pd.

Целью нашей работы является определение знака и величины обменного взаимодействия слоев Co через слой Pd в мультислойных пленках Co/Pd и зависимости этой характеристики от толщины немагнитной прослойки

Мультислойные пленки Co/Pd были получены методом химического осаждения на стеклянную подложку из водного раствора солей данных металлов. Образцы состояли из трех пар слоев Co/Pd с постоянной величиной $d_{Co} = 5$ нм и с толщиной слоя Pd, изменяющейся от 0.5 до 4 нм. Оба металла имели ГЦК структуру (подробное описание образцов дано в работе [5]).

Известно, что наиболее надежной регистрацией антиферромагнитного упорядочения является обнаружение ориентационных переходов типа спин-флоп и спин-флип. Измеренная величина поля спин-флип-перехода позволяет экспериментально определить величину антиферромагнитного обменного взаимодействия. Поэтому для мультислойных пленок Co/Pd были проведены измерения кривых намагничивания с помощью экваториального эффекта Керра на магнитооптическом микромагнетометре.

¹⁾ e-mail: riuf@iph.krasnoyarsk.su

Внешнее переменное магнитное поле H частотой 80 Гц прикладывалось перпендикулярно плоскости падения света и параллельно поверхности образца. Магнитооптический сигнал регистрировался при отражении света от микроучастка поверхности диаметром $D = 30$ мкм. Измерения локальных кривых намагничивания $\delta(H) \sim M(H)^2$ выполнялись с шагом $D/2$ при фиксированной энергии квантов падающего света.

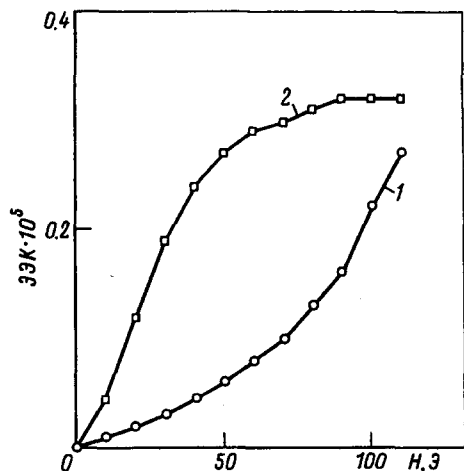


Рис.1. Типичные кривые намагничивания $\delta(H) \sim M(H)$ мультислойных пленок Co(5 нм)/Pd: $d_{Pd} = 1.8$ нм (кривая - 1); $d_{Pd} = 1.4$ нм (кривая - 2)

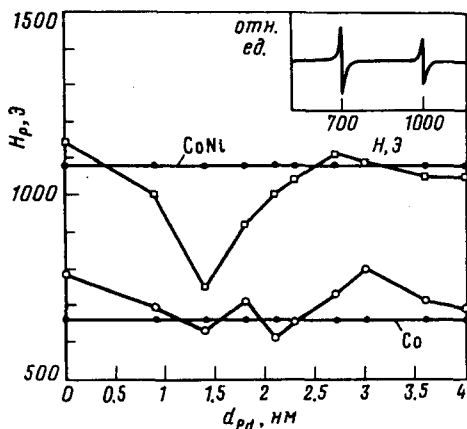


Рис.2. Зависимость резонансных полей высокополевого и низкополевого пиков от толщины слоя Pd для мультислойных пленок Co/Pd/CoNi. Сплошными линиями показаны величины резонансных полей реперных пленок Co и CoNi. Типичный вид спектра ферромагнитного резонанса (на частоте 9.2 ГГц) при параллельной ориентации пленки [Co(5 нм)/Pd(0.9 нм)/CoNi(5 нм)]*7 относительно внешнего поля, приведен на вставке к данному рисунку

Были получены следующие результаты. Установлено, что вид кривых намагничивания $\delta(H) \sim M(H)$ пленок Co/Pd зависит только от толщины слоя Pd (рис.1). В частности, при одних значениях d_{Pd} наблюдались кривые намагничивания в плоскости пленок, характерные для магнитомягких ферромагнитных материалов с полем насыщения, меньшим 50 Э, а при других значениях d_{Pd} , в этой же геометрии, наблюдалось линейное увеличение намагниченности мультислойных пленок Co/Pd с ростом внешнего магнитного поля вплоть до полей насыщения, больших 100 Э (см. рис.1). Так, при $d_{Pd} = 0.7; 1.8; 2.3; 3.6; 4$ нм кривые намагничивания $\delta(H) \sim M(H)$ характеризовались полями насыщения $H_s > 100$ Э, а при $d_{Pd} = 1.4; 2.1; 2.7; 3$ нм соответственно $H_s < 50$ Э.

