

## Магнитотранспортные свойства искусственных мультислоистых структур Er/Sc

Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, Р.Н. Коленов

*Физико-технический институт им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 17 января 2005 г., после переработки 13 апреля 2005 г.

Впервые проведены сравнительные исследования транспортных свойств — сопротивления, магнитосопротивления (МС) и эффекта Холла — мультислоистых структур Er/Sc и пленки эрбия, изготовленных по единой технологии осаждения. Указанные свойства структур существенно видоизменяются по сравнению с теми же свойствами элементарного эрбия. Магнитосопротивление исследованных образцов «гигантское», хотя по абсолютной величине не может конкурировать со значениями, реализуемыми в сверхрешетках на основе  $d$ -ферромагнитных материалов. В области гелиевых температур коэффициент Холла (КХ) в изученных мультислоистых системах более чем на порядок превышает его значение при комнатной температуре. Из данных для КХ и МС в этой области температур следует, что в нулевом поле намагниченность  $f$ -структуры выше намагниченности объемного  $f$ -материала в ферромагнитном состоянии. Проводимость мультислоистой структуры Er/Sc при  $T > 20$  К ниже ее проводимости при гелиевых температурах. Перечисленные особенности описываются в терминах температурной перестройки магнитного упорядочения слоев эрбия в составе структур Er/Sc.

Уперше проведено порівняльні дослідження транспортних властивостей — опору, магнітоопору (МО) та ефекту Холла — мультишарових структур Er/Sc і плівки ербію, виготовлених за єдиною технологією осадження. Зазначені властивості структур істотно видозмінюються порівняно з тими ж властивостями елементарного ербію. Магнітоопір досліджених зразків «гігантський», хоча за абсолютною величиною не може конкурувати зі значеннями, що реалізуються у надгратках на основі  $d$ -ферромагнітних матеріалів. В області гелієвих температур коефіцієнт Холла (КХ) у вивчених мультишарових системах більш ніж на порядок перевищує його значення при кімнатній температурі. З даних для КХ і МО у цій області температур випливає, що в нульовому полі намагніченість  $f$ -структури вище намагніченості об'ємного  $f$ -матеріалу у ферромагнітному стані. Провідність мультишарової структури Er/Sc при  $T > 20$  К нижче її провідності при гелієвих температурах. Перераховані особливості описуються в термінах температурної перебудови магнітного упорядкування шарів ербію в складі структур Er/Sc.

PACS: 72.15.Gd, 75.70.Cn, 75.70.Pa

Несмотря на многолетние усилия, нет полного понимания причин совместимости представлений об обменном взаимодействии, связанном с корреляцией электронных спинов, с поведением кинетических характеристик металлов, подчиняющимся, в основном, описанию в рамках простых приближений зонной теории. Однако успехи технологии эпитаксиального выращивания пленок [1], прежде всего пленок переходных  $d$ -металлов и редкоземельных

магнитных материалов, позволили вплотную подойти к экспериментальному изучению данной проблемы. В частности, к вопросу о роли механизмов обменного взаимодействия в установлении тех или иных магнитных структур и проявлении такого взаимодействия, если оно имеет место, в характере электронной проводимости. Исследования выращенных по указанной технологии многослойных систем с магнитными слоями, перемежающимися

прослойками из разнообразных немагнитных материалов — от металлических до неметаллических [2,3], — выявили новую возможность искусственного изменения магнитных характеристик систем и обнаружили необычную, часто противоречивую, связь этих характеристик с поведением электронного транспорта. Так, в мультислойных системах типа ФМ/НМ/ФМ, где в качестве ферромагнитного (ФМ) материала взят переходный *d*-металл, наблюдают отрицательное «гигантское» (в структурах Fe/Cr — до 150%) магнитосопротивление (МС) [4–6], объясняемое проявлением осциллирующей обменной связи через немагнитные (НМ) прослойки. В то же время МС того же знака, причем сравнимой величины ( $\approx 20\%$ ), наблюдали в неслоевом магнитно-неоднородном материале [7], а в мультислоях, где в качестве магнитных фаз использованы редкоземельные *f*-металлы, у которых, в отличие от *d*-металлов, за магнетизм и перенос разумно возлагать ответственность на разные группы носителей заряда, наблюдали положительное МС  $\approx 30\%$  [8]. При изучении особенностей транспортных свойств магнитных систем принято опираться на хорошо зарекомендовавшую себя концепцию спин-зависимого рассеяния электронов проводимости в теории косвенного обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Июшиды (РККИ) [9–11], экспериментальное обоснование которой продолжает оставаться весьма актуальным, особенно для редкоземельных ферромагнетиков.

