

ДИСПЕРСИЯ ВРАЩЕНИЯ ФАРАДЕЯ В МУЛЬТИСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ  $\text{Co}/\text{SiO}_2$ 

И.С.Эдельман<sup>1)</sup>, Т.П.Морозова, В.Н.Заблуда, Т.А.Ким, И.А.Турпанов,  
А.Я.Бетенькова, Ю.А.Дынник

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

Поступила в редакцию 11 января 1996 г.

Обнаружены существенные изменения спектров фарадеевского вращения в мультислойных пленках  $\text{Co}/\text{SiO}_2$  по сравнению с известными спектрами однородных пленок  $\text{Co}$ . Изучен характер этих изменений в зависимости от толщины слоев ферромагнитного металла и немагнитного диэлектрика.

## PACS 78.20.Ls

Ранее мы сообщали о необычном поведении спектров фарадеевского вращения (ФВ) в мультислойных пленках  $\text{Fe}/\text{SiO}_2$  [1]. В то время как в однородных пленках  $\text{Fe}$  наблюдалось монотонное уменьшение ФВ при возрастании энергии световой волны  $E$ , в мультислойных пленках  $\text{Fe}/\text{SiO}_2$ , наоборот, ФВ возрастало при возрастании  $E$ . При этом скорость увеличения ФВ по отношению к изменению  $E$  была тем больше, чем больше толщина слоев  $\text{SiO}_2$ . Изменения спектров ФВ при изменении толщины  $\text{SiO}_2$  в общих чертах соответствовало результатам теории эффекта Фарадея в гранулированных и слоистых системах ферромагнитный металл – немагнитный диэлектрик, развитой в [2–4] в приближении эффективного тензора диэлектрической проницаемости среды. Представляло интерес исследовать подобные системы с другим ферромагнитным металлом, например, с  $\text{Co}$ , обладающим существенно отличными от  $\text{Fe}$  оптическими параметрами в ближней ИК, видимой и УФ областях спектра [5].

Мультислойные пленки  $\text{Co}/\text{SiO}_2$  были изготовлены методом магнетронного напыления на постоянном и переменном токе из различных мишеней в атмосфере аргона. Толщина слоев определялась временем распыления. Были изготовлены две серии образцов: 1) 20 пар слоев  $\text{Co}$  с постоянной толщиной  $d_1 = 2$  нм и  $\text{SiO}_2$  с толщиной  $d_2$ , изменяющейся от 0.3 до 20 нм; 2) 20 пар слоев  $\text{Co}$  с  $d_1$ , изменяющейся от 1.3 до 5.2 нм и постоянной  $d_2 = 5.0$  нм. Объемный параметр заполнения ферромагнитной фазы определялся как  $f = d_1/(d_1 + d_2)$ . Для сравнения в аналогичных условиях были изготовлены сплошные пленки  $\text{Co}$  толщиной 30 нм, покрытые тонким слоем  $\text{SiO}_2$ .

ФВ измерялось по нулевой методике в спектральном интервале 1.1–3.6 эВ в поле насыщения в нормальной геометрии. Измерение полевой зависимости ФВ в плоскости пленок производилось при наклонном падении света на образец в поле, параллельном его плоскости. Точность измерения магнитного поля составляла 20 Э, угла ФВ – 0.2 мин.

На рис.1, 2 показаны типичные полевые зависимости ФВ в нормальной и продольной геометриях, соответственно. Значения полей насыщения  $H_s$  для мультислойных пленок  $\sim 16$  кЭ, за исключением образца с толщиной слоев  $\text{Co}$  1.3 нм, близки к  $H_s$  сплошной толстой пленки  $\text{Co}$  и к  $H_s$  в сэндвичах

<sup>1)</sup> e-mail: ise@iph.krasnoyarsk.su.

Co/Cu/Co, исследованных в [6] с помощью полярного эффекта Керра, а те в свою очередь близки к известным значениям  $H_s$  массивного кобальта. Это обстоятельство свидетельствует об отсутствии существенных отклонений намагниченности в мультислоях Co/SiO<sub>2</sub> от обычных значений, а резкое различие полевых зависимостей ФВ для нормального и продольного намагничивания говорит о наличии в пленках плоскостной магнитной анизотропии.