Эти результаты указывают на ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение слоев Co в мультислойных пленках Co/Pd и на осциллирующее поведение обменного взаимодействия слоев Co через Pd при изменении толщины Pd. Из характерной смены вида кривой намагничивания (магнитомягкий – магнито жесткий ферромагнетик) был установлен период AF-F-AF осцилляций, для Co/Pd он оказался равным 0.8 нм. Полагая величину поля насыщения магнито жесткой кривой

²⁾ Линейные по намагниченности эффекты Керра определяются выражением $\delta_{ki}^s = \alpha_{ki}(\omega)M_s$, где соответствующие константы зависят только от длины волны (частоты) падающего света. Следовательно, $\delta(H)/\delta_s = M(H)/M_s$, то есть $\delta(H) \sim M(H)$.

намагничивания равной величине поля спин-флип-перехода, для антиферромагнитного упорядоченных слоев Co в Co/Pd мультислойных пленках, при использовании выражения $J_E = M_{Co}d_{Co}H_s/4$, нами были определены величины антиферромагнитного обменного взаимодействия $J_E = 0.6 \text{ эр/см}^2$.

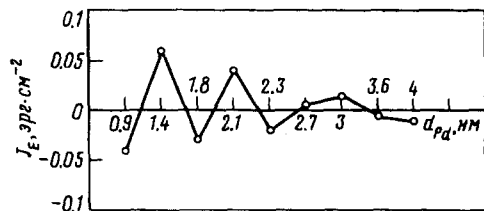


Рис.3. Зависимость вычислений константы межслойного обменного взаимодействия в мультислойных пленках Co/Pd/CoNi от толщины слоев Pd

Однако для сопоставления с теоретическими зависимостями необходимы экспериментальные зависимости $J_E(d_{Pd})$, измеренные во всем диапазоне толщин слоя немагнитного металла. Из кривых намагничивания величина ферромагнитного обменного взаимодействия $J_E(d_{Pd})$ не определяется, поэтому мы применили другую экспериментальную методику, использовав ферромагнитный резонанс (ФМР). Методом ФМР были измерены мультислойные пленки Co/Pd/CoNi, с содержанием в индивидуальном слое Ni ~ 20 ат.%. Пленки также получались методом химического осаждения на стеклянные подложки. Индивидуальные слои ГЦК Co и ГЦК CoNi имели постоянную толщину, равную 5 нм, толщина слоя Pd варьировалась от 0 до 4 нм. Суммарная толщина пленок [Co(5 нм)/Pd(x)/CoNi(5 нм)]·7 менялась от 70 до 130 нм, что позволяло при параллельной ориентации пленок относительно внешнего поля уверенно наблюдать в спектре ФМР (на частоте 9.2 ГГц) два резонансных пика (типичный вид спектров ФМР приведен на вставке к рис.2). Были изготовлены реперные образцы – однослойные пленки ГЦК-Co и ГЦК-CoNi толщиной 200 нм, спектры ФМР которых (при параллельной ориентации) состояли из одного резонансного пика. Сопоставление спектра ФМР мультислойной пленки Co/Pd/CoNi со спектрами ФМР реперных образцов позволило идентифицировать происхождение низко-полевого (обусловленного слоями Co) и высоко-полевого (обусловленного слоями CoNi) пиков, а также зарегистрировать зависимость величин резонансных полей от толщины слоя Pd. На рис.2 приведены зависимости резонансных полей индивидуальных ферромагнитных слоев от толщины прослойки в данных пленках. Предположено, что смещение резонансных пиков слоев CoNi и Co в мультислойных пленках Co/Pd/CoNi от значений H_r для реперных пленок обусловлено обменной модификацией величины внутреннего поля индивидуальных слоев.

Выражения для этой обменной модификации были получены с использованием модели связанной двухслойной пленочной системы. Так как величины обменного взаимодействия ферромагнитных слоев Co и CoNi, разделенных слоем Pd, определялись нами из этих выражений, то остановимся на более детальном описании модели, предложенной в работе [6]. В [6] была рассмотрена типичная система, состоящая из двух ферромагнитных слоев, взаимодействующих друг с другом через промежуточный немагнитный слой. Энергия этого взаимодействия на единицу площади E_{AB} записывалась в форме: $E_{AB} = -JM_A M_B$, где J – величина взаимодействия, а векторы M_A и M_B обозначают намагниченности в слоях A и B, соответственно. Магнитные слои, толщиной d_A и d_B , разделены немагнитным слоем d_C . Плоскость

