

# ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ГРАНУЛЯРНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

*В. В. Рыльков<sup>a,b\*</sup>, Б. А. Аронзон<sup>a,b</sup>, А. Б. Давыдов<sup>b</sup>,  
Д. Ю. Ковалев<sup>a,b</sup>, Е. З. Мейлихов<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Институт теоретической и прикладной электродинамики  
127412, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 сентября 2001 г.

Обнаружены долговременные релаксации (логарифмического типа) в туннельном магнитосопротивлении Fe/SiO<sub>2</sub> нанокompозитов, обусловленные изменением их намагниченности. Хорошее качественное совпадение эксперимента с недавно развитыми представлениями о поведении намагниченности гранулярного ферромагнетика [7] доказывает, что обнаруженные релаксации связаны со спин-стекольной природой магнитного состояния данных систем. Показана также принципиальная невозможность наблюдения подобных релаксаций с помощью аномального эффекта Холла (пропорционального намагниченности) в силу физических обстоятельств — мезоскопических флуктуаций холловского напряжения в результате действия магнитного поля и изменения намагниченности.

PACS: 75.70.Pa, 75.50.Tt, 73.50.Jt

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальность физических явлений и возможность важных практических приложений способствовали существенному прогрессу в исследовании и понимании физической природы эффекта гигантского магнитосопротивления в самых различных системах, в числе которых одно из первых мест занимают неупорядоченные магнитные нанокompозиты (гранулированные ферромагнетики). Они состоят из малых (1–10 нм) ферромагнитных частиц, расположенных в диэлектрической матрице. При содержании  $x$  металла, меньшем некоторого критического значения  $x_c = 0.5–0.6$ , в таких системах возникает перколяционный переход от металлической проводимости к проводимости туннельного типа, в условиях которой и достигается максимальная («гигантская») величина магнитосопротивления, определяемая намагниченностью системы [1]. Необычным

в этих объектах оказалось и поведение недиагональной компоненты магнитосопротивления (в условиях эффекта Холла). Установлено [2], что основным в магнитных нанокompозитах (в том числе в режиме туннельной проводимости [3]) является, как и в однородных ферромагнетиках, так называемый аномальный эффект Холла, при котором холловское сопротивление  $R_H$  пропорционально не магнитной индукции, а намагниченности  $M$  системы. Примечательно, что вблизи порога ( $x \approx x_c$ ) величина  $R_H$  может быть на четыре порядка больше, чем в однородном случае ( $x = 1$ ). По этой причине эффект Холла также был назван гигантским [2].

С другой стороны, еще до обнаружения гигантских магнитосопротивления и эффекта Холла системы малых ферромагнитных частиц в диэлектрической матрице были известны как объекты с необычной кинетикой релаксации намагниченности (см. [4] и ссылки там). В частности, неоднократно сообщалось о наблюдении долговременной релаксации намагниченности таких систем, описываемой логариф-

\*E-mail: rylkov@imp.kiae.ru

мическим законом ( $M \propto \text{const} - \ln t$ , где  $t$  — время), который обычно приписывается спин-стекольной природе данных объектов [4, 5].

Таким образом, рассматриваемые системы являются «носителями» двух неординарных физических явлений, каждое из которых связано с магнитными свойствами этих систем. Именно поэтому представляет интерес исследовать одновременное проявление и взаимное влияние соответствующих процессов. Среди них — проявление магнитных релаксаций в электрических свойствах систем с гигантским магнитосопротивлением. Кроме того, важность такого подхода связана с тем, что в ряде существующих моделей электропроводности нанокompозитов [6] их магнитная специфика, как правило, не играет существенной роли. Более того, некоторые из них базируются на представлениях о существенной роли сильного флуктуационного потенциала [6], когда релаксация сопротивления связана в основном с кулоновскими, а не магнитными эффектами.

В настоящей работе представлены экспериментальные доказательства существования долговременных (логарифмического типа) релаксаций продольного сопротивления нанокompозитов Fe/SiO<sub>2</sub>, обусловленных изменением их намагниченности. Кроме того, установлено, что потенциальная возможность наблюдения подобных релаксаций с помощью эффекта Холла практически не реализуема в силу ряда принципиальных физических обстоятельств. Выяснилось, что в этом случае существенную роль играют флуктуации продольного сопротивления между холловскими зондами, возникающие вследствие физически обусловленной асимметрии их эффективного положения, которые тем сильнее, чем больше радиус корреляции  $L_c$  перколяционного кластера. Роль магнитного поля состоит в том, что оно приводит к возмущению перколяционной сетки. Отметим, что возможность «перестройки» перколяционной сетки под действием магнитного поля обычно не принимается во внимание, поскольку магнитосопротивление нанокompозита обычно составляет лишь малую долю его общего сопротивления.

