

05;07

## Усиление экваториального эффекта Керра в наноперфорированных пленках кобальта

© Э.Ю. Бучин, Е.И. Ваганова, В.В. Наумов,  
В.А. Папорков, А.В. Проказников

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН  
Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова  
E-mail: prokaznikov@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 декабря 2008 г.

Представлена технология приготовления наноперфорированных магнитных структур на основе пленок кобальта, нанесенных на поверхность пористого алюминия. Полученные структуры демонстрируют значительное (на порядок) усиление экваториального эффекта Керра по сравнению с магнитными тонкими пленками на обычной подложке без пор. Эффект возрастает с увеличением глубины пор.

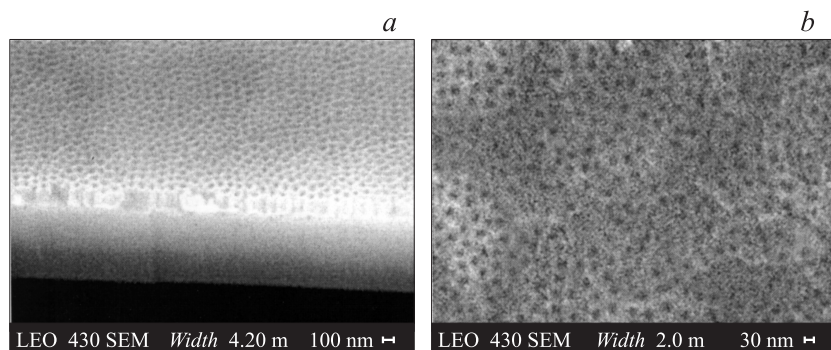
PACS: 78.67.-n

В настоящее время дешевым и удобным способом хранения достаточно больших объемов информации являются магнитные диски. При работе с ними чрезвычайно полезными являются магнитооптические эффекты, так как позволяют легко сканировать диск лучом лазера и считывать либо записывать магнитную информацию в виде изменения поляризации отраженной волны или ее интенсивности [1]. При постоянном увеличении плотности магнитной записи размеры ячеек памяти переходят в субмикронный и нанометровый диапазон. В связи с этим в последние годы магнитооптические (МО) свойства наноструктур являются объектом пристального внимания различных исследовательских групп (см. [2] и ссылки в ней). Особый интерес вызывает изучение свойств магнитных фотонных кристаллов в связи с обнаруженной возможностью управлять их свойствами через управление их структурой, а также посредством приложения внешних полей, в частности магнитного [2]. В магнитных наноструктурах обнаруживаются особенности в проявлении МО-эффектов, природа

которых до настоящего времени окончательно не выяснена. Сложность исследований в этой области состоит в трудности воспроизводства образцов ввиду самопроизвольно образующейся кластерной структуры в наноматериалах, которая существенным образом влияет на их физические свойства. Для того чтобы изучать особенности проявления МО-свойств, нужны модельные объекты с воспроизводимой и управляемой наноструктурой. В качестве такого объекта в данной работе использовалась наноперфорированная пленка кобальта. Технология наноперфорации кадьтовой пленки посредством формирования нанометровых отверстий с помощью нанопечати была использована в работе [3], где измерялся продольный эффект Керра (поворот угла поляризации света и его эллиптичность). При этом в области аномального коэффициента прохождения луча, где происходило резонансное взаимодействие света с поверхностным плазмоном, наблюдалось уменьшение эффекта в наноперфорированной пленке по сравнению со сплошной пленкой [3]. В работе [4] исследовалось прохождение света сквозь пленку никеля, покрытую серебром, наноперфорированную сформированными отверстиями посредством разрушения материала сфокусированным ионным пучком. Наблюдалось усиление коэффициента прохождения света для оптически непрозрачных металлических пленок.

В настоящей работе представлены результаты исследований экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в тонких пленках кобальта, нанесенных на перфорированный посредством анодирования алюминий. Проведено сравнение ЭЭК данной структуры с ЭЭК неперфорированной пленки кобальта. При измерении относительного изменения интенсивности отраженного света в магнитном поле и без него было обнаружено значительное (приблизительно в двадцать раз) усиление ЭЭК в наноперфорированных структурах по сравнению с аналогичными, но сплошными пленками.

