

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

© *Е.Е.Шальгина, А.А.Корендясев, Л.В.Козловский*

В последнее время уделяется большое внимание изучению физических свойств ультратонких магнитных пленок (МП) $3d$ -переходных металлов и полученных на их основе многослойных тонкопленочных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев (НМС) субмикронной толщины. Проведение этих исследований является одной из важнейших задач физики магнитных явлений. Развитию этого направления способствует также широкое практическое применение МП в устройствах современной магнитной электроники.

В данной работе представлены результаты исследования магнитных свойств пленок железа и кобальта, а также полученных на их основе тонкопленочных структур. Измерения были выполнены на магнитооптической установке, собранной на базе микроскопа МИС-11 (магнитооптический магнетометр). Подробное описание установки дано в [1]. Исследования проводились с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК) (внешнее магнитное поле параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света). Изучаемые образцы были получены с помощью магнетронного распылительного устройства. Остаточный вакуум перед нанесением пленок был равен $5 \cdot 10^{-9}$ Тор. Подложками служили кремний и стекло. Температура подложек при нанесении пленок была комнатной. Толщина t пленок железа и кобальта изменялась от 5 до 2000 Å. Значение t определялось по времени напыления и скорости осаждения пленок. Для определения скорости осаждения измерялся вес пленки на подложке известных размеров. Исходным материалом для немагнитных слоев служили Та, Си, Мо, Нf. Толщина НМС изменялась от 0 до 400 Å. Для предотвращения окисления пленки Fe и Co были покрыты 100 Å С.

На магнитооптическом магнетометре с помощью ЭЭК- δ на изучаемых образцах типа подложка/НМС/МП/100 Å С были измерены кривые намагничивания $\delta(H)$ для двух взаимно перпендикулярных направлений (1 и 2). В случае 1 направление внешнего перемагничивающего поля совпадало с ориентацией поля, прикладываемого в процессе напыления пленок. На вставке рис. 1 приведены для примера типич-

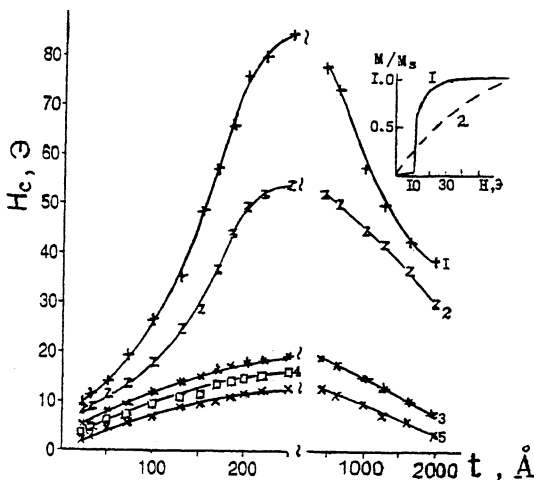


Рис. 1. Зависимости коэрцитивной силы H_c от толщины Fe-пленок $t_{МП}$ при фиксированном значении $t_{НМС} = 400 \text{ \AA}$: кривая 1 — образцов с Ta-слоем; 2 — с Mo-слоем; 3 — с Cu-слоем; 4 — с Ni-слоем; 5 — для пленок железа, напыленных непосредственно на стеклянную подложку. На вставке приведены кривые намагничивания, измеренные для двух взаимно перпендикулярных направлений на образце подложка/400 \AA Ta/30 \AA Co/100 \AA С.

