

Влияние Ni на магнитное состояние Dy в двухслойных пленках $Dy_{1-x}Ni_x-Ni$

© И.С. Эдельман, В.В. Марков, С.Г. Овчинников, А.Е. Худяков, В.Н. Заблуда, В.Г. Кеслер*, Г.В. Бондаренко

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

* Институт полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: ise@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2002 г.)

Исследованы температурные и спектральные зависимости магнитного кругового дихронизма (МКД) двухслойных пленок $Dy_{1-x}Ni_x-Ni$, полученных термическим распылением компонент в сверхвысоком вакууме. Распределение компонент по толщине слоев изучено с помощью Оже-спектроскопии. Концентрация $Ni(x)$ в слоях $Dy_{1-x}Ni_x$ изменялась в пределах от 0.005 до 0.06. Показано, что при величине x , превышающей некоторое пороговое значение, в интервале температур 80–300 К слой $Dy_{1-x}Ni_x$ в двухслойной пленке вносит вклад в МКД, приблизительно равный величине МКД, наблюдаемого в изолированной пленке $Dy_{1-x}Ni_x$, только при температурах, меньших температуры перехода в ферромагнитное состояние (~ 100 К). Это явление объясняется магнитным упорядочением слоя $Dy_{1-x}Ni_x$ в двухслойных пленках вследствие одновременного действия двух факторов: включение Ni в слой Dy и влияния сплошного подслоя Ni. Качественно обсуждаются механизмы, которые могут приводить к такому упорядочению.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 00-02-16098, 02-02-06734).

Взаимное влияние переходных $3d$ и редкоземельных (РЗ) $4f$ металлов в слоистых структурах постоянно привлекает внимание исследователей в связи с широким применением таких структур в системах записи и хранения информации. В то же время сложная магнитная структура РЗ металлов и ее высокая чувствительность к различным воздействиям представляют большой интерес. Одним из факторов, влияющих на магнитное состояние слоев РЗ металлов в слоистых структурах и сверхрешетках, может быть взаимодействие с соседними слоями $3d$ металлов или включениями $3d$ атомов в слое РЗ металла. Диспрозий является весьма удобным объектом для исследования такого рода влияния, благодаря наличию двух магнитных фазовых переходов, разделенных большим температурным интервалом: из парамагнитной фазы в спиральную антиферромагнитную при $T_N = 175$ К и из спиральной в ферромагнитную фазу при $T_c = 85$ К [1–3]. При этом температура и характер фазовых переходов существенно зависят от приложенного магнитного поля [1–4]. Сильное влияние на магнитную структуру Dy оказывают также размер и структура образца. Например, в [5] прослежено влияние размеров кристаллитов на характер фазовых переходов в мелкокристаллических образцах Dy, а в [6] показано, что в наночастицах Dy, распределенных в алюминиевой пленке, не возникает спиральная структура.

Слоистым структурам Dy– $3d$ металл посвящено значительное количество работ (например, [7–9]). Нами ранее было обнаружено сильное влияние низких концентраций ($\sim 5\%$) примесей $3d$ атомов в слое Dy на температурные и спектральные зависимости линейных по намагниченности магнитооптических эффектов (МОЭ) —

магнитное кругового дихронизма (МКД) и меридионального эффекта Керра (МЭК) — в двухслойных пленках $Dy_{1-x}(NiFe)_x-NiFe$ и $Dy_{1-x}Fe_x-Fe$ [10,11]. (Здесь и далее x обозначает массовую концентрацию). Было показано, что в интервале температур 80–300 К слой Dy в двухслойных пленках, содержащий примеси Fe и Ni в концентрациях x , не превышающих несколько массовых процентов, вносят постоянный, не зависящий от температуры вклад в МОЭ, приблизительно равный величине МОЭ, наблюдаемой в пленке Dy только при температурах, меньших температуры T_c перехода Dy в ферромагнитное состояние. Такая же концентрация Ni и Fe не влияла на МОЭ в слоях Dy при отсутствии соседнего слоя $3d$ металла. Таким образом, необычное поведение магнитной системы диспрозия в изученных образцах было связано с двумя факторами: включением атомов переходных металлов в невысоких концентрациях по всей глубине слоя Dy и влиянием спиновой системы соседнего слоя переходного металла на магнитное состояние Dy через включенные $3d$ атомы. Для понимания природы обнаруженного эффекта важно проследить магнитное поведение Dy в двухслойной пленке при повышении температуры слоя $3d$ металла. Однако ввиду высокой химической активности Dy нагревание образца приводит к неоднозначным результатам. Одним из возможных выходов представляется использование уменьшения температуры Кюри тонких пленок никеля, обнаруженного в ряде работ [12]. Для массивного монокристалла Ni $T_c = 631$ К [13]. Вторым важнейшим вопросом является выяснение зависимости магнитного состояния Dy от концентрации распределенных в его слое атомов $3d$ элемента. Кроме того, переход от