Отсутствие оснований для проявления прямой магнитной связи между атомами у редкоземельных металлов делает последние интересными для изучения природы магнитного упорядочения как таковой и, в частности, при их использовании в мультислойных сверхрешетках. В то же время исследования сверхрешеток на основе редких земель весьма многочисленны и в основном посвящены изучению их магнитных свойств вне связи с транспортными характеристиками. (Исключение составляют работы [8,12] для систем с Dy, Gd и Nd.)

В данной работе представлены результаты первого исследования магнитотранспортных свойств мультислойных структур Er/Sc совместно с результатами для Er, изготовленного по единой с мультислоями технологии осаждения методом магнетронного распыления в атмосфере Ar.

На рис. 1 показаны схема размещения и ориентировочные толщины осажденных слоев в исследованных структурах. Там же указано количество бислоев Er/Sc в каждой структуре. В качестве подложек для мультиструктур служила слюда, а для поликристаллического образца Er толщиной 920 Å — ситалл. У образца № 2 бислои в направлении роста *c*

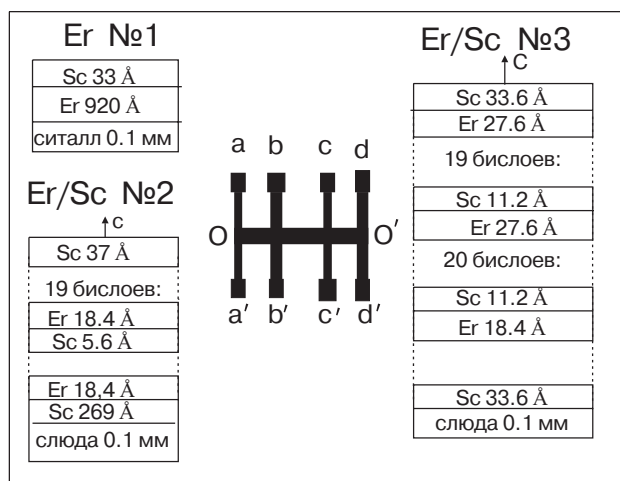


Рис. 1. Размещение и толщины слоев в исследованных структурах.

состояли из одного монослоя Sc и трех монослоев Er. Образец № 3 содержал два блока — верхний из 19 бислоев (два монослоя Sc и пять монослоев Er) и нижний из 20 бислоев (два монослоя Sc и три монослоя Er). Общий объем Er в изученных системах не менее чем вдвое превышал общий объем Sc, что позволяет сравнивать транспортные свойства объемного эрбия (образец № 1) и систем с дискретными слоями немагнитного скандия, введенными в матрицу магнитного эрбия (образцы № 2 и № 3).

Образцы напылялись в разветвленной конфигурации, показанной на рис. 1, для измерений сопротивления и эдс Холла в области *O*–*O'* по стандартной 4-зондовой методике. Постоянный измерительный ток *I* величиной от  $10^{-2}$  до 1 мА пропускался в плоскости пленки вдоль *O*–*O'*. Электрическое соединение с образцами осуществлялось прижиманием пластин из отожженной платиновой фольги к контактным площадкам *a*–*d*, *a'*–*d'*.

Известно, что постоянные решетки Er и Sc отличаются на 6% вдоль оси *c* и на 8% вдоль оси *a*, что, видимо, является препятствием для получения сверхрешеток, монокристаллических по всему объему, хотя в исследованных образцах слои магнитного Er и немагнитного Sc образуют квазипериодическую структуру. Оцененные по схеме параллельного соединения слоев значения удельного сопротивления  $\rho_{Er}$  и  $\rho_{Sc}$  при комнатной температуре для образца № 2 оказались сопоставимыми с известными значениями для поликристаллических материалов [13] ( $\approx 100$  мкОм·см и  $\approx 60$  мкОм·см соответственно), а для образца № 3 — в несколько раз меньшими ( $\leq 20$  мкОм·см и  $\approx 10$  мкОм·см соответственно), как у очень чистых материалов [14]. Удельное сопротивление  $\rho_{Er}$ , оцененное из измерений для об-