ные зависимости $\delta(H)/\delta_s \sim M(H)/M_s$ (здесь δ_s — значение ЭЭК при $M = M_s$, M_s — намагничённость насыщения) для пленок железа и кобальта толщиной $t_{МП} < 200 \text{ \AA}$ (значение $t_{НМС}$ фиксировано). Из рисунка видно, что кривые 1 и 2 существенно различаются. В частности, кривая 1 имеет начальный участок, на котором ЭЭК практически равен нулю. В некотором поле $H = H_c$ наблюдается резкое возрастание ЭЭК. В области $H > H_c$ регистрируется слабое изменение ЭЭК, а начиная с некоторого поля, соответствующего полю насыщения образца H_s , величина ЭЭК в пределах ошибки эксперимента не изменяется. Форма петли гистерезиса в этом случае близка к прямоугольной (коэффициент прямоугольности $\sim 0.95-0.98$). Кривая 2 в полях вплоть до H_s характеризуется линейной зависимостью ЭЭК от величины внешнего магнитного поля (соответственно M от H). Обнаруженное различие кривых 1 и 2 свидетельствует о наличии сильной магнитной анизотропии в плоскости пленок. Согласно существующим представлениям (см., например, [2]), кривая 1 и соответственно прямоугольная петля гистерезиса наблюдаются при перемагничивании тонкой, однодоменной пленки вдоль легкой оси намагничивания, а кривая 2 — вдоль трудной. В первом случае перемагничивание образцов при $H < H_s$ может осуществляться за счет необратимо-

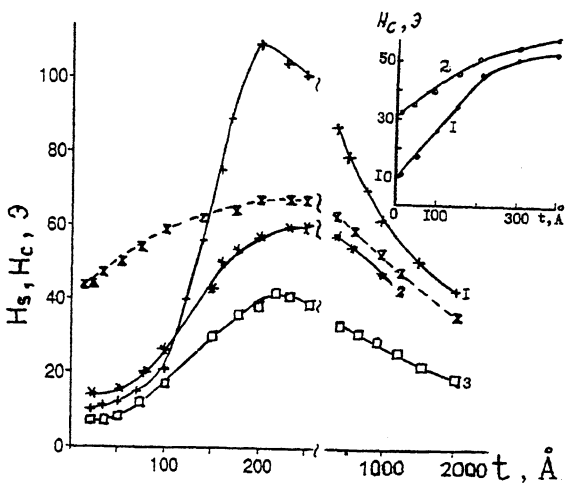


Рис. 2. Зависимости коэрцитивной силы H_c от толщины Со-пленок $t_{МП}$ при фиксированном значении $t_{НМС} = 400 \text{ \AA}$: кривая 1 — для образцов с Та-слоем; 2 — с Нf-слоем; 3 — для пленок кобальта, напыленных непосредственно на стекло; пунктирная кривая — зависимость $H_s(t_{МП})$ для Со-пленок на стекле. На вставке приведены зависимости $H_c(t_{M_0})$ при $t_{Fe} = 1000 \text{ \AA}$ (кривая 1) и $t_{Co} = 400 \text{ \AA}$ (кривая 2).

го роста зародышей перемагничивания, а во втором — за счет вращения вектора намагниченности в плоскости пленок. Причиной появления магнитной анизотропии в МП с $t_{МП} < 200 \text{ \AA}$ является наличие магнитного поля в процессе изготовления образцов (поле в плоскости подложки $\sim 110 \text{ Э}$). При проведении аналогичных измерений на Fe- и Со-пленках толщиной $t_{МП} > 250 \text{ \AA}$ было установлено, что в этом случае кривые 1 и 2 идентичны и подобны кривым 1, полученным на образцах с $t_{МП} < 200 \text{ \AA}$.

Измерения полярного эффекта Керра (ПЭК) (внешнее магнитное поле $H \sim 1 \text{ кЭ}$ прикладывалось перпендикулярно поверхности образцов) показали, что ПЭК в пределах ошибки эксперимента отсутствует. Это свидетельствовало о том, что в исследуемых образцах вектор намагниченности ориентирован в плоскости МП. Следует отметить, что для образцов с $t_{МП} < 10 \text{ \AA}$ как ПЭК, так и ЭЭК отсутствовал. Подробное обсуждение зависимости ЭЭК от $t_{МП}$ проведено в [3].