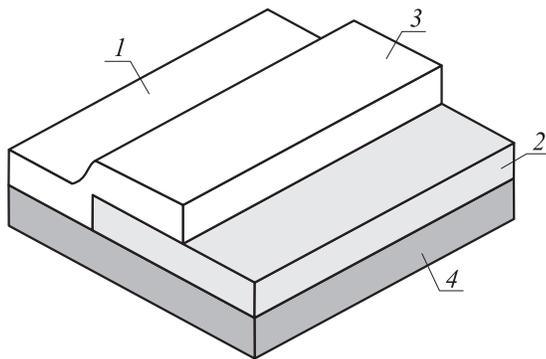


Рис. 1. Схематическое изображение осажденной пленки: 1 — слой $Du_{1-x}Ni_x$, 2 — слой Ni, 3 — двухслойная пленка Ni- $Du_{1-x}Ni_x$, 4 — стеклянная подложка. Образец разделялся на три части по визуальным границам между ними.

пленок сплава NiFe, исследованных в [9,10], к однокомпонентному металлу Ni должен облегчить интерпретацию результатов. В настоящей работе представлены результаты исследования МКД в пленках $Du_{1-x}Ni_x$, Ni и двухслойных пленках $Du_{1-x}Ni_x$ -Ni в зависимости от x и от толщины слоя Ni.

Образцы изготавливались распылением компонент из отдельных источников в сверхвысоком вакууме на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии „Ангара“ [14]. Пленки осаждались на стеклянные подложки (оптического качества, полированные по 13 классу, толщиной 0.8 mm), находившиеся при температуре 250°C. Распыляемые материалы: Ni вакуумной плавки и Du класса ДИМ 1. Скорости распыления компонент составляли ~ 0.05 для Ni и 2 \AA/s для Du соответственно. На подложку наносился слой Ni, а затем одновременно распылялись Ni и Du. С помощью заслонок были изготовлены ступенчатые образцы, схематически показанные на рис. 1. Таким образом, в идентичных условиях получались три образца: однослойные пленки Ni и $Du_{1-x}Ni_x$ и двухслойная пленка Ni- $Du_{1-x}Ni_x$. Толщина каждого составляющего слоя в двухслойной пленке была равна толщине соответствующего однослойного образца. Концентрация Ni в слое Du так же, как и толщина слоев Ni, определялась режимом распыления Ni. Было изготовлено несколько серий образцов с толщиной слоев Ni от 50 до 120 \AA . Толщина слоев Du варьировалась от 400 до 900 \AA . Количество каждой компоненты определялось с помощью рентгеновского флуоресцентного анализа для всех образцов.

МКД измерялся в спектральном диапазоне 350–650 nm как разность оптических плотностей образца $\Delta D = (D_+ - D_-)$ для волн, поляризованных соответственно по правому и левому кругу по отношению к направлению внешнего магнитного поля. Магнитное поле было направлено нормально плоскости образцов и составляло 5.0 kOe. Измерения МКД производились с помощью модуляции состояния поляризации световой

волны, впервые описанной в [15]. Точность измерения МКД составляла $\pm 10^{-4}$. Охлаждение образцов производилось в проточном криостате в потоке азота в интервале температур 80–300 K, температура контролировалась с точностью ± 1 K. По определению МКД наблюдается только для поглощающих сред, поэтому ни стеклянная подложка, ни кварцевые окна криостата не вносят вклада в измеряемую величину МКД. МКД измерялся сразу после получения образцов.