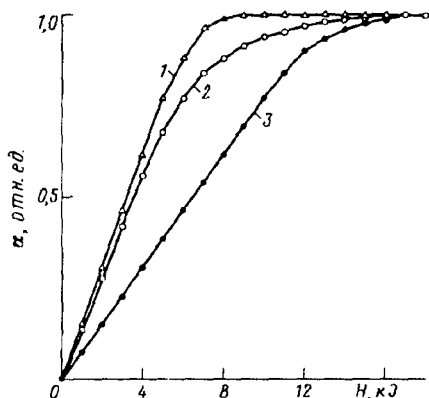


Рис.1. Полевые зависимости ФВ (нормированного к единице) в нормальной геометрии: кривая 1 - в пленке Co/SiO<sub>2</sub>, содержащей 20 пар слоев с  $d_1 = 1.3$  нм и  $d_2 = 5.0$  нм, 2 -  $d_1 = 2.0$  и  $d_2 = 5.0$  нм и 3 - в сплошной пленке Co толщиной 30 нм

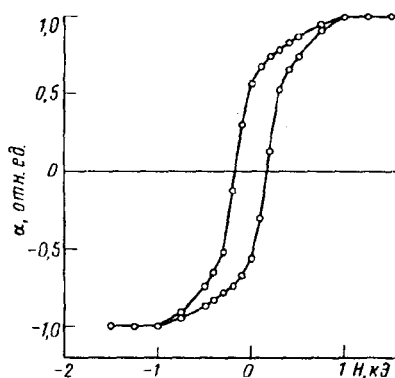


Рис.2. Петля гистерезиса ФВ в пленке Co/SiO<sub>2</sub> (соответствует кривой 2 на рис.1), при наклонном падении света на образец, перемагничиваемый в своей плоскости

На рис.3, 4 показаны спектры ФВ для двух вышеупомянутых серий мультислоенных образцов и для сплошной толстой пленки Co. В последнем случае спектр ФВ практически совпадает с дисперсией ФВ кобальта, известной в литературе [7, 8]. Для мультислоенных образцов характер спектров ФВ чрезвычайно сильно зависит от параметров  $d_1$  и  $d_2$  и практически не имеет ничего общего со спектром однородной пленки Co.

Для всех образцов с толщиной слоев Co не более 2.5 нм поведение ФВ однотипно: изменение знака в низкоэнергетической области и возрастание ФВ по мере увеличения  $E$  (рис.3, кривые 2-6, рис.4, кривые 1, 2). Крутизна кривых  $\alpha(E)$  при возрастании  $E$  и энергии  $E_0$ , при которой изменяется знак  $\alpha$ , тем больше, чем больше  $d_2$  или, соответственно, чем меньше  $f$  - коэффициент заполнения ферромагнитной фазы. Однако  $f$  не является единственным параметром, определяющим характеристики кривой  $\alpha(E)$ . Для образца с  $d_1 = 1.3$  нм кривая  $\alpha(E)$  как бы сдвинута в высокоэнергетическую область. Возможно, это связано с уменьшением магнитного момента. Действительно, поле насыщения, определенное по кривой  $\alpha(H)$ , для этого образца (рис.1, кривая 1) составляет 9 кЭ, в то время как для всех остальных  $H_s = 15 \div 16$  кЭ.