Экспериментальные образцы изготавливались на стандартной кремниевой пластине. Все пленки наносились магнетронным методом. Вначале для обеспечения адгезии наносился слой тантала толщиной 10 nm, затем — слой меди толщиной 700 nm. Слой меди такой толщины необходим для того, чтобы при последующем анодировании создавалось однородное распределение носителей заряда в приповерхностной к алюминию области. Далее наносился второй слой тантала толщиной 15 nm (стоп-слой при анодировании алюминия) и, наконец, слой алюминия толщиной 1  $\mu\text{m}$ . Анодирование алюминия производилось стандартным



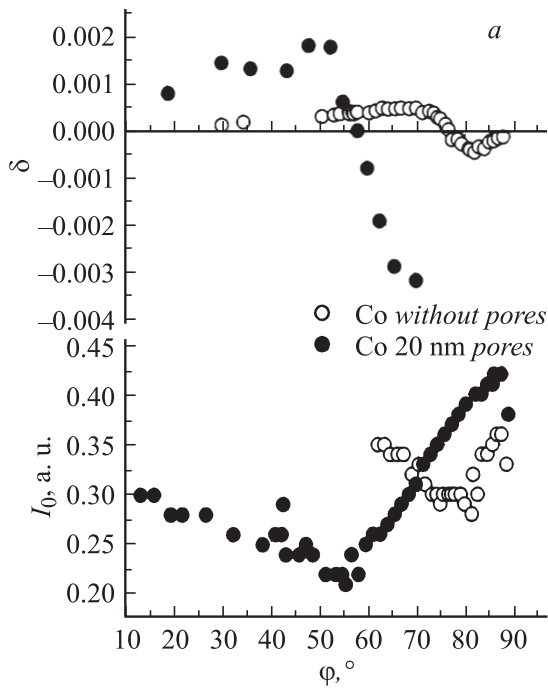
**Рис. 1.** *a* — образец со слоем пористого алюминия, *b* — фильтрованное изображение поверхности образца после напыления слоя кобальта.

способом [5] в 0.3 М растворе щавелевой кислоты при температуре 17°C в потенциостатическом режиме при напряжении  $V = 40$  V, в результате чего формировалась пористая регулярная диэлектрическая алюмооксидная матрица (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Поры в ней располагались эквидистантно, их диаметр составлял 36 nm (меняя режимы анодирования, можно управлять диаметром пор), глубина пор определялась длительностью процесса, для различных образцов она составляла 10, 20 и 200 nm. Типичная структура, формируемая при использовании описанной технологии анодирования, представлена на рис. 1, *a*. Последующий этап состоял в напылении слоя кобальта толщиной 6 nm во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль поверхности образца для того, чтобы ось легкого намагничивания (ОЛН) лежала в определенном (не произвольном) направлении. В настоящей работе представлены результаты для пленок кобальта, полученных при одинаковых режимах напыления. Образец с глубиной пор 200 nm и нанесенной пленкой кобальта представлен на рис. 1, *b*. На фоне зернистой структуры пленки хорошо различима ее перфорация. При глубине пор 10 и 20 nm следы от пор под слоем Co заметны в гораздо меньшей степени.

В работе исследовались магнитооптические свойства полученных описанным выше способом образцов, в частности изучался экваториальный эффект Керра. Для измерения ЭЖ образец помещался между полюсами электромагнита, управляемого переменным током частотой

30 Нз. Ось легкого намагничивания образца располагалась вдоль поля. Поляризованный лазерный пучок света ( $\lambda = 630 \text{ nm}$ ) диаметром 1 мм падал на поверхность пленки. Плоскость падения была ориентирована перпендикулярно направлению магнитного поля электромагнита. Установка позволяла создавать переменное поле с напряженностью до 700 Ое. Этой величины магнитного поля было достаточно для перемагничивания пленок, коэрцитивная сила которых не превышала 80 Ое. Отраженное излучение попадало в фотоприемник, с выхода которого через широкополосный усилитель переменная составляющая напряжения поступала на коммутатор измерительной платы. Туда же поступало напряжение, пропорциональное силе тока электромагнита. Синхроимпульс, поступающий с генератора, запускал последовательность чередующихся измерений тока электромагнита и переменной составляющей интенсивности отраженного света. Процесс измерения одной петли включал в себя запись 500 значений обеих величин за период изменения тока электромагнита и повторение этого процесса 500 раз с последующим усреднением. Измерения проводились при падении на образец  $p$ -волны. Для учета систематических искажений использовалось то обстоятельство, что ЭЭК при падении на образец  $s$ -волны отсутствует. Поскольку систематические искажения одинаковы для обеих поляризаций, то после аналогичных измерений для  $s$ -волны они исключались. Измеряемой величиной ЭЭК являлась  $\delta = (I(H) - I_0)/I_0$ , где  $I(H)$ ,  $I_0$  — интенсивности отраженного луча света при приложении магнитного поля и без него соответственно [6]. Постоянная составляющая напряжения фотоприемника, пропорциональная  $I_0$ , измерялась с помощью милливольтметра постоянного тока. Образец намагничивался до насыщения и измерялась соответствующая этому состоянию величина  $\delta$ . Угол  $\phi$  между лучом и нормалью к поверхности образца варьировался, таким образом исследовалась угловая зависимость величины  $\delta(\phi)$ .