Распределение компонент по площади и глубине для некоторых образцов определялось с помощью Оже-электронной спектроскопии (ОЭС) [16] после проведения магнитооптических измерений. Чувствительность метода ОЭС находится на уровне 0.3 at.%. ОЭС спектры поверхности образцов получены на анализаторе типа цилиндрическое зеркало OPC-2 фирмы „RIBER“. Для возбуждения спектра вторичных электронов использовался электронный пучок с энергией 3 keV. Диаметр электронного пучка составлял 5 μm , ток пучка 100 nA. Модуляция высокого напряжения анализатора составляла 6.88 eV. Относительное разрешение анализатора — 0.2%. Ионное распыление при послыном анализе осуществлялось пучком ионов аргона с энергией 3 keV при токе ионного пучка 600 nA со скоростью около 10 \AA/min . Поскольку стеклянная подложка является непроводящей, получение спектральной информации с границы раздела пленка-стекло невозможно из-за сильной зарядки поверхности стекла. При послыном анализе записывалась высота пика сигнала Du (155 eV), Ni (848 eV), O (512 eV) и C (272 eV) в зависимости от времени в процессе распыления образца пучком ионов аргона.

Для контроля степени окисления слоев Du на некоторых образцах проведены измерения электропроводности после измерения МОЭ.

На рис. 2 показан Оже-профиль двухслойной пленки Ni-Du ($x = 0$). Видно, что практически по всей глубине пленки диспропорция включения никеля отсутствует в от-

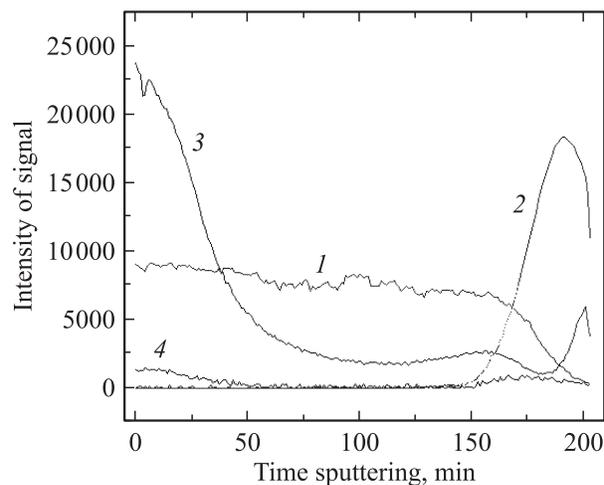


Рис. 2. Оже-профиль распределения основных элементов в глубину двухслойной пленки Ni-Du: 1 — Du, 2 — Ni, 3 — O, 4 — C. $d_{Ni} = 10 \text{ nm}$, $d_{Du} = 60 \text{ nm}$.

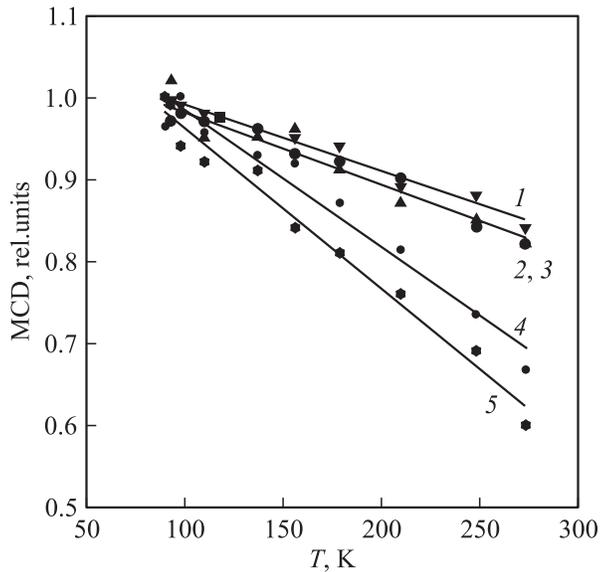


Рис. 3. Приведенная температурная зависимость МКД ($MCD_T/MCD_{T=90}$) в пленках Ni различной толщины nm: 1 — 10, 2, 3 — 12, 4 — 8, 5 — 6. Магнитное поле $H = 4.5$ кОе, длина волны $\lambda = 520$ nm.