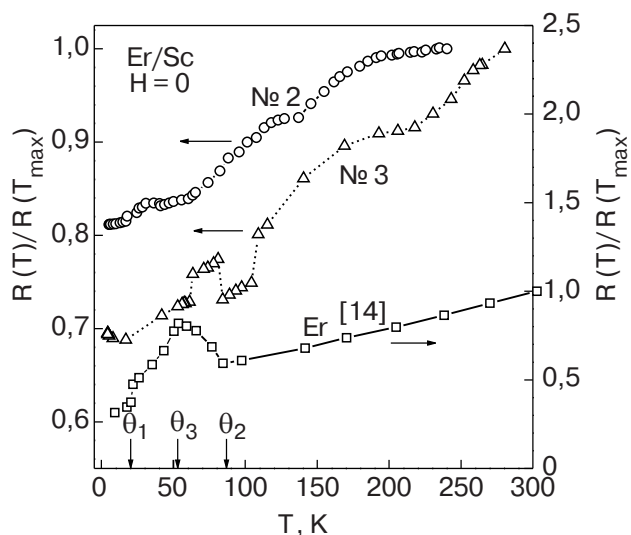


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления области O–O' образцов № 2 и № 3, отнесенного к ее сопротивлению при  $T = 240$  К (№ 2) и 280 К (№ 3). Стрелками указаны характерные температуры магнитных фазовых переходов в элементарном Er:  $\theta_1 \approx 20$  К;  $\theta_2 \approx 84$  К;  $\theta_3 \approx 54$  К.

разца № 1, было ближе к указанному выше значению для высокоомного образца № 2. Поскольку конструирование дефектной структуры, каковым при создании искусственных сверхрешеток можно считать введение инородного материала (Sc) в исходно гомогенный (Er), вообще говоря, не может само по себе *улучшать* проводимость системы, то различие в проводимости двух образцов, полученных по одной и той же технологии, уже указывает на иные, чем связанные с простым рассеянием на дефектах, причины изменения характера транспорта в изученных структурах, даже в нулевом магнитном поле.

На рис. 2 показано температурное поведение сопротивления, отнесенного к его значению при комнатной температуре, образцов № 2 и № 3. Характер аномалий этого поведения в исследованных структурах и температурные области, где они проявляются, коррелируют с известными особенностями температурной зависимости сопротивления элементарного эрбия. Установлено, что подобные особенности связаны с перестройкой магнитной структуры эрбия, т.е. с переходами из парамагнитного состояния в антиферромагнитное (температура  $\theta_2$ ) и далее в ферромагнитное ( $\theta_1$ ) по мере понижения температуры [14–18]. Температура  $\theta_3$  соответствует перестройке структуры в антиферромагнитной области из синусоидальной в циклоидальную фазу [16,17].

Но наиболее отчетливо связь изменений в характере транспорта с изменениями магнитной структуры должна проявляться, как известно, при прило-

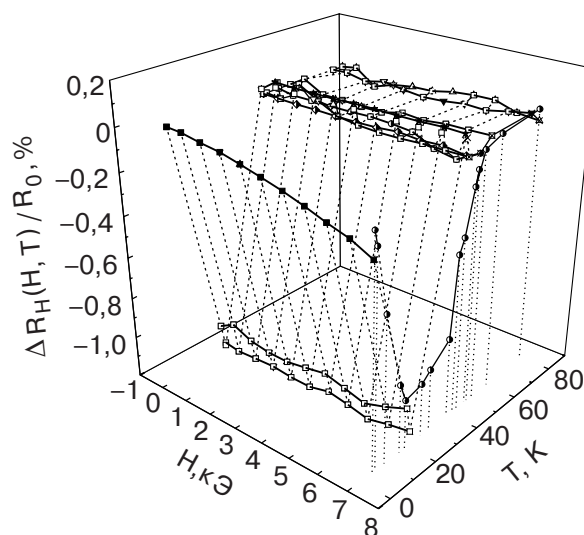


Рис. 3. Температурно-полевые зависимости магнитосопротивления пленки эрбия.

жении внешнего магнитного поля, начиная с самого слабого, из-за незначительной магнитной энергии, требуемой для появления ненулевой намагниченности, а в некоторых материалах — и частичной спонтанной намагниченности в отсутствие внешнего поля. На рис. 3–8 представлены результаты измерений магнитосопротивления и эффекта Холла наших образцов в полях до 7 кЭ.

На рис. 3 показана трехмерная проекция температурной зависимости поперечного МС эрбия (образца № 1) — относительного изменения сопротивления  $\Delta R_H(H, T)/R_0(T) = (R_H(T) - R_0(T))/R_0(T)$  при изменении внешнего магнитного поля от 500 Э до 7 кЭ и температуры от 4,6 до 80 К по сравнению с сопротивлением в нулевом поле (в геометрии  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ). Сразу видно, что изменение МС, во-первых, тесно связано с характерными температурами магнитного упорядочения в эрбии, указанными на рис. 2, а во-вторых, в области ниже  $\theta_3$  является отрицательным, что соответствует увеличению проводимости. В области температур 10–50 К МС испытывает сильное изменение уже в полях около 1 кЭ ( $\Delta R/R(T = 23,5 \text{ К}) \approx -1\%$ ), после чего слабо зависит от магнитного поля. Заметим, что это согласуется с малым значением поля насыщения намагниченности эрбия, соответствующим ферромагнитному упорядочению, приведенным в работе [19].