Описанная выше зависимость характера спектров ФВ от  $f$  в общих чертах соответствует предсказаниям теоретических работ [2-4]. В [2] диагональная,  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$ , и недиагональная,  $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \gamma$ , комплексные компоненты эффективного тензора диэлектрической проницаемости среды, состоящей из чередующихся слоев ферромагнитного металла, намагниченных нормально плоскости, и немагнитного диэлектрика с толщинами, много меньшими длины световой

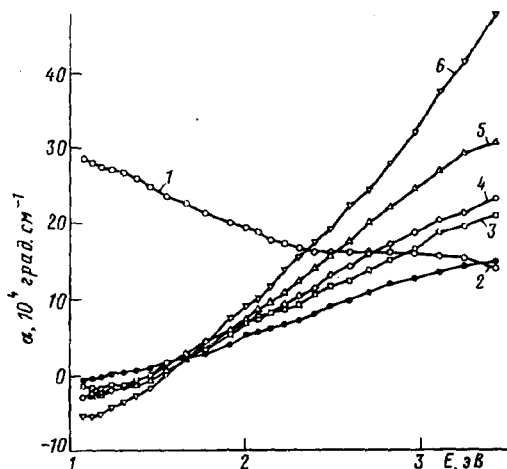


Рис.3. Дисперсия ФВ в поле насыщения в пленке  $\text{Co}$  толщиной 40 нм (кривая 1) и многослойных пленках  $\text{Co}/\text{SiO}_2$ , содержащих 20 пар слоев с  $d_1 = 2$  нм и переменными величинами  $d_2$  и  $f$ : кривая 2 -  $d_2 = 1.3$  нм,  $f = 0.62$ ; 3 -  $d_2 = 2.5$  нм,  $f = 0.44$ ; 4 -  $d_2 = 5.1$  нм,  $f = 0.29$ ; 5 -  $d_2 = 10.2$  нм,  $f = 0.19$ ; 6 -  $d_2 = 20.5$  нм,  $f = 0.1$

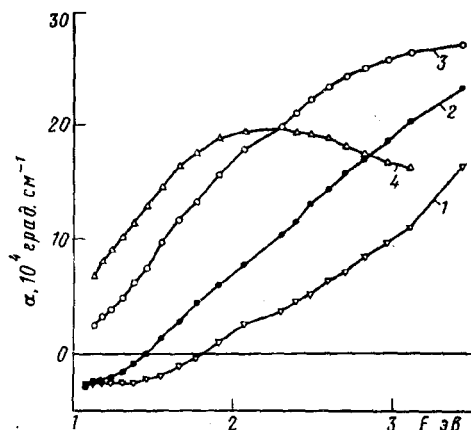


Рис.4. Дисперсия ФВ в поле насыщения в пленках  $\text{Co}/\text{SiO}_2$ , содержащих 20 пар слоев с постоянной толщиной  $d_2 = 5.1$  нм и переменной  $d_1$ : 1 -  $d_1 = 1.3$  нм,  $f = 0.2$ ; 2 -  $d_1 = 2.1$  нм,  $f = 0.29$ ; 3 -  $d_1 = 3.7$  нм,  $f = 0.42$ ; 4 -  $d_1 = 5.2$  нм,  $f = 0.5$

волны, записаны как (выражения (24 а,с) в [2])

$$\epsilon = (1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon_{xx}^{(1)}, \quad (1)$$

$$\gamma = f\epsilon_{xy}^{(1)}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная материала немагнитных слоев,  $\epsilon_{xx}^{(1)}$  и  $\epsilon_{xy}^{(1)}$  - комплексные компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитных слоев,  $f$  - коэффициент заполнения металла. Подстановка (1) и (2) в стандартное выражение эффекта Фарадея дает для его действительной части, то есть, для ФВ

$$\alpha = (\omega/2c)f\gamma/[(1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\omega$  и  $c$  - частота и скорость света, соответственно. Анализ формулы (3) показывает, что в зависимости от соотношений величин  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon$  и  $\gamma$  могут иметь место изменение знака и появление максимума  $\alpha$ . Несложными преобразованиями из (3) можно получить условия максимума  $\alpha$ :

$$(1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon_1 = 0 \quad (4)$$

и энергии, при которой изменяется знак  $\alpha$ ,

$$\gamma_1[\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_1}]^{1/2} + \gamma_2[\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 - \epsilon_1}]^{1/2} = 0, \quad (5)$$