Результаты исследований угловой зависимости ЭЭК и угловой зависимости  $I_0$  для различных образцов представлены на рис. 2, *a* и *b*. Из этих рисунков следует, что, во-первых, угол падения луча лазера, при котором ЭЭК в перфорированных образцах меняет знак, зависит от глубины пор. Кроме того, он отличается и от соответствующего угла падения для неперфорированного образца. Во-вторых, величина ЭЭК для образца с глубиной пор 200 нм на порядок выше, чем ЭЭК для остальных образцов (см. рис. 2, *b*). Из рисунков также видно, что возрастание  $\delta$  при переходе от сплошной пленки к перфорирован-



**Рис. 2.** Экспериментальные данные ЭЭК для образцов: *a* — с глубиной пор 10 nm (●), для контрольного образца без пор (○); *b* — с глубиной пор 200 nm (●).

ной происходит как за счет изменения магнитного состояния пленок ( $I(H) - I_0$ ), так и за счет уменьшения  $I_0$ . Следует обратить внимание, что величины и масштабы верхних и нижних графиков на рис. 2 различны.

В качестве первого приближения обнаруженные закономерности достаточно успешно описываются в рамках теории, представленной в работе [7]. Согласно этой работе, электрические и магнитные свойства среды описываются тензорами  $\epsilon_{ij}$ ,  $\mu_{ij}$ , недиагональные элементы которых имеют вид  $i\epsilon M$  и  $i\mu M'$ , при этом  $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ ,  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$ ,  $M = M_1 - iM_2$ ,  $M' = M'_1 - iM'_2$ . Эти параметры, в свою очередь, пропорциональны намагниченности среды. Для *p*-волны имеют место

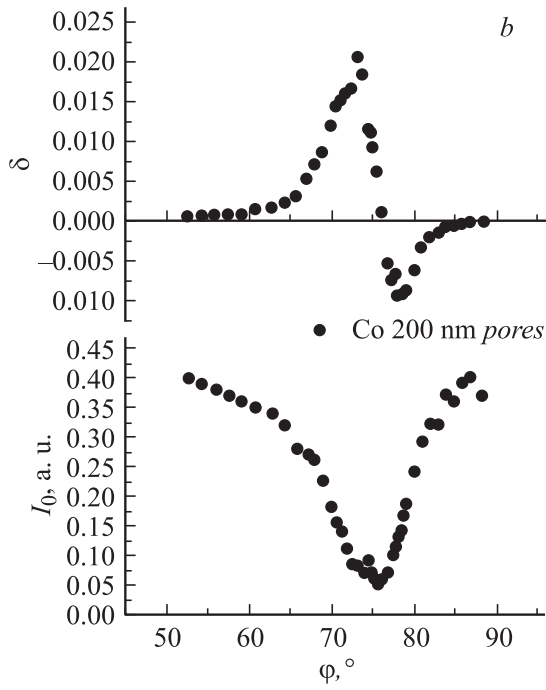


Рис. 2 (продолжение).

следующие соотношения [7]:

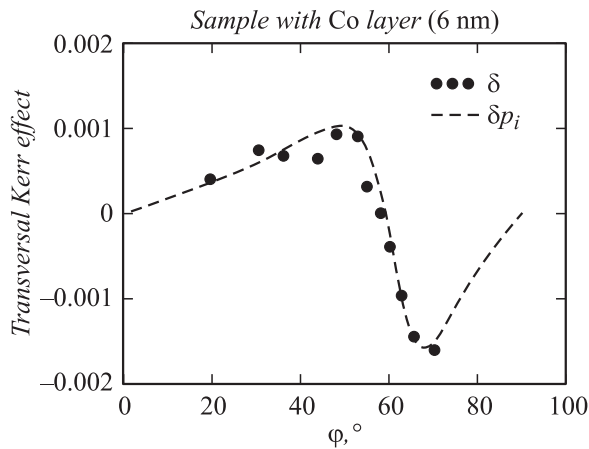
$$\delta_p = 2 \sin(2\phi) \frac{M_1 A + M_2 B}{A^2 + B^2}, \quad (1)$$