На рис. 4 зависимость МС эрбия от температуры для одного из значений поля, 7 кЭ, типичная по характеру и для других полей в интервале 0,4–7 кЭ, показана в более широком температурном интервале — от гелиевых до комнатных температур. Из сравнения с этой зависимостью представленного на том же рисунке температурного поведения МС

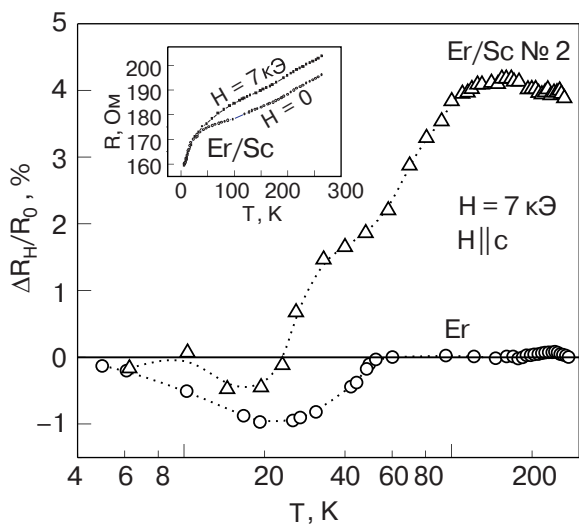


Рис. 4. Температурная зависимость магнитосопротивления эрбия и мультислойной системы Er/Sc. На вставке — сопротивление системы в отсутствие магнитного поля и в поле 7 кЭ в зависимости от температуры.

мультислойного образца следует, что в структурах Er/Sc характер этого поведения существенно иной: МС, являясь положительным, уменьшается с понижением температуры от значения + 4% при 300 К вплоть до 0 при  $\approx 23,5$  К, где знак его реверсируется. Значения параметра  $\omega t$ , определяющего эффективность магнитного поля, во всех исследованных интервалах температур и полей как для эрбия, так и для мультислойных структур не превышали  $10^{-4}$ – $10^{-3}$ , что соответствует режиму слабого поля, в котором изменение обычного МС ( $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ ) не может превышать долей процента. Это позволяет считать величину положительного МС структуры Er/Sc, наблюдаемую в интервале 50–250 К, «гигантской». Попытки объяснить возникновение положительного МС, например, возможностью уменьшать степень зеркальности отражения на интерфейсах поперечным магнитным полем, как предложено в работе [8], несостоятельны, тем более в нашем случае, когда МС при понижении температуры не возрастает, как в сверхрешетке Dy/Sc [8], а, наоборот, уменьшается. Мы полагаем, что нет иных причин такого необычного поведения МС, кроме связанных с изменениями магнитной структуры мультислойной системы Er/Sc по сравнению с магнитной структурой объемного эрбия.

Несмотря на то что влияние магнитного поля на поведение транспортных свойств исследованных систем существенно слабее влияния температуры, обуславливающей перестройку магнитной структуры, такая перестройка полнее всего должна отражаться на характере именно полевых зависимостей, что и показывает наш эксперимент.

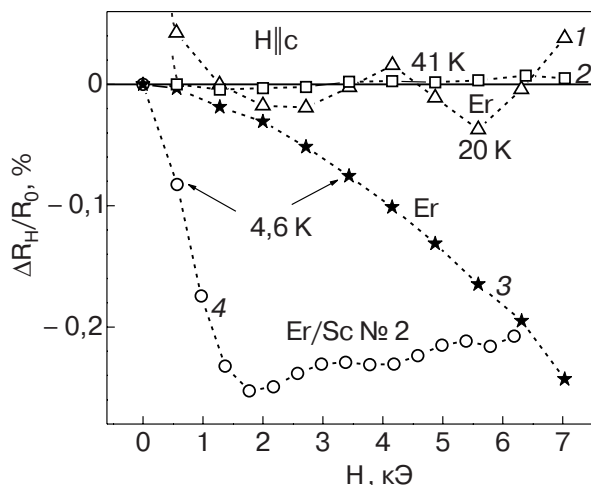


Рис. 5. Зависимость поперечного магнитосопротивления эрбия и системы Er/Sc от магнитного поля: 1, 2, 3 — МС эрбия при 20, 41 и 4,6 К соответственно; 4 — МС системы Er/Sc при 4,6 К. Кривые 1 и 2 смещены по вертикали на +1%.