Предложенный нами анализ проявления магнитных релаксаций в проводимости магнитных нанокompозитов, насколько нам известно, ранее никем не проводился. Причин тому может быть несколько. Во-первых, изменения магнитосопротивления, наблюдаемые в актуальном для эксперимента диапазоне времен (обычно от нескольких секунд до нескольких десятков минут), существенно меньше, чем соответствующие изменения намагниченности.

При этом трудно выявить закон релаксации и, следовательно, судить о природе состояния магнетика [4]. Во-вторых, отсутствовали простые и адекватные модели релаксации намагниченности рассматриваемых систем, пригодные для обработки результатов конкретных экспериментов [4]. Недавно такая модель, описывающая спин-стекольное поведение магнитных нанокompозитов, была разработана [7]. Она предсказывает область экспериментальных условий, в которых возможно наблюдение логарифмической релаксации в данных материалах, и позволяет определить ряд характерных параметров таких систем. Положенная в основу модели идея нанокompозита как стекла и определила наш подход к постановке и проведению релаксационных экспериментов.

## 2. НАНОКОМПОЗИТ КАК СПИНОВОЕ СТЕКЛО

Стекла различной природы часто описываются в рамках модели двухуровневых систем — множества микроскопических подсистем с двумя энергетическими состояниями каждая, переходы между которыми (активированные и/или туннельные) лимитируются энергетическим барьером. Обычно времена переходов между этими состояниями распределены случайно в достаточно широких пределах, что и является основной причиной долговременной (не экспоненциальной) релаксации соответствующего физического параметра [8].

Однодоменная гранула нанокompозита также представляет собой двухуровневую систему, поскольку в силу магнитной анизотропии может иметь два устойчивых состояния магнитного момента относительно оси ее легкого намагничивания. Причиной магнитной анизотропии может быть как кристаллическая анизотропия, так и геометрическая (связанная с асимметричной формой гранул), причем в случае железа следует отдать предпочтение последней [7]. Действительно, энергия  $W$ , необходимая для переориентации магнитного момента гранулы железа при наличии кристаллической или геометрической анизотропии, равна соответственно

$$W_a^{(c)} \approx \frac{1}{3} K_1 V \quad \text{или} \quad W_a^{(g)} = \frac{1}{2} I_s V \nu,$$

где  $K_1 = 5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup> — константа кристаллической анизотропии,  $V$  — объем гранулы,  $I_s \approx 1700$  Гс — намагниченность насыщения,  $\nu$  — форм-фактор, зависящий от несферичности гранул. Примечательно, что уже при небольшой несферичности

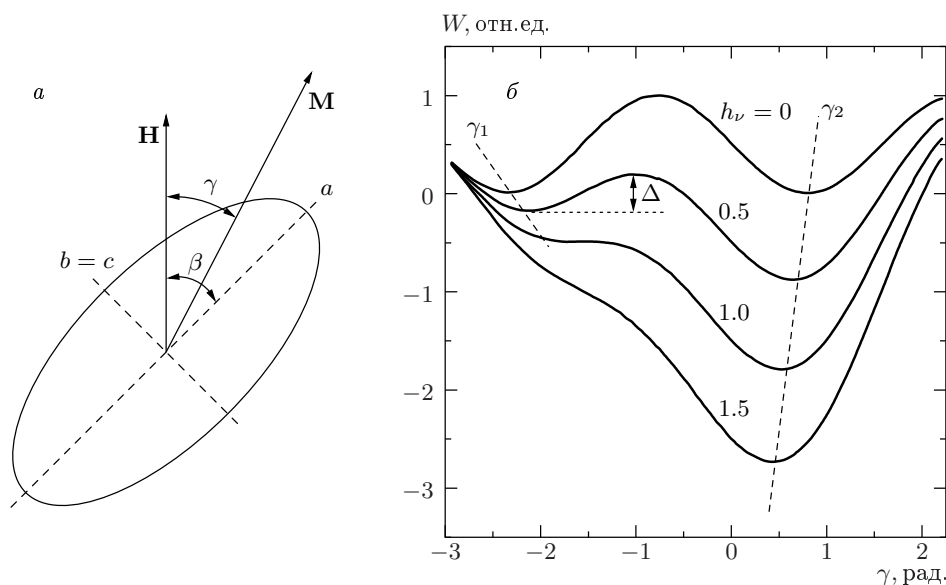


Рис. 1. Эллипсоидальная гранула (а) и зависимость ее магнитной энергии  $W$  от угла  $\gamma$  ориентации магнитного момента относительно магнитного поля при  $\beta = 3\pi/4$  (б)