личие от ситуации, обсуждаемой в [11]. Обращает на себя внимание высокое содержание в пленке кислорода, увеличивающееся у границ с подложкой и атмосферой. Такое же распределение кислорода наблюдается в однослойной пленке Dy. Проблема окисления Dy подробно рассмотрена нами в [11]. Показано, что по крайней мере во время магнитооптических экспериментов Dy остается в металлическом состоянии и его окисление до оксида Dy₂O₃ происходит только при нагревании до $\sim 400^\circ\text{C}$. Этот вывод подтверждается измерениями электрической проводимости. Так, пленка Dy толщиной 600°Å после проведения на ней магнитооптических измерений характеризовалась сопротивлением, равным $5 \cdot 10^{-5} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$. В случаях когда Ni и Dy расплавились одновременно, Ni фиксировался по всей глубине слоя Dy в концентрациях x от 0.005 до 0.06 в зависимости от скорости распыления Ni.

На рис. 3 показаны температурные зависимости приведенной величины МКД ($MCD_T/MCD_{T=90\text{K}}$) для однослойных пленок Ni различной толщины. Знак МКД никеля отрицательный, аналогично знаку МКД пермаллоя и железа, описанному в [11]. Зависимость МКД от длины волны близка к спектральной зависимости ПЭК, полученной в [17] для монокристалла Ni: в интервале длин волн 400–700 nm МКД имеет почти постоянную величину, а затем довольно быстро уменьшается при уменьшении длины волны до 320 nm. Поскольку МКД является линейной функцией намагниченности, его температурная зависимость однозначно соответствует температурной зависимости намагниченности и исследуемых образцов. Эти зависимости отличаются от известных зависимостей намагниченности массивных

кристаллов Ni (рис. 18.1 в [13]). Как показано на рис. 3, различие тем сильнее, чем меньше толщина пленки. Для пленки с минимальной использованной толщиной ($\sim 50 \text{ Å}$) МКД при увеличении температуры от 80 до 300 K уменьшается почти вдвое. Для массивного кристалла никеля изменение намагниченности в этом же температурном интервале составляет $\sim 5\%$. Такое температурное поведение МКД соответствует температурному поведению намагниченности очень тонких слоев Ni, наблюдавшемуся другими авторами [12], и оно может быть использовано для сравнения температурного хода МКД слоев Dy_{1-x}Ni_x и Ni.

Величина МКД в пленках диспрозия, его температурная и спектральная зависимости соответствуют данным, представленным нами ранее в [11]. На рис. 4, *a* показаны

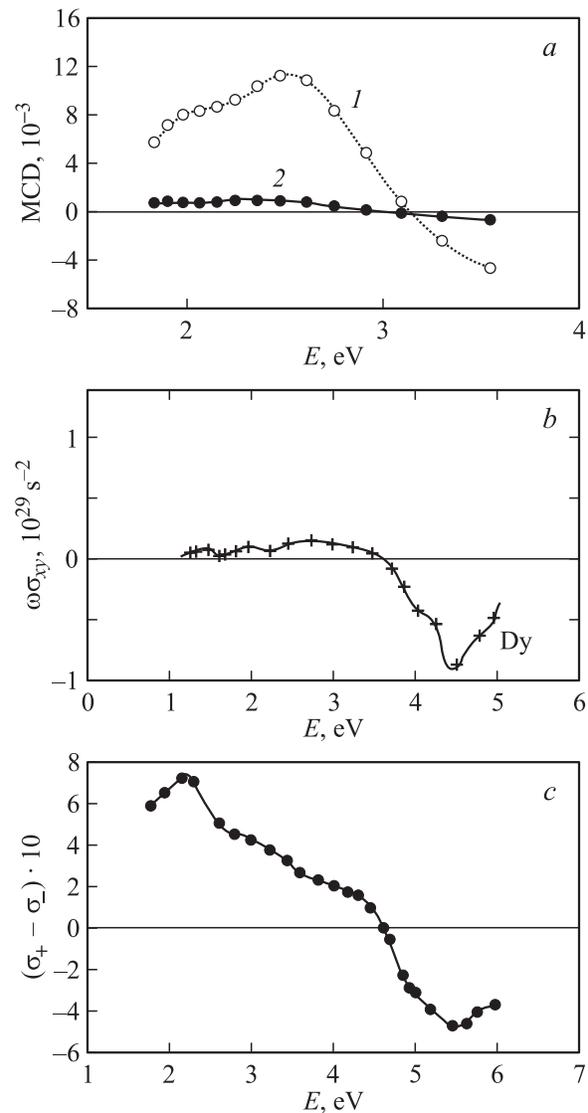


Рис. 4. *a* — спектры МКД пленки Dy, полученные в магнитном поле 5 кОе для 93 (*1*) и 300 K (*2*); *b* — спектр недиагональной компоненты тензора оптической проводимости Dy [18] и *c* — разность оптических проводимостей для \pm электронов [19].