На рис. 5 приведены зависимости МС от магнитного поля  $H$  для Er при 41, 20 и 4,6 К и для структуры Er/Sc при 4,6 К, а на рис. 6 представлены зависимости от  $H$  поперечного МС структуры при температурах 37 и 4,6 К и ее продольного МС при 37 К. Чувствительность МС мультислойной системы к изменению магнитного поля при  $T = 37$  К (кривые 1, 2 на рис. 6) более чем на порядок выше, чем МС эрбия при сравнимой температуре 41 К (кривые 1, 2 на рис. 5). Кроме того, при гелиевых температурах 4,2–4,6 К на зависимости МС системы от  $H$

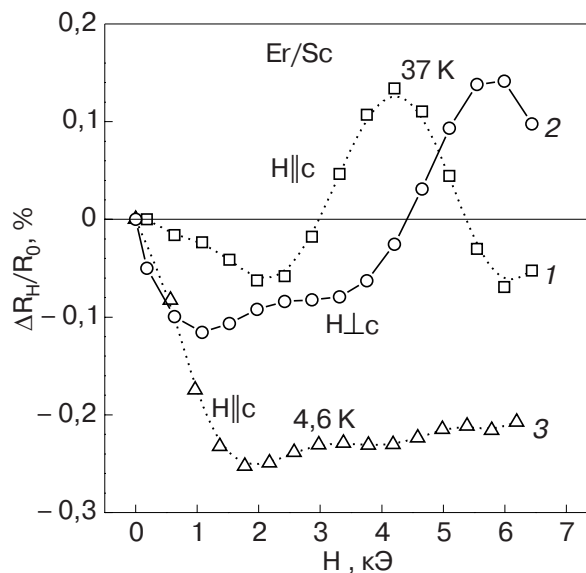


Рис. 6. Зависимость поперечного (кривые 1, 3) и продольного (кривая 2) магнитосопротивления системы Er/Sc от магнитного поля при температурах выше и ниже  $\theta_1$ .

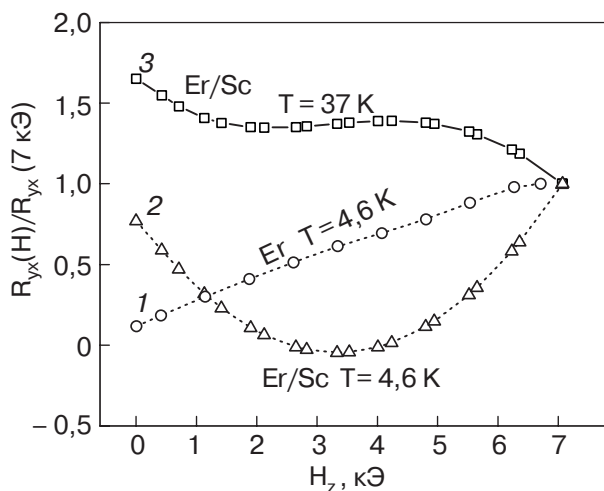


Рис. 7. Зависимость сопротивления Холла эрбия (1) и мультислойной структуры Er/Sc (2, 3) от магнитного поля в сравнении с его значением при  $H = 7$  кЭ.

наблюдается излом в области 1,5 кЭ (кривая 4 на рис. 5), отсутствующий на кривой для эрбия (кривая 3, там же). У последней из указанных зависимостей не наблюдается и тенденции к насыщению, как и у зависимости коэффициента Холла Er во всем исследованном интервале полей при тех же температурах (рис. 7, кривая 1). Другими словами, излом на зависимости МС мультислойной структуры от  $H$  возникает в меньшем поле, чем поле полного насыщения магнитного момента в слоях эрбия [19]. С подобной ситуацией, в частности, сталкивались при изучении системы Co/Au, где аномалии в поведении МС также наблюдались в полях, много меньших поля насыщения [20].

Естественно предположить, что в основе подобного несоответствия может лежать спин-зависимая природа рассеяния электронов проводимости магнитно-упорядоченными слоями. В этом случае вклад в сопротивление от рассеяния парой магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, становится зависящим от взаимной ориентации (параллельной или антипараллельной) векторов намагниченности на границах прослойки [4,21,22]. В частности, при прочих равных условиях для всех интерфейсов и обычном предположении, что антипараллельная моменту магнитного слоя ориентация спина электрона проводимости (так называемая «minority» ( $\downarrow$ ) ориентация) отвечает более эффективному рассеянию электрона, чем параллельная ориентация («majority» ( $\uparrow$ )), величина проводимости и соответствующий ей знак МС в мультислойной структуре будут зависеть от соотношения числа пар границ (числа немагнитных слоев) с одинаковой либо различной взаимной ориентацией моментов прилегающих магнитных слоев.

