

05.2;07;11

©1994

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗА

Е.Е.Чепурова, Л.В.Козловский, Ду Сяньбо, А.М.Ливенцов

Фазовые переходы в двухразмерных ($2D$) ферромагнетиках являются объектом исследования физиков-теоретиков в течение более 50 лет. Работа Онсагера [1] была поворотной вехой в теоретической физике. В противоположность позже выполненным расчетам [2], в [1,3,4] было доказано, что в $2D$ -изотропных гейзенберговских системах возможно существование дальнего и ближнего порядка при конечных температурах. Экспериментальное исследование двухразмерных ферромагнетиков и соответственно проверка существующих теорий стали возможными лишь в последние годы, когда появились новые технологические методы, позволяющие получить ультратонкие (вплоть до одного монослоя) пленки.

В данной работе представлены результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств ультратонких пленок железа. Измерения были выполнены на магнитооптических (МО) установках, созданных на базе монокроматора ДМР-4 и микроскопа МИС-11 (МО магнетометр). Подробное описание установок дано в [5,6]. Исследования проводились с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК) (внешнее магнитное поле параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света). Изучаемые пленки были получены с помощью магнетронного распылительного устройства. Остаточный вакуум перед нанесением пленок был равен $5 \cdot 10^{-9}$ Тор. В качестве подложек использовались кремний и стекло. Температура подложек была комнатной. Толщина пленок железа t_{Fe} изменялась от 5 до 2000 Å. В качестве немагнитного слоя между Fe пленкой и подложкой использовались медь и тантал. Толщина этого слоя была равна 400 Å. Для предотвращения окисления пленки железа были покрыты 100 Å С.

На магнитооптическом магнетометре [6] с помощью ЭЭК- δ на изучаемых образцах были измерены кривые намагничивания $\delta(H)$ для двух взаимно перпендикулярных направлений (1 и 2). На рис. 1 представлены типичные зависимости $\delta(H)/\delta_s \sim M(H)/M_s$ для Fe пленок толщиной $t_{Fe} < 200$ Å (здесь δ_s — значение ЭЭК при $M = M_s$, M_s —

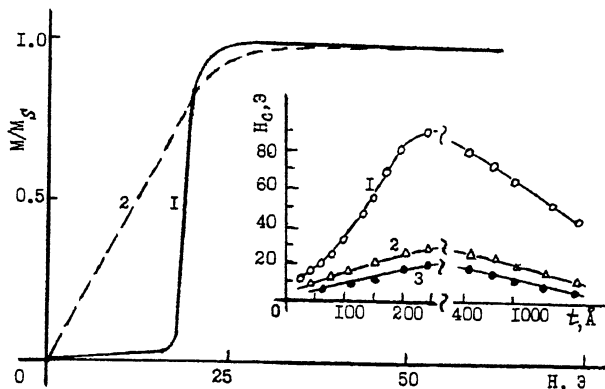


Рис. 1. Типичные кривые намагничивания Fe пленок толщиной $t_{Fe} < 200 \text{ \AA}$, измеренные для двух взаимно перпендикулярных направлений.

На вставке — зависимость коэрцитивной силы H_c от толщины Fe пленок: кривая 1 — $H_c(t_{Fe})$ для образцов с Ta слоем; 2 — с Cu слоем; 3 — для Fe пленок, напыленных непосредственно на стекло.

намагниченность насыщения). Из рисунка видно, что кривые 1 и 2 существенно различаются, что свидетельствует о наличии сильной плоскостной анизотропии в этих образцах. Вместе с тем было установлено, что для Fe пленок с $t_{Fe} > 200 \text{ \AA}$ кривые 1 и 2 идентичны, т.е. эти пленки являются изотропными. Измерения полярного эффекта Керра (ПЭК) на изучаемых образцах показали, что в поле $H \sim 1 \text{ кЭ}$ ПЭК в пределах ошибки эксперимента отсутствует. Это позволило сделать вывод о преимущественной ориентации вектора намагниченности в плоскости пленок.