спектры МКД пленки диспрозия для двух температур 93 и 300 К, снятые в магнитном поле 5 кОе. Можно отметить следующие характерные особенности спектров. Во-первых, при комнатной температуре МКД имеет конечную величину, приблизительно на порядок меньшую величину МКД при 93 К. Подобное соотношение для намагниченности мелкокристаллических образцов Dy, измеренной при комнатной и азотной температурах, наблюдалось в некоторых случаях в [5]. Для обеих температур наблюдается смена знака МКД вблизи 3 eV. При этом точка смены знака при понижении температуры несколько смещается к высоким энергиям. В интервале 2–3 eV наблюдается структурированный максимум. В этом же спектральном интервале [18] наблюдался максимум на кривой оптической проводимости Dy, $\sigma = nk\nu$. Для различных образцов Dy спектры МКД близки друг другу. Некоторые незначительные расхождения в области максимума, видимо, связаны с несовершенством пленок. Однако точка смены знака МКД для всех исследованных образцов одна и та же. Форма кривой МКД весьма близка к форме кривой недиагональной компоненты тензора оптической проводимости σ_{xy} , представленной в [19] (рис. 4, b), а также к разности оптических проводимостей для „±“-электронов, вычисленных в [20] на основе полученных там же плотностей состояний для этих электронов (рис. 4, c). Точка смены знака эффектов смещается в направлении увеличения энергии световой волны в последовательности: рис. 4, a, b и c.

При этом разница между кривыми на рис. 4, a и b весьма невелика.

Для пленки Dy–Ni, Оже-спектр которой приведен на рис. 2, МКД при всех использованных температурах и длинах волн является суммой МКД составляющих слоев Dy и Ni. Аналогичная картина наблюдается при низкой концентрации включений Ni в слой Dy. На рис. 5 показаны температурные зависимости МКД для пленок Ni (кривая 1), Dy_{0.995}Ni_{0.005} (кривая 2) и слоя Dy_{0.995}Ni_{0.005} в двухслойной пленке (кривая 3). Последняя кривая получена как разность значений МКД в двухслойной пленке и в однослойной пленке Ni, изготовленной в том же цикле напыления. Видно, что кривые 2 и 3 практически совпадают друг с другом, т.е. примесь Ni в концентрации 0.5% не влияет на магнитные свойства Dy как в случае однослойной пленки, так и в случае, когда она нанесена на пленку Ni. Однако уже при значении $x \approx 0.01$ (т.е. 1.0%) величина МКД двухслойной пленки отличается от простой суммы отдельных слоев Dy_{0.99}Ni_{0.01} и Ni (рис. 6). В слое Dy_{0.99}Ni_{0.01} в двухслойной пленке при комнатной температуре наблюдается довольно большая величина МКД. Знак эффекта соответствует знаку МКД однослойной пленки такого же состава, в интервале температур 120–300 К МКД в обоих случаях не зависит от температуры. При понижении температуры от 120 К МКД в слое Dy_{0.99}Ni_{0.01} в двухслойной пленке возрастает аналогично возрастанию МКД однослойной пленки Dy_{0.99}Ni_{0.01}. Хорошо видно различие температурного хода МКД пленки