Вероятнее всего, это соотношение не может быть равно единице в принципе, либо в силу малости длины фазовой когерентности моментов в пределах толщины структуры, что, по-видимому, имеет место для наших высокоомных образцов, либо из-за наличия более чем одного периода осциллирующей обменной связи [23], если такой случай вообще реализуется в системах с редкоземельными магнитными металлами.

Поэтому мы полагаем, что отрицательный знак МС структуры Er/Sc и излом на его зависимости от  $H$  в области гелиевых температур отражают изменение ориентации моментов ряда магнитных слоев эрбия в достаточно малом поле в сторону установления их ферромагнитной ориентации, что при спин-зависимом характере рассеяния электронов проводимости может приводить к увеличению проводимости мультислойной структуры в целом. При этом поведение сопротивления Холла с изменением магнитного поля, а именно наличие минимума на кривой  $R_{yx}(H)$ , рис. 7, свидетельствует о существовании остаточной намагниченности системы в нулевом поле  $M_0$  и, соответственно, компоненты намагниченности  $M_{0z}$ , перпендикулярной пленке ( $\parallel c$ ), которая меняется с температурой из-за температурозависящей перестройки магнитной структуры, в том числе и в области гелиевых температур. Данные рис. 7 позволяют оценить отношение остаточных намагниченностей мультислойной системы Er/Sc в «квазиферромагнитном» и «квазиантиферромагнитном» температурных режимах из значений измеренного напряжения Холла при  $H = 0$ .

Измеряемое сопротивление Холла для магнитной системы принято записывать в виде

$$R_H \equiv R_{yx} = \frac{U_{yx}}{I_x} = \frac{1}{d} [R_0 H_z + R_s 4\pi M_z], \quad (1)$$

$$R_0 = \omega\tau \frac{\rho}{H_z}, \quad R_s = C_1 \rho + C_2 \rho^2,$$

где  $d$  — толщина образца;  $R_0$  и  $R_s$  — нормальная и аномальная константы Холла соответственно;  $M_z$  — поперечная компонента намагниченности;  $\rho$  — удельное сопротивление;  $C_1$  и  $C_2$  — константы. В малых полях  $M_z$  линейно зависит от поля, поэтому можно записать  $M_z = \chi_z H_z + C_3 \chi_{0z}$  ( $\chi_0$  — восприимчивость в отсутствие магнитного поля). Из рис. 2 следует, что изменение  $\rho$  эрбия в интервале от 4,2 до 37 К не превышает 2%. В итоге, соответствующие отношения сопротивления Холла при  $H = 0$  из кривых 1 (37 К) и 2 (4,6 К) для мультислойной структуры и 3 (4,6 К) для Er (рис. 7), согласно (1), есть

$$\frac{R_{H=0}(T > \theta_1)}{R_{H=0}(T < \theta_1)} \Big|_{\text{Er/Sc}} = \frac{\chi_0(T > \theta_1)}{\chi_0(T < \theta_1)} \simeq 2;$$

$$\frac{R_{H=0}^{\text{Er/Sc}}}{R_{H=0}^{\text{Er}}} \Big|_{T < \theta_1} = \frac{\chi_0^{\text{Er/Sc}}}{\chi_0^{\text{Er}}} \Big|_{T < \theta_1} = 6 \div 14.$$

Таким образом, наши данные свидетельствуют в пользу того, что проводимость изученной системы Er/Sc весьма чувствительна к перестройке магнитной структуры уже в сравнительно слабых магнитных полях около 1 кЭ, что указывает на неполную упорядоченность магнитных моментов слоев во всех характерных для магнитных структур элементарного Er температурных областях и на малые значения магнитной энергии, требуемой для переориентации моментов в слоях эрбия в мультислойных образцах. Возможно, последним обстоятельством объясняется положительное МС структуры (до 4% при 300 К, рис. 4): в парамагнитной области нескоррелированных слоев эрбия в мультислойных образцах магнитное поле, упорядочивая моменты в слоях Er и включая вклад рассеяния на паре интерфейсов немагнитного слоя с несимметричными по величине, но антипараллельными моментами прилежащих к этим интерфейсам слоев Er, приводит к некоторому возрастанию сопротивления мультислойной системы в целом. По мере уменьшения температуры и переходе к более упорядоченному распределению моментов в слоях Er и на интерфейсах проводимость структуры Er/Sc возрастает (см. вставку на рис. 4), что приводит к исчезновению положительного МС. О том, что наблюдаемая температурная зависимость магнитосопротивления не имеет отношения к зависимости от параметра  $\omega t$ , свидетельствует как оценка этого параметра, приведенная выше, так и идентичность наклонов кривых  $R(T)$  при  $H = 0$  и  $H \neq 0$  (вставка на рис. 4).