гранулы, когда отношение ее осей составляет всего 1.25, параметр  $\nu$  приблизительно равен единице (максимальное значение  $\nu$  для сильно вытянутых эллипсоидальных гранул около шести). Тогда для гранул размером 5 нм находим  $W_a^{(c)}/k \approx 80$  К и  $W_a^{(g)}/k \approx 700$  К при  $\nu = 1$  ( $k$  — постоянная Больцмана). Другими словами, магнитная анизотропия гранул железа целиком определяется несферичностью их формы. Отметим также, что удобные для измерений времена переброса магнитного момента,  $\tau > 1$  с, достигаются обычно при температуре измерений  $T < W/20k$ . Приведенная выше оценка показывает, что для несферических гранул это условие может реализоваться при азотных температурах.

В пренебрежении кристаллической анизотропией задача о намагниченности гранулярного ферромагнетика упрощается [7]. Полагая, что гранулы имеют форму эллипсоидов вращения с полуосями  $a > b = c$  (рис. 1а), для магнитной энергии  $W$  гранулы во внешнем магнитном поле  $H$  имеем

$$\frac{W}{V} = \frac{1}{2} I_s \nu \sin^2(\beta - \gamma) - H I_s \cos \gamma,$$

где  $\gamma$  — угол между магнитным полем и магнитным моментом гранулы,  $\beta$  — угол между магнитным полем и большой осью эллипсоида, а  $\nu$  в данном случае — разность коэффициентов размагничивания эллипсоида вдоль осей  $b$  и  $a$ . Зависимость энергии  $W$  от угла  $\gamma$  ориентации магнитного момента относительно магнитного поля для гранул, длинные оси ко-

торых составляют с магнитным полем углы  $\beta = \pi/4$  и  $\beta = 3\pi/4$ , показана на рис. 1б при различных значениях приведенного магнитного поля  $h_\nu = 2H/I_s\nu$ . Видно, что в области слабых полей ( $h_\nu \ll 1$ ) зависимость  $W(\gamma)$  имеет два минимума энергии, а в сильных полях ( $h_\nu > 1$ ) остается только один минимум. Если исходный (при  $H = 0$ ) магнитный момент направлен под острым углом к магнитному полю (в данном случае  $\pi/4$ ), то (при  $T = 0$  К) он всегда будет оставаться в правом энергетическом минимуме (рис. 1б). При этом равновесный угол  $\gamma$  ориентации магнитного момента монотонно стремится к нулю с ростом  $H$ . Если же исходный угол тупой ( $3\pi/4$ ), то изменение угла  $\gamma$  происходит скачкообразно с изменением знака, что отвечает перескоку магнитного момента из левого минимума энергии в правый. Отсюда вытекает простой способ наблюдения максимального изменения намагниченности в гранулярном ферромагнетике в релаксационных экспериментах.

Поместим образец при конечной температуре в достаточно большое поле  $H = H_0$ , соответствующее  $h_\nu > 1$  (для гранул железа это условие выполняется при  $H_0 > I_s\nu/2$ , т. е. в полях 5–10 кЭ). При этом магнитные моменты большинства гранул окажутся в единственном минимуме энергии (для определенности, в правом), ориентируясь преимущественно вдоль поля. Затем переключим поле с изменением его направления до небольшой величины

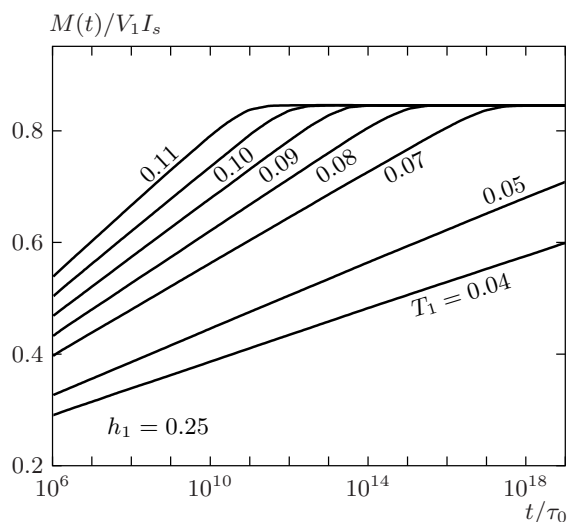


Рис. 2. Расчетные кривые релаксации намагниченности системы случайно ориентированных эллипсоидальных гранул со случайным формфактором при различных температурах