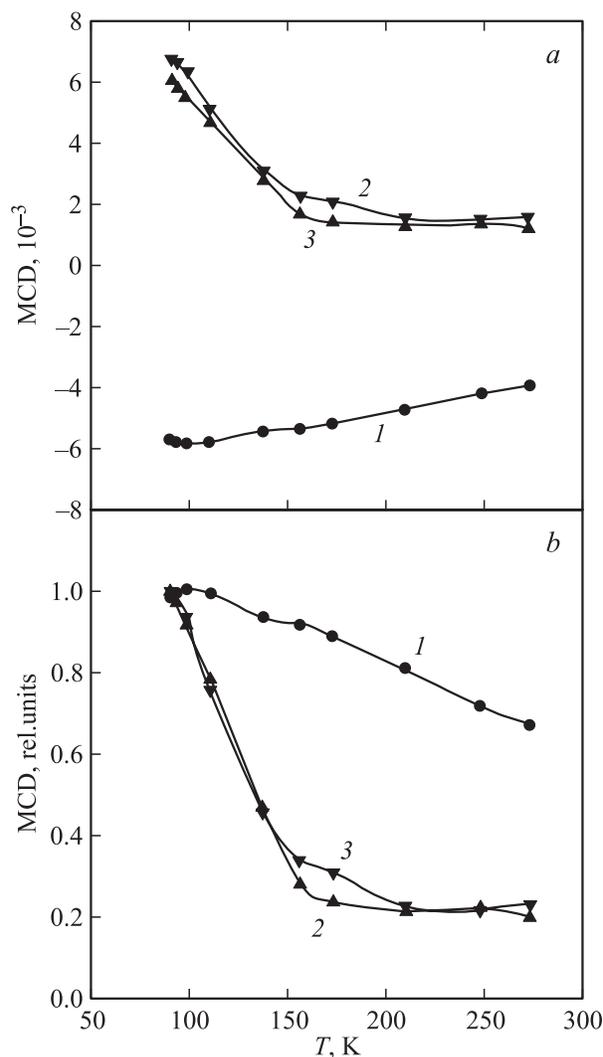


Рис. 5. Температурные зависимости МКД для пленок: 1 — Ni ($d = 6$ nm), 2 — Dy_{0.99}Ni_{0.01} ($d = 75$ nm) и 3 — слоя Dy_{0.99}Ni_{0.01} в двухслойной пленке Ni–Dy_{0.99}Ni_{0.01}. a — измеренные, b — взятые по модулю и приведенные к МКД при $T = 90$ К. $H = 4.5$ кОе, $\lambda = 520$ nm.

никеля (кривая 1) и пленки Dy_{0.99}Ni_{0.01} (кривые 2, 3). При дальнейшем возрастании x постепенно теряется сходство между температурными зависимостями МКД однослойных пленок Dy_{1-x}Ni_x и таких же по составу пленок, осажденных на слой Ni. При $x = 0.02$ во всем исследованном температурном интервале величина МКД слоя Dy_{1-x}Ni_x, осажденного на Ni, близка к величине МКД изолированного слоя Dy_{1-x}Ni_x, измеренного при 90 К, а его температурная зависимость повторяет температурную зависимость МКД слоя Ni (кривая 4 на рис. 6). При возрастании x наблюдаются также некоторые изменения спектральных зависимостей МКД слоя Dy_{1-x}Ni_x, осажденного на слой Ni. Основное при этом — сдвиг точки смены знака МКД к более высоким энергиям.

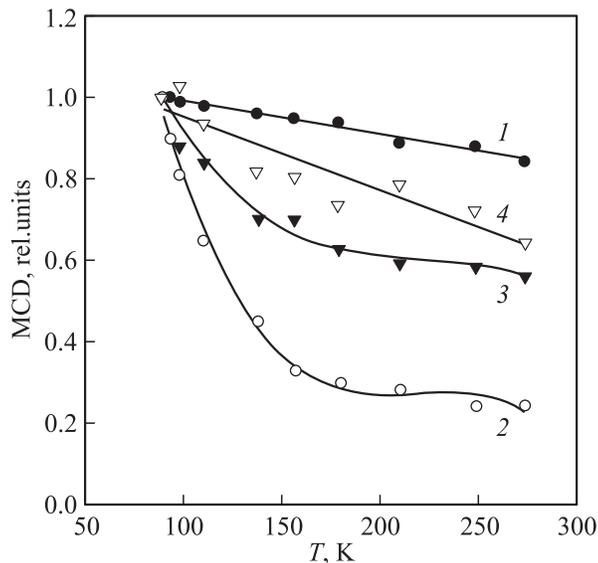


Рис. 6. Приведенные и взятые по модулю температурные зависимости МКД для пленок: 1 — Ni ($d = 10$ nm), 2 — Dy_{0.95}Ni_{0.05} ($d = 60$ nm), 3 и 4 — слои Dy_{0.98}Ni_{0.02} и Dy_{0.95}Ni_{0.05} в двухслойных пленках Ni-Dy_{1-x}Ni_x. $H = 4.5$ kOe, $\lambda = 520$ nm.