Причины отрицательного МС в пленке Er  $(\Delta R/R)_{\text{max}} \approx -1\%$  в некоторой области неферромагнитного состояния (рис. 4), видимо, связаны с неоднородностью структуры нашей пленки, в частности, со специфическим распределением и взаимодействием локальных магнитных моментов в магнитном поле.

Приведенные сравнительные данные о поведении проводимости исследованных структур Er/Sc и сплошной пленки эрбия в отсутствие и при наличии магнитного поля позволяют судить о следующих особенностях.

Во-первых, поскольку намагниченность мультислойной системы, по данным измерения коэффициента Холла, в отсутствие поля существенно отличается от нуля и от намагниченности сплошной пленки

эрбия в тех же условиях, это должно указывать на роль самого факта наличия интерфейсов в изменении транспортных характеристик системы по сравнению с теми же характеристиками неслоевого редкоземельного материала. Во-вторых, в некоторых областях температур эти изменения проявляются аномально, что свидетельствует об их связи как с типом магнитной структуры  $f$ -слоев, зависящим от температуры, так и с характером распределения направлений моментов этих слоев в системе, определяющим величину полного магнитного момента системы в целом. Это означает, в частности, что при однородном распределении моментов в каждом отдельном магнитном слое изменение полного момента возможно лишь при установлении неусредняемого распределения ориентаций моментов магнитных  $f$ -слоев на интерфейсах с немагнитными слоями мультислойной системы.

В свою очередь, из-за слабого (либо полного отсутствия) прямого обменного взаимодействия  $4f$ -слоев в редкоземельных металлах ориентация моментов на интерфейсах способна отражаться на характере проводимости структуры Er/Sc посредством спин-зависимой связи с электронами проводимости немагнитных прослоек скандия, в то время как в элементарном эрбии такая связь может осуществляться только через  $f-s$  спин-орбитальное взаимодействие на ионах. Представление о спин-зависимом механизме взаимодействия магнитных слоев системы сразу приводит к зависимости эффективности рассеяния на интерфейсе от взаимной ориентации спина электрона в немагнитном слое и момента в  $f$ -слое. При прочих равных условиях больший эффект изменения проводимости дает антипараллельная, а не параллельная ориентация моментов на противоположных интерфейсах немагнитного слоя: величина МС в антиферромагнитной области больше, чем в ферромагнитной.

Общий ход сопротивления Холла  $R_{yx}$  в мультислойной системе с изменением температуры в интервале 4,2–300 К (рис. 8) демонстрирует аномально большие изменения этой характеристики в области перестройки магнитной структуры от антиферромагнитной к ферромагнитной. Характер этих изменений соответствует фазовым переходам второго рода.

Таким образом, мы провели первые сравнительные исследования транспортных свойств — сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла — мультислойных структур Er/Sc и элементарного эрбия, изготовленных по единой технологии осаждения. Указанные свойства мультислойных систем существенно видоизменяются по сравнению с теми же свойствами элементарного эрбия. Магнитосопротивление

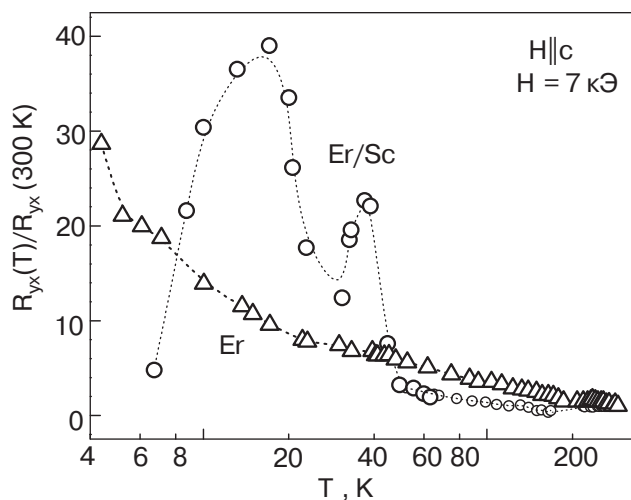


Рис. 8. Температурная зависимость сопротивления Холла пленки Er и структуры Er/Sc.

тивление становится «гигантским», хотя по абсолютной величине не может конкурировать со значениями, реализуемыми в сверхрешетках на основе *d*-ферромагнитных материалов Fe, Co.