где

$$A = \varepsilon_2 \cos^2 \phi - \mu_2 - \frac{\varepsilon_2 \sin^2 \phi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (2)$$

$$B = \varepsilon_1 \cos^2 \phi - \mu_1 + \frac{\varepsilon_1 \sin^2 \phi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}. \quad (3)$$

Особенностью ЭЭК является то обстоятельство, что в выражении для  $p$ -волны присутствуют лишь  $M_1$  и  $M_2$ , тогда как для  $s$ -волны  $M'_1$  и  $M'_2$ . В подавляющем большинстве случаев  $M' = 0$ , поэтому  $\delta_s = 0$ , что уже отмечалось выше. Анализ экспериментальных угловых



**Рис. 3.** Результаты экспериментальных измерений ЭЭК ( $\delta$ ), полученные на образце с глубиной пор в матрице 10 nm (темные точки); результат численной подгонки ( $\delta p_i$ ) по формулам (1)–(3) (штрихованная линия).

зависимостей ЭЭК, приведенных на рис. 2, с помощью формул (1)–(3) показывает, что для образцов, графики которых представлены на рис. 2, *a*, параметры, входящие в приведенные формулы, достаточно близки друг к другу и в несколько раз отличаются от параметров образца, угловая зависимость которого приведена на рис. 2, *b*. Результат численной подгонки приведен на рис. 3, при этом значения подгоночных параметров для образца с глубиной пор 10 nm хорошо согласуются с табличными данными, тогда как для образца с глубиной пор 200 nm значения подгоночных параметров свидетельствуют о необходимости использовать иной физический подход при трактовке полученных экспериментальных данных.

Известно, что магнитные свойства материалов чрезвычайно чувствительны к их микроструктуре, которая зависит от методов и условий приготовления образцов [8]. Вследствие неоднородностей, шероховатостей и наличия резких границ областей оптические свойства тонких пленок отличны от свойств объемных металлов [9]. Поэтому МО-свойства тонких металлических магнитных пленок зависят не только от их состава, но и от их микроструктуры [8]. Как это следует из рис. 1, *b*, размеры характерных неоднородностей на поверхности

образца составляют порядка нескольких десятков нанометров, тогда как длина волны падающего излучения лазера равна  $\lambda = 630 \text{ nm}$ . Это позволяет рассматривать исследуемую проблему интерпретации экспериментальных результатов изучения ЭЭЖ в рамках теории эффективной среды (см., например, работы [3,8–11]) и ссылки в них), т.е. заменить диэлектрические и магнитные параметры материалов их эффективными значениями (в частности, заменить  $\varepsilon$  на  $\varepsilon_{eff}$ ), вычисленными в соответствии со специальной процедурой [8–11]. Подобные расчеты для нашего случая будут опубликованы позднее. Отметим, что при расчетах по формулам (1)–(3) мы использовали усредненные эффективные значения электрических и магнитных параметров среды, подобранные из соображений физической разумности и наибольшего согласования с имеющимися общепринятыми экспериментальными значениями [12]. При расчетах с использованием теории эффективной среды требуется более подробная информация о деталях структуры и составе среды.

Как отмечалось в работе [2], наличие периодического рельефа на поверхности облегчает возбуждение поверхностных коллективных мод. В частности, различные способы возбуждения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на границе раздела двух сред рассмотрены в работах [13,14]. Один из способов возбуждения ПЭВ основывается на наличии двумерной периодической структуры типа дифракционной решетки на границе раздела сред [13,14]. В исследуемом случае имеет место двумерная квазипериодическая структура с характерным периодом порядка  $R \approx 10^2 \text{ nm}$  (см. рис. 1). Если принять, что характерная частота плазменных колебаний в большинстве металлов имеет порядок  $\omega_p^b \approx 2\pi \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$  [15], то с учетом доли объема однородной проводящей металлической пленки, равной общему объему пленки за вычетом доли, приходящейся на отверстия пор (см. рис. 1), получим оценку для длины волны плазменных колебаний в исследуемой перфорированной металлической структуре на пористом диэлектрике  $\lambda_p \approx 10^2 \text{ nm}$ . Подробно расчет проводимости и диэлектрической проницаемости в периодических пористых структурах представлен в работе [16]. Таким образом, поверхность изучаемой системы модулирована двумерной квазипериодической структурой с периодом  $R$  порядка длины волны плазменных колебаний в исследуемой среде  $R \sim \lambda_p$ . Этот факт, согласно [2,13,14], способствует возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов в исследуемой системе.