Суммируя результаты измерений МКД, приходим к следующим заключениям: примесь Ni в слое Dy оказывает существенное влияние на температурное поведение МКД и его спектральную зависимость только в том случае, когда слой Dy_{1-x}Ni_x находится в контакте со сплошным слоем Ni; пороговая концентрация Ni в Dy, при которой теряется сходство между температурными зависимостями МКД однослойной пленки Dy_{1-x}Ni_x и такой же пленки, осажденной на слой Ni, составляет ~ 2%; при такой концентрации Ni температурная зависимость МКД в слое Dy_{1-x}Ni_x в двухслойной пленке практически повторяет температурную зависимость МКД в пленке Ni. Последний результат совпадает с данными наших предыдущих работ [9,10], в которых исследованы двухслойные пленки Dy_{1-x}(Ni₈₀Fe₂₀)_x-NiFe и Dy_{1-x}Fe_x-Fe с концентрацией Ni₈₀Fe₂₀ или Fe в слое Dy ~ 3%. При этом МКД в слоях Ni₈₀Fe₂₀ и Fe в интервале 80–300 K не зависел от температуры, и слой Dy с примесью Ni и Fe в двухслойной пленке в этом температурном интервале вносил вклад в МКД, также не зависящий от температуры. Появление МКД при температурах, существенно превышающих температуру ферромагнитного упорядочения массивного кристалла Dy ($T_C = 85$ K), может быть обусловлено только возникновением магнитного порядка в слое Dy_{1-x}Ni_x. Знак МКД свидетельствует о том, что магнитный момент слоя Dy_{1-x}Ni_x в исследованной ситуации параллелен магнитному моменту слоя Ni.

Магнитная поляризация 4*f* электронов РЗ металлов на поверхности 3*d* металлов обсуждалась ранее теоретически и наблюдалась экспериментально в очень тонких слоях. В частности, в [21] наблюдалась поляризация

спинов 4*f* электронов в моноатомных пленках Dy, осажденных на монокристалл или пленку 3*d* металла. Спиновые моменты Dy при этом были направлены антипараллельно моменту поверхности кристалла или слоя 3*d* металла. Сильная зависимость температурного поведения МКД слоя Dy_{1-x}Ni_x от концентрации Ni(*x*) позволяет предположить, что в рассматриваемом случае включения атомов никеля и их связь со сплошным магнитоупорядоченным слоем Ni ответственны за распространение влияния 3*d* металла на магнитное состояние Dy на большую глубину слоя Dy.

В [20] отмечалось, что в низкоэнергетической области спектра Dy (рис. 4, *b*) преобладают возбуждения в системе „–“-электронов, а в высокоэнергетической области — в системе „+“-электронов. При этом резкое возрастание проводимости за счет „+“-электронов вблизи 4 eV соответствует порогу 4*f*-возбуждений. Приблизительно при этом же значении энергии должен изменяться знак МКД и σ_{xy} , что и наблюдается в эксперименте. Таким образом, смещение точки перехода МКД через нуль для пленки Dy_{1-x}Ni_x, осажденной на слой Ni связано наиболее вероятно с изменением в этом случае электронной структуры либо слоя Dy_{1-x}Ni_x, либо всей пленки, как целого.

Как известно, магнитная структура тяжелых РЗ металлов, в том числе диспрозия, определяется в основном обменным взаимодействием электронов проводимости с 4*f* электронами [3]. При внедрении атомов Ni в слой Dy происходят изменения в системе электронов проводимости. Магнитные моменты атомов Ni могут быть поляризованы из-за связи со сплошным магнитоупорядоченным слоем Ni. Пороговая массовая концентрация Ni, соответствующая возникновению магнитного порядка в Dy при комнатной температуре, составляет $\approx 2\%$, что с учетом атомных весов соответствует ~ 5 объемным процентам. Легко показать, что при однородном распределении Ni в слое Dy во второй координационной сфере каждого иона Dy присутствует ион Ni с направлением спина, параллельным магнитному моменту слоя Ni. Гибридизация *d*-состояний Ni с *f*-состояниями Dy может привести к магнитному упорядочению слоя Dy_{1-x}Ni_x. С другой стороны, можно предположить, что система электронов проводимости одина для всего образца и, таким образом, поляризованными являются все электроны проводимости, как происходящие из *s*-состояний Ni, так и из *p*- и *d*-состояний Dy. При этом спины 4*f* электронов Dy упорядочиваются из-за взаимодействия с поляризованными зонными электронами. В обоих случаях температурная зависимость намагниченности, а следовательно, и МКД слоя Dy_{1-x}Ni_x, должна быть связана с температурной зависимостью слоя Ni и с концентрацией Ni в слое Dy.