$H = -H_f$ , при которой угловая зависимость энергии  $W(\gamma)$  имеет два минимума. Ясно, что в начальный момент времени магнитные моменты гранул будут находиться в правом минимуме, который энергетически расположен выше левого минимума и отделен от него энергетическим барьером  $\Delta$ . Такое состояние неравновесно, и соответствующий переход к равновесию будет сопровождаться релаксацией магнитного момента с характерным временем

$$\tau = \tau_0 \exp \left[ \frac{\Delta(H, \beta)}{kT} \right],$$

где  $\tau_0$  — период прецессии магнитного момента (для гранул железа  $\tau_0 \sim 10^{-10}$  с [9]). Отметим, что высота барьера  $\Delta$  зависит от угла  $\beta$  (начальной ориентации магнитного момента гранул относительно поля), в частности, максимальное значение  $\Delta$  достигается при  $\beta = \pi/2$  и  $\pi$  [7]. Другими словами, уже в системе случайно ориентированных, но одинаковых гранул параметр  $\tau$  может иметь достаточно сильный разброс, а релаксация намагниченности существенно неэкспоненциальным образом может зависеть от времени. Детальный анализ, однако, показывает, что для получения релаксации логарифмического типа в актуальном диапазоне времен ( $10^{-10}$ – $10^3$  с) необходим дополнительный учет разброса форм гранул [7]. На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости  $M(t)$  для гранул размером 5 нм, значения формфактора  $\nu$  которых равномерно распределены в диапазоне 0.5–3 (что соответствует

эллипсоидальным гранулам с отношением осей  $a/b$  от 1.1 до 2). Из рис. 2 следует, что  $M(t)$  может изменяться логарифмическим образом в широком диапазоне времен, причем при временах наблюдения до  $10^2$ – $10^3$  с ( $t/\tau_0 = 10^{12}$ – $10^{13}$ ) релаксация заканчивается в условиях, когда параметр  $T_1 = kT/0.5I_s^2V \approx 0.1$  и  $h_1 = 0.25$ , что соответствует температуре  $T \approx 70$  К и магнитному полю  $H = 210$  Э.

### 3. РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Исследовались образцы Fe/SiO<sub>2</sub>, полученные путем совместного ионно-лучевого распыления Fe и SiO<sub>2</sub> из составной мишени, что позволяло изменять их объемное соотношение. Толщина пленок варьировалась в диапазоне 0.2–0.6 мкм. Образцы были выполнены в форме двойного холловского «креста» с шириной проводящего канала  $w = 2$  мм и длиной  $L = 7$  мм. Точность совмещения холловских зондов составляла примерно 10 мкм. Электронно-микроскопические исследования показали, что характерный размер гранул (при относительно низком содержании железа  $x \approx 0.1$ ) составлял 3–5 нм [10]. Перколяционный переход в данных объектах наблюдался при  $x_c \approx 0.6$ , где достигалась максимальная величина эффекта гигантского магнитосопротивления (3–4% при  $T = 77$  К) [11]. Отметим, что анализ формы гранул в этих условиях с помощью электронного микроскопа затруднителен, поскольку при малом расстоянии между гранулами они «заслоняют» друг друга. Ясно, однако, что в этом случае весьма вероятно появление вытянутых металлических образований из двух и большего числа гранул, которые часто привлекаются для объяснения большой коэрцитивной силы в системах из малых однодоменных наночастиц [12]. Кроме того, наши исследования «хорошо» проводящих образцов ( $x \approx 0.8$ ) с помощью сканирующей туннельной микроскопии также подтверждают наличие вытянутых (эллипсоидальных) образований из гранул.

Начальное магнитное поле  $H_0$  создавалось электромагнитом, который позволял выключить поле  $10^4$  Э за время порядка 1 с, что осуществлялось отключением питания электромагнита, после чего он «разряжался» через диод с обратным смещением (по отношению к полярности питания), включенный в обмотку электромагнита. Остаточное поле  $H_f$  противоположного направления заранее создавалось катушкой подмагничивания и варьировалось в пределах 100–400 Э. Для того чтобы поле внутри пленки