Отметим также, что практически во всех существующих работах исследовались частотные (энергетические) зависимости магнитоопти-



ческих эффектов (см., например, работы [6,12,17] и ссылки в них). В настоящей работе продемонстрировано, что информативными также являются угловые зависимости ЭЭК. В частности, очевидно, что, исследуя ЭЭК при определенном фиксированном угле, можно попасть в одном случае в область его минимального проявления, а в другом — соответственно в область максимального эффекта, что может привести к неверным оценкам и выводам (см. рис. 2, *a* и *b*). Заметим, что исследованные в настоящей работе структуры отличаются от структур, описанных в [3], тем, что наноперфорация производится путем сплошного напыления магнитного материала на диэлектрическую поверхность, в том числе и внутрь регулярно расположенных пор, тогда как в [3] наноструктурирование достигается путем нанопечати.

В заключение отметим, что в настоящей работе представлены модельная система, обладающая воспроизводимостью на наномасштабах, которая представляет интерес для исследования МО-эффектов в наноразмерной области, а также технология ее изготовления. Магнитооптические свойства, в частности экваториальный эффект Керра, существенно ярче выражены в созданных структурах и существенно отличаются от таковых в сплошных магнитных пленках той же толщины, причем МО-эффекты могут на порядок превышать аналогичные зависимости в неперфорированных образцах. Обнаруженные эффекты связаны с наноперфорацией магнитных пленок и параметрами пористой матрицы.

Результаты настоящих исследований могут быть полезными при решении фундаментальных проблем, связанных с изучением физических свойств наноматериалов, а также могут быть использованы в современных информационных технологиях, в частности при разработке новых поколений магнитных носителей информации.

## Список литературы

- [1] *Blundell S.* Magnetism in Condensed Matter. Oxford University Press, 2001. 238 p.
- [2] *Белотелов В.И., Безус Е.А., Быков Д.А., Досколович Л.Л., Котов В.А., Звездин А.К.* // Компьютерная оптика. 2007. Т. 31. N 3. С. 4–8.
- [3] *Diwekar M., Kataev V., Shi J., Vardeny Z.V.* // Appl. Phys. Letters. 2004. V. 84. N 16. P. 3112–3114.

- [4] *Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J., Lezec H.J., Pellerin K.M., Thio T., Pendry J.B., Ebbesen T.W.* // *Phys. Rev. Letters*. 2001. V. 86. N 6. P. 1114–1117.
- [5] *Masuda H., Satoh M.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1996. V. 35. P. L126–L129.
- [6] *Ганьшина Е.А., Ващук М.В., Виноградов А.Н.* и др. // *ЖЭТФ*. 2004. Т.125. В. 5. С. 1172–1183.
- [7] *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: МГУ, 1976. 367 с.
- [8] *You C.-Y., Shin S.-C., Kim S.-Y.* // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 55. N 9. P. 5953–5958.
- [9] *Aspens D.E.* // *Phys. Rev. B*. 1982. V. 25. P. 1358–1361.
- [10] *Stroud D.* // *Phys. Rev. B*. 1975. V. 12. N 8. P. 3368–3373.
- [11] *Xia T.K., Hui P.M., Stroud D.* // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 6. P. 2736–2741.
- [12] *Соколов А.В.* Оптические свойства металлов. М.: Физматлит, 1961. 461 с.
- [13] *Агранович В.М., Миллс Д.Л.* Поверхностные поляритоны. М.: Наука, 1985.
- [14] *Либенсон М.Н.* // *СОЖ*. 1996. № 10. С. 92–98.
- [15] *Давыдов А.С.* Физика твердого тела. М.: Наука, 1976.
- [16] *Shen L.C., Liu C., Korringa J., Dunn K.J.* // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 17. P. 7071–7081.
- [17] *Эдельман И.С., Воротынова О.В., Середкин В.А., Заблуда В.Н., Иванов Р.Д., Гатиятова Ю.Н., Валеев В.Ф., Хайбуллин Р.И., Степанов А.Л.* // *ФТТ*. 2008. Т. 50. В. 11. С. 2002–2008.