$x - y$ совпадала с плоскостью пленки. Внешнее магнитное поле \mathbf{H} , расположенное в плоскости $y - z$, составляет угол α с нормалью к пленке. Микроволновое поле $h \sim \exp(i\omega t)$ направлено вдоль оси x . Углы $\theta_{A,B}$ определяют ориентацию намагниченности в декартовой системе координат. В случае $d_A = d_B = d_c = d$ и $\alpha = \pi/2$ (\mathbf{H} направлено вдоль оси y), $H_{\text{Кэф}A} = H_{\text{Кэф}B} = 0$, $\gamma_A = \gamma_B = \gamma$, полная энергия для двухслойной взаимодействующей системы записывается как

$$E = (-\mathbf{H}\mathbf{M}_A + 2\pi\mathbf{M}_A^2 \cos^2 \theta_A)d + (-\mathbf{H}\mathbf{M}_B + 2\pi\mathbf{M}_B^2 \cos^2 \theta_B)d - \mathbf{J}\mathbf{M}_A\mathbf{M}_B. \quad (1)$$

Дисперсионное соотношение для этой системы, определяемое решением уравнения Ландау - Лифшица, в приближении $H \ll 4\pi M$ можно записать в следующем виде:

$$(\omega/\gamma)^4 - (\omega/\gamma)^2[4\mathbf{H}(\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B) + 8\pi J_E \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B + J_E^2(\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B)^2] + 16\pi^2 H^2 \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B + 16\pi^2 J_E \mathbf{H} \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B (\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B) + 4\pi J_E^2 \mathbf{H} (\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B) (\mathbf{M}_A^2 + \mathbf{M}_B^2) = 0, \quad (2)$$

где используется эффективное значение параметра силы взаимодействия J_E , отнесенное к толщине ферромагнитного слоя. При больших значениях $|J_E|$ корни данного уравнения соответствуют акустическим и оптическим колебаниям векторов намагниченности ферромагнитных слоев A и B , при $|J_E| \rightarrow 0$ решение данного дисперсионного уравнения имеет два корня:

$$(\omega^2/\gamma^2)_1 = 4\pi\mathbf{H}\mathbf{M}_A + J_E \mathbf{M}_B \mathbf{M}_A; \quad (\omega^2/\gamma^2)_2 = 4\pi\mathbf{H}\mathbf{M}_B + J_E \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B. \quad (3)$$

Эти уравнения описывают две резонансные кривые для областей с различными значениями намагниченности (\mathbf{M}_A и \mathbf{M}_B) и с скорректированными внутренними полями.

Мы считаем, что экспериментальные данные, представленные на рис.2, описываются уравнениями (3). Выбор этой интерпретации был сделан в результате исследования зависимостей резонансных полей H_i от угла ориентации внешнего поля относительно нормали к пленке α .

Использование известных значений намагниченности слоев Co и CoNi позволило нам построить теоретические зависимости резонансных полей от величины и знака обменного взаимодействия. Так как аналогичные зависимости в координатах (H_i, J_E) уже были представлены в работе [6], здесь мы их не приводим. Последующее нанесение экспериментальных значений резонансных полей двух мод, полученных из спектров ФМР для мультислойных пленок Co/Pd/CoNi (см. рис.2), на теоретические кривые позволило определить зависимость $J_E(d_{\text{Pd}})$. Вычисленная таким образом зависимость $J_E(d_{\text{Pd}})$ представлена на рис.3. Видно, что зависимость $J_E(d_{\text{Pd}})$ описывается произведением осциллирующей функции на некую функцию $f(d_{\text{Pd}})$, убывающую с ростом d_{Pd} .

Таким образом, обменное взаимодействие ферромагнитных слоев Co и CoNi через Pd может быть как ферро-, так и антиферромагнитным, причем период AF-F-AF осцилляции согласуется с величиной периода, определенной из характерной смены вида кривых намагничения мультислойных пленок Co/Pd (рис.1). Кроме того, вычисленная из эксперимента зависимость $J_E(d_{\text{Pd}})$ позволяет определить (путем построения экспериментальных величин в системе двойных логарифмических координат) закон спада амплитуды осцилляций при увеличении толщины слоя Pd : оказалось, что $|J| \sim (d_{\text{Pd}})^{-2}$. Подведем итоги: установлен осцилляционный характер обменного

взаимодействия слоев Co через Pd в мультислойных пленках Co/Pd с обрезанием амплитуды осцилляций степенной функции $(d_{Pd})^{-2}$. Обращает на себя внимание малая величина этого взаимодействия по сравнению с мультислойными пленками Co/Cu.

-
1. A.J.Jin, J. Appl. Phys. **77**, 3971 (1995).
 2. Z.Zhang, L.Z.Hon, P.Wigen, and K.Dunadjela, Phys. Rev. **B50**, 6094 (1994).
 3. J.J. de Vries and W.M. de Jonge, J. Appl. Phys. **75**, 6440 (1994).
 4. A.Murayama and M.Miyamura, J. Appl. Phys. **69**, 5661 (1991).
 5. P.C.Исхаков, Ж.М.Мороз, И.С.Эдельман, Л.А.Чеканова, Письма в ЖЭТФ **63**, 735 (1996).
 6. A.Lauade, J. MMM **92**, 143 (1990).