Далее остановимся на следующем экспериментальном факте. Согласно [7], поле, при котором наблюдается резкое возрастание МО сигнала (в частности, ЭЭК), соответствует коэрцитивной силе образца H_c . Проведенные таким образом оценки H_c для изучаемых пленок приведены в виде зависимостей $H_c(t_{Fe})$ на вставке к рис. 1. Анализ этих данных позволил сделать следующие выводы. В области $t_{Fe} < 200 \text{ \AA}$ значение H_c падает с уменьшением t_{Fe} . В области $400 < t_{Fe} < 2000 \text{ \AA}$ H_c уменьшается с ростом t_{Fe} . Образцы с Ta слоем (см. на вставке кривую 1) имеют H_c в 2–3 раза выше, чем с медным (кривая 2), и в 3–4 раза выше, чем образцы, в которых Fe пленка была напылена непосредственно на подложку (кривая 3), причем состав подложки (Si или стекло) слабо влияет на величину H_c . Обнаруженное различие H_c , вероятно, можно объяснить различием

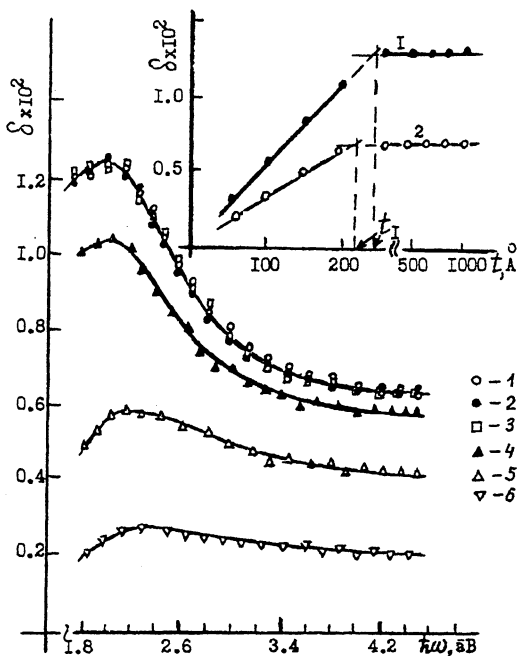


Рис. 2. Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра $\delta(\hbar\omega)$ для Fe пленок, напыленных на Ta слой.

Толщина Fe пленок: 1 — 2000, 2 — 800, 3 — 250, 4 — 200, 5 — 100, 6 — 50 \AA . На вставке — $\delta(t_{Fe})$ при фиксированных значениях $\hbar\omega$: 1 — $\hbar\omega = 1.7$, 2 — $\hbar\omega = 3.4$ эВ; $t_1 = t_{кр}$.

энергии взаимодействия между Fe пленкой и соответственно Ta, Cu, Si, стеклом (см., например, [8]).

На магнитооптической установке, собранной на базе монохроматора ДМР-4 [5], на изучаемых образцах были измерены спектральные зависимости ЭЭК $\delta(\hbar\omega)$ в области энергии квантов падающего света 1.6–4.2 эВ. На рис. 2 для примера приведены кривые $\delta(\hbar\omega)$, полученные для серии подложка/400 \AA Ta/Fe_t/100 \AA С с t_{Fe} , изменяющимся от 2000 до 5 \AA , при угле падения света на образец $\varphi = 67^\circ$. Анализ этих данных показал, что кривые $\delta(\hbar\omega)$ для образцов с $t_{Fe} \geq 250$ \AA в пределах ошибки эксперимента совпадают. При $t_{Fe} < 250$ \AA величина ЭЭК уменьшается с уменьшением t_{Fe} . Для образцов с $t_{Fe} \leq 10$ \AA ЭЭК не был обнаружен. Следует указать, что состав подложки влиял на кривые $\delta(\hbar\omega)$, начиная с $t_{Fe} < 200$ \AA . В частности, для Fe пленок, напыленных непосредственно на стекло, значения δ во всем спектральном интервале были в 1.5–2 раза больше, чем δ