Согласно [4], поле, при котором наблюдается резкое возрастание магнитооптического сигнала (в данном случае ЭЭК), соответствует коэрцитивной силе образца H_c . Для описанных выше образцов были построены зависимо-

сти $H_c(t_{МП})$ и $H_c(t_{НМС})$ (рис. 1 и 2). Анализ этих данных позволил сделать следующие выводы. Для всех образцов с $t_{МП} < 200 \text{ \AA}$ (при фиксированном значении $t_{НМС}$) величина H_c падает с уменьшением $t_{МП}$. В области $400 < t_{МП} < 2000 \text{ \AA}$ H_c падает с ростом $t_{МП}$. Поле насыщения H_s имеет аналогичную зависимость от $t_{МП}$ (см. приведенную для примера пунктирную кривую на рис. 2). Для Fe-пленок с Ta- и Mo-слоем (кривые 1 и 2 на рис. 1) значения H_c значительно выше, чем для Fe-пленок, напыленных непосредственно на подложку (кривая 5, $t_{НМС} = 0$). В частности, значения H_c^{\max} на кривых 1 и 2 отличаются соответственно в 6.4 и 4 раза от H_c^{\max} на кривой 5. Для Fe-пленок с Cu- и Hf-слоем (кривые 3, 4) это различие не больше, чем 1.5 и 1.3 раза. Обнаружено при этом, что при $t_{НМС} = 0$ состав подложки (Si или стекло) слабо влияет на величину H_c . В Co-пленках наличие немагнитного слоя оказывает существенное влияние на величину H_c , начиная с $t_{МП} > 100 \text{ \AA}$ (рис. 2). Вместе с тем оказалось, что в образцах с фиксированным значением $t_{МП}$ величина H_c с ростом $t_{НМС}$ вплоть до $t_{НМС} \sim 200\text{--}250 \text{ \AA}$ увеличивается. Дальнейшее увеличение $t_{НМС}$ сопровождается слабым изменением H_c (см. приведенные для примера на вставке рис. 2 зависимости $H_c(t_{Mo})$ при $t_{Fe} = 1000 \text{ \AA}$ и $t_{Co} = 400 \text{ \AA}$). Полученные результаты можно объяснить, если принять во внимание данные о структурных особенностях изучаемых образцов. Вероятно, одной из главных причин обнаруженного различия H_c тонкопленочных магнитных структур является то, что как НМС, так и МП оказались текстурированными, причем степень текстурированности МП при наличии НМС была значительно выше, чем для пленок, напыленных непосредственно на кремниевые и стеклянные подложки. Более того, степень текстурированности была наибольшей в образцах с Ta-слоем и соответственно уменьшалась в образцах с Mo-, Cu- и Hf-слоями. Вид же кривых $H_c(t_{МП})$, по-видимому, обусловлен следующим. Рентгеноструктурный анализ изучаемых образцов показал, что размер кристаллитов, формирующих массив пленки, порядка ее толщины. Ранее в работе [5] было установлено, что значение H_c с ростом от 10 до 300 \AA среднего размера d ферромагнитных частиц (Fe, Co и др.) увеличивается, а при больших значениях d уменьшается. Практически такая же зависимость H_c от размеров кристаллитов получена и нами.

В заключение можно отметить, что установленные нами зависимости магнитных свойств изучаемых Fe- и Co-пленок от их толщины, а также обнаруженное сильное влияние на указанные характеристики НМС могут быть приняты во внимание при конструировании тонкопленочных устройств. В частности, одним из способов получения высокого зна-

чения магниторезистивного сигнала в многослойных структурах является наличие магнито жесткого и магнитомягкого слоев [6]. Полученные нами данные свидетельствуют о том, что вариацией состава разделительных немагнитных слоев можно решить эту проблему.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Список литературы

- [1] Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Азматова О.П., Пономарев Б.Г., Жуков А.С. // ФТТ. 1987. Т. 28. В. 9. С. 2862-2865.
- [2] Вонсовский С.В. // Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
- [3] Шальгина Е.Е., Козловский Л.В., Ду Сяньбо, Ливенцов А.М. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 20. С. 42-46.
- [4] Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Парсанов А.П. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 7. С. 2029-2032.
- [5] Luborsky F.E., Morelock C.R. // J. Appl. Phys. 1964. N 7-8. P. 2055-2066.
- [6] Dieny B., Speriosu V.S., Metin S., Parkin S.S.P., Gurney B.A., Baumgart P. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 8. P. 4774-4779.

Поступило в Редакцию
13 декабря 1995 г.