где индексы 1 и 2 относятся к действительной и мнимой частям  $\gamma$  и  $\epsilon$ , соответственно. Если рассчитать зависимость энергии максимума  $E_r$  и энергии  $E_0$ , при которой  $\alpha$  изменяет знак, от  $f$  с использованием значений  $\epsilon_{1,2}$  и  $\gamma_{1,2}$  из

[5] и [6], соответственно, то получим возрастание  $E_0$  и уменьшение  $E_r$  (рис.5) при уменьшении  $f$ , что качественно соответствует эксперименту. Действительно, в серии кривых  $\alpha(E)$ , представленных на рис.3,  $E_0$  при уменьшении  $f$  сдвигается к более высоким энергиям, а увеличение крутизны кривых  $\alpha(E)$  при уменьшении  $f$  может соответствовать приближению энергии резонанса к наблюдаемому интервалу энергий, то есть уменьшению  $E_r$ . Однако количественное несоответствие очень велико. Значения  $f$ , при которых  $\alpha$  меняет знак, в эксперименте на порядок выше расчетных, а максимум вообще не наблюдается в исследованном интервале. Вероятнее всего, такое поведение связано с несоответствием оптических и магнитооптических параметров очень тонких слоев  $Co$  значениям этих параметров, полученным из измерений на толстых пленках [5] и массивных монокристаллах [9]. По мере увеличения толщины слоев  $Co$  в мультислоях  $Co/SiO_2$  параметры приближаются к табличным значениям и для образца с толщиной слоев  $Co$ , равной 5.2 нм ( $f = 0.5$ ), появляется максимум  $\alpha$  в исследованном интервале, а смена знака  $\alpha$  не наблюдается (рис.4, кривая 4), как и вытекает из расчета для такой величины  $f$ . Для образца с  $d_1 = 3.7$  нм ( $f = 0.42$ ) также заметно приближение к максимуму. Таким образом, предположения о том, что наблюдаемые зависимости  $\alpha(E)$  могут быть описаны в рамках теории [2-4] и что оптические параметры, а следовательно, и детали электронной структуры очень тонких слоев не соответствуют таковым в толстых пленках и массивных кристаллах, непротиворечиво объясняют результаты, представленные на рис.3 и 4.

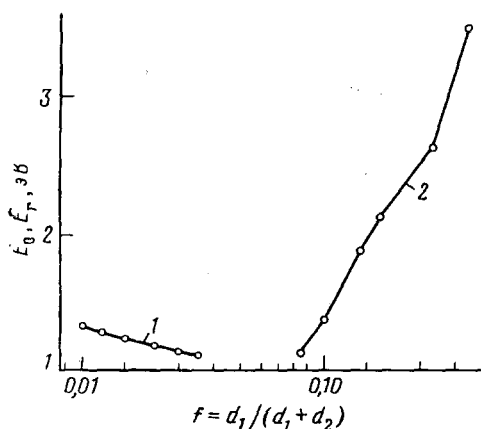


Рис.5. Рассчитанные по (4) и (5) зависимости  $E_0$  (кривая 1) и  $E_r$  (кривая 2) от  $f$

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 95-02-03669, и Международного научного фонда и российского правительства, грант RKS 300.

1. I.S.Edelman, P.D.Kim, I.A.Turpanov et al., J. Magn. Magn. Mater. **132**, 384 (1994).
2. M.Abe and M.Gomi, Jpn.J. Appl. Phys. **23**, 1580 (1984).
3. P.M.Hui and D.Stroud, Appl. Phys. Lett. **50**, 950 (1987).
4. T.K.Xia, P.M.Hui, and D.Stroud, J. Appl. Phys. **67**, 2736 (1990).
5. P.B.Jonson and R.W.Christy, Phys. Rev. **B9**, 5056 (1974).
6. A.J.Ives, R.J.Hicken, J.A.C.Bland et al., J. Appl. Phys. **75**, 6458 (1994).
7. K.H.Clemens, J.Jaumann, Z. Phys. **173**, 135 (1963).
8. Г.С.Кринчик, Изв. АН СССР сер. физ. **28**, 481 (1964).
9. Г.С.Кринчик, В.А.Артемьев, ЖЭТФ **53**, 1901 (1967).