для Fe пленок на кремниевых подложках или Ta слое. Кривые $\delta(\hbar\omega)$ были использованы для построения зависимостей $\delta(t_{\text{Fe}})$ при фиксированных значениях $\hbar\omega$ (см. приведенные для примера на вставке к рис. 2 кривые $\delta(t_{\text{Fe}})$ при $\hbar\omega = 1.7$ и 3.4 эВ). Из рисунка видно, что начальный участок кривых $\delta(t_{\text{Fe}})$ имеет линейную зависимость δ от t_{Fe} , а в области $t_{\text{Fe}} > 250 \text{ \AA}$ $\delta = \text{const}$. Из кривых $\delta(t_{\text{Fe}})$ можно найти критическую толщину, начиная с которой ЭЭК не изменяется по величине. Оценить $t_{\text{кр}}$ целесообразно по точке пересечения прямых $\delta \sim t$ и $\delta = \text{const}$. Видно, что при $\hbar\omega = 1.7$ и 3.4 эВ $t_{\text{кр}} = 235$ и 210 \AA соответственно. При обсуждении этого результата необходимо напомнить, что изучение ультратонких магнитных пленок магнитооптическими методами в основном проводится с помощью продольных эффектов Керра (ЭК) (полярного и меридионального). В связи с этим при анализе полученных данных учитывается возможный вклад от эффекта Фарадея (ЭФ), который испытывает свет, проходя в пленку и отражаясь от границы пленка-подложка. Так, в [9] было показано, что ЭК определяет значения регистрируемого магнитооптического сигнала ψ для толсто-пленочных образцов, а ЭФ — для ультратонких. Кроме того, была обнаружена область значений t_{Fe} , где ЭК и ЭФ равновелики, что обуславливало появление пика на кривой $\psi(t_{\text{Fe}})$. В результате оценка $t_{\text{кр}}$ затруднена. Следует указать, что толсто-пленочными считались образцы, толщина которых превышала глубину проникновения света в среду $t_{\text{пр}} = \lambda/4\pi K$, где λ — длина волны падающего света, K — коэффициент поглощения среды.

Расчеты, проведенные позже в [10], подтвердили выводы работы [9]. Однако в [10] вместо $t_{\text{пр}}$ было введено понятие "глубина формирования магнитооптического сигнала" — $t_{\phi} = \lambda/8n$, где n — показатель преломления среды. Следует указать, что ранее в [11] была экспериментально определена "глубина формирования отраженной волны", существенно отличающаяся от $t_{\text{пр}}$, но соотношения, позволяющего рассчитать ее значение, не было получено.

Описанные выше результаты были получены с помощью поперечного ЭЭК. В этом случае вклад от ЭФ исключается. Следовательно, оценка $t_{\text{кр}}$ является более надежной. В таблице представлены экспериментально найденные значения $t_{\text{кр}}$ и рассчитанные по приведенным выше формулам t_{ϕ} и $t_{\text{пр}}$ (n и K для Fe пленок взяты из работы [12]).

λ , мкм	n	K	t_{ϕ} , Å	t_{np} , Å	$t_{кр}$, Å
0.73	3.2	3.8	284	129	235
0.365	1.8	3.0	252	96	210

Из таблицы видно, что ближе по значениям $t_{кр}$ и t_{ϕ} . Этот результат дает основание утверждать, что экспериментально доказано основное положение работы [10], состоящее в том, что в магнитооптике должна приниматься во внимание новая физическая величина, а именно "глубина формирования магнитооптического сигнала".

В целом полученная информация о магнитных и магнитооптических свойствах ультратонких пленок железа может быть полезной при разработке тонкопленочных и мультислойных устройств, в частности магниторезистивных датчиков, магнитооптических сред для перпендикулярной записи и т.д.

Список литературы

- [1] *Onsager L.* // Phys. Rev. 1944. V. 65. N 3-4. P. 117-148.
- [2] *Mermin N.D., Wagner H.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 23. P. 1133-1136.
- [3] *Kaufman B., Onsager L.* // Phys. Rev. 1949. V. 76. N 8. P. 1244-1252.
- [4] *Yang C.N.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. N 5. P. 808-816.
- [5] *Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Эгамов Ш.В.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 2. С. 713-719.
- [6] *Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Ахматова О.П., Пономарев Б.К., Жуков А.С.* // ФТТ. 1987. Т. 28. В. 9. С. 2862-2865.
- [7] *Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Парсанов А.П.* // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 7. С. 2029-2031.
- [8] *Gautier F., Stoeffler D.* // JMMM. 1991. V. 93. P. 10-14.
- [9] *Moog E.R., Liu C., Bader S.D., Zak J.* // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 10. P. 6949-6956.
- [10] *Traeger G., Wensel L., Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1991. V. 131. P. 201-207.
- [11] *Кринчик Г.С., Зубов В.Е., Лысков В.А.* // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. В. 1. С. 204-206.
- [12] *Reale C.* // Infrared Phys. 1970. V. 10. P. 175-181.

Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
2 апреля 1994 г.