Кроме того, из-за различия атомных и ионных радиусов ($r = 1.773$ для Dy, 1.07 для Dy³⁺, 1.25 для Ni и 0.72 Å для Ni²⁺) включения Ni вызывают незначительные искажения решетки Dy. Большая величина спин-орбитальной связи в Dy и конкуренция обменных взаимодействий

в различных координационных сферах могут привести к тому, что и такие слабые искажения повлияют на магнитную структуру слоя. Однако в этом случае магнитное упорядочение пленки $Du_{1-x}Ni_x$ должно было бы наблюдаться и в отсутствие контактирующей с ней пленки Ni, что противоречит полученным экспериментальным данным.

Список литературы

- [1] D.R. Behrendt, S. Legvold, F.H. Spedding. *Phys. Rev.* **109**, 5, 1544 (1958).
- [2] К.П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение. Наука, М. (1980).
- [3] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов. Изд-во МГУ, М. (1989).
- [4] Y. Shinoda, K. Taima. *Phys. Soc. Japan* **64**, 1334 (1995).
- [5] Ч.Я. Мулюков, Г.Ф. Корзникова, С.А. Никитин. *ФТТ* **37**, 8, 2481 (1995).
- [6] N.V. Shevchenko, J.A. Christodoulides, G.C. Hadjipanayis. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1478 (1999).
- [7] J. Tappert, J. Jungermann, B. Scholz, R.A. Brand, W. Keune. *Appl. Phys.* **76**, 10, 6293 (1994).
- [8] K. Yoden, N. Hosoito, K.R. Kawaguchi, K. Mibu, T. Shinjo. *Japan J. Appl. Phys.* **27**, 9, 1680 (1988).
- [9] J. Tappert, W. Keune, R.A. Brand, P. Vulliet, J.P. Sanches, T. Shinjo. *J. Appl. Phys.* **80**, 8, 4503 (1996).
- [10] И.С. Эдельман, А.Е. Худяков, В.Н. Заблуда, В.В. Марков, О.Б. Романова. *Письма в ЖЭТФ* **67**, 5, 322 (1998).
- [11] И.С. Эдельман, В.В. Марков, В.Г. Кеслер, А.С. Паршин, А.Е. Худяков, Р.Д. Иванцов, Г.В. Бондаренко, И.П. Ронжин, С.Г. Овчинников. *ФММ* **91**, 3, 60 (2001).
- [12] P. Pouloupoulos, K. Baberschke. *J. Phys.: Condensed Matter* **11**, 495 (1999).
- [13] С.В. Вонсовский. *Магнетизм*. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [14] Е.Г. Елисева, В.П. Кононов, В.М. Попел, В.Е. Тепляков, А.Е. Худяков. *ПТЭ* **2**, 141 (1997).
- [15] S.N. Jaspersen, S.E. Schnatterly. *Rev. Sci. Instr.* **40**, 6, 6761 (1969).
- [16] Д. Бриггс, М.П. Сих. *Анализ поверхности методами Оже-и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии*. Мир, М. (1987). С. 183.
- [17] K.Y.J. Buschow, P.G. Van Engen, R. Jongebreur. *J. Magn. Magn. Mater.* **38**, 1 (1983).
- [18] Ю.В. Князев, М.М. Носков. *ФММ* **30**, 1, 214 (1970).
- [19] J.L. Erskine, G.A. Blake, C.J. Flaten. *Opt. Soc. Amer.* **64**, 10, 1332 (1974).
- [20] Т.А. Матвеева, Р.Ф. Егоров. *ФММ* **51**, 5, 950 (1981).
- [21] C. Carbone, R. Rochov, L. Braicovich, R. Jungblut, T. Kachel. *Phys. Rev. B* **41**, 6, 3866 (1990).