В области гелиевых температур коэффициент Холла в системе Er/Sc достигает значения, более чем на порядок превышающего значение при комнатной температуре. Найдено, что особенности транспорта и коэффициента Холла в исследованных мультислойных системах коррелируют с представлениями о температурно-зависящей перестройке магнитного упорядочения слоев эрбия и спин-зависимом механизме рассеяния электронов проводимости.

Без привлечения магнитных измерений показано, что намагниченность *f*-структуры в нулевом поле выше остаточной намагниченности *f*-материала в ферромагнитном состоянии, а проводимость структуры Er/Sc в предполагаемой области антиферромагнитного состояния слоев эрбия ниже ее проводимости в ферромагнитном состоянии тех же слоев.

Выражаем благодарность Prof. S. Oseroff (San Diego State University) за предоставление мишеней редкоземельных металлов, а также А.Н. Стеценко и В.В. Зорченко (Национальный технический университет ХПИ) за приготовление пленки Er и мультислойных систем Er/Sc.

1. J. Kwo, D.B. McWhan, M. Hong, E.M. Gyorgy, L.C. Feldman, and J.E. Cunningham, in: *Layered Structure, Epitaxy, and Interface*, J.H. Gibson and L.R. Dawson (eds.), MRS, Pittsburg (1985), *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 37, p. 509.
2. P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
3. A. Fert and P. Bruno, in: *Ultrathin Magnetic Structures*, B. Heinrich and J.A.C. Bland (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1994), vol. 2, Chap. 2.2, p. 82.
4. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
5. S.S.P. Parkin, R.F. Marks, R.F.C. Farrow, G.R. Harp, Q.H. Lam, and R.J. Savoy, *Phys. Rev.* **B46**, 9262 (1992); E.E. Fullerton, M.J. Conover, J.E. Mattson, C.H. Sowers, and S.D. Bader, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1699 (1993).
6. Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, А.С. Самардак, А.В. Огнев, *ФТТ* **45**, 863 (2003).
7. A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, and G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992); J.Q. Xiao, J.S. Jiang, and C.L. Chien, *ibid.*, 3749 (1992).
8. F. Tsui, C. Uher, and C.P. Flynn, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3084 (1994).
9. M.A. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
10. T. Kasuya, *Progr. Theor. Phys.* **16**, 45 (1956).
11. K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
12. A.T. Hindmarch and B.J. Hickey, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 116601 (2003).
13. К.А. Гшнейднер, *Сплавы редкоземельных металлов*, Мир, Москва (1965).
14. R.W. Green, S. Legvold, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **122**, 827 (1961).
15. R.V. Colvin, S. Legvold, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **120**, 741 (1960).
16. M. Habenschuss, C. Stassis, S.K. Sinha, H.W. Deckman, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **B10**, 1020 (1974).
17. D. Gibbs, J. Bohr, J.D. Axe, D.E. Moncton, and K.L. D'Amico, *Phys. Rev.* **B34**, 8182 (1986).
18. J.A. Borchers, M.B. Salamon, R. Du, C.P. Flynn, J.J. Rhyne, and R.W. Erwin, *J. Appl. Phys.* **63**, 3458 (1988).
19. J.R. Banister, S. Legvold, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **94**, 1140 (1954).
20. W. Vavra, C.H. Lee, F.G. Lamelas, Hui He, R. Clark, and C. Uher, *Phys. Rev.* **B42**, 4889 (1990).
21. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev.* **B39**, 4828 (1989).
22. R.E. Camley and J. Barnaš, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989).
23. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev.* **B46**, 261 (1992).

Magnetotransport properties of artificial Er/Sc  
multilayer structures

Yu.N. Chiang, O.G. Shevchenko, and R.N. Kolenov

Comparative studies of transport properties (resistance, magnetoresistance (MR), and Hall effect) of multilayer Er/Sc structures and an Er film were carried out for the first time, the objects in question being prepared by the same deposition technology. The above properties of the structures undergo essential modifications compared to those of elementary Er. MR of the samples studied is «gigantic», though it cannot compete in absolute value with the values realized in

superlattices based on *d*-ferromagnetic materials. At helium temperatures, the Hall coefficient (HC) in the multilayer systems investigated is more than of an order of magnitude higher than that at room temperature. It follows from the data on HC and MR in this temperature region that at zero field the magnetization of the *f*-structure is higher than that of the bulk *f*-material in the ferromagnetic state. The Er/Sc multilayer structure conductance at  $T > 20$  K is lower than that at helium temperatures. The above-mentioned properties are described in terms of the temperature rearrangement of magnetic ordering of the Er layers in the Er/Sc structures.