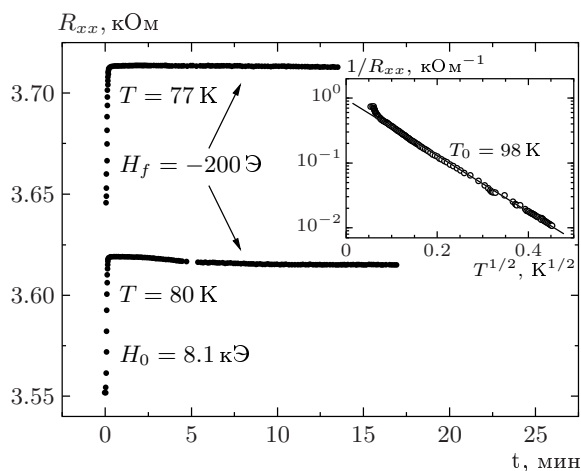


Рис. 3. Релаксация магнитосопротивления при  $T = 77$  и  $80$  К. На вставке — температурная зависимость проводимости образца

совпадало по величине с внешним полем, плоскость образца с помощью датчика Холла ориентировалась перпендикулярно направлению поля электромагнита (точность ориентации не хуже  $1^\circ$ ).

Предварительные эксперименты показали, что измерения долговременных релаксаций магнитосопротивления в значительной степени могут искажаться дрейфом температуры. Это обусловлено достаточно сильной температурной зависимостью продольного сопротивления  $R_{xx}$  исследуемых объектов (в области азотных температур температурная чувствительность нанокompозитов обычно выше, чем, например, у часто используемых углеродных датчиков температуры). Рисунок 3 иллюстрирует влияние температуры при исследованиях релаксации магнитосопротивления<sup>1)</sup>. Видно, что изменение сопротивления  $R_{xx}$  при изменении температуры на 4% приблизительно два порядка превышает амплитуду его релаксации  $\Delta R_{xx} = R_{xx}(t = 0) - R_{xx}(t = \infty)$  после переключения магнитного поля. Поэтому основные измерения были выполнены при температуре жидкого азота. Для исключения температурных дрейфов камера, в которую помещался образец, заполнялась газообразным гелием.

Данные по релаксации сопротивления после переключения магнитного поля представлены на рис. 4а. Величина конечного поля  $H_f$  выбиралась

<sup>1)</sup> Вставка на рис. 3 демонстрирует температурную зависимость  $G(T)$  проводимости данного образца в полулогарифмических координатах. Она хорошо описывается известным законом « $1/2$ » [13]:  $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$  (в данном случае  $T_0 = 98$  К).

такой, чтобы релаксации затухали при временах наблюдения от нескольких минут до примерно 20 мин. Из рис. 4а видно, что (в соответствии с [7]) это происходит в полях около 200 Э. Результаты работы [7] относятся к релаксации намагниченности  $M(t)$ , поэтому экспериментально измеряемое изменение сопротивления  $\Delta R_{xx}(t)$  следует пересчитать в изменение намагниченности с учетом того, что  $\Delta R_{xx}(t) \propto M^2(t)$ . Результаты пересчета приведены на рис. 4б. Отметим хорошее качественное сходство кривых на рис. 4б с расчетными кривыми, представленными на рис. 2 (см. также расчетную кривую на рис. 4б, показанную штриховой линией). Некоторое различие температур наблюдения логарифмической релаксации (до момента затухания) может объясняться рядом неучтенных факторов. С одной стороны, это — модельный характер расчетов [7], который, в частности, не учитывает возможной корреляции магнитных моментов гранул, с другой стороны, — неточность ориентации плоскости образца относительно магнитного поля и возможное влияние его продольной составляющей на релаксацию магнитосопротивления (по оценке [7] магнитное поле должно быть перпендикулярно плоскости образца с точностью, существенно превышающей  $1^\circ$ ).

Тем не менее неплохое качественное совпадение эксперимента с результатами расчетов явно указывает на то, что обнаруженные релаксации сопротивления связаны со спин-стекольной природой магнитного состояния нанокompозита.

#### 4. ФЛУКТУАЦИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Регулярные изменения или флуктуации намагниченности  $\delta M$  проявляются и при измерении эффекта Холла. Прежде всего, эффект Холла в магнитном нанокompозите является аномальным, и потому разность потенциалов  $V_y$  между холловскими зондами содержит составляющую, пропорциональную  $\delta M$ . Во-вторых, в такой неоднородной системе, каковой является рассматриваемая перколяционная среда, даже в отсутствие поля всегда имеется заметное напряжение между холловскими зондами. Оно пропорционально сопротивлению асимметрии  $R_a$  и току через образец  $I_x$ , флуктуации которого пропорциональны  $\delta M^2$ . Обычно для выделения холловского сопротивления  $R_H$  измерения проводятся при двух противоположных направлениях магнитного поля. При этом  $R_H = (R_{xy}^+ - R_{xy}^-)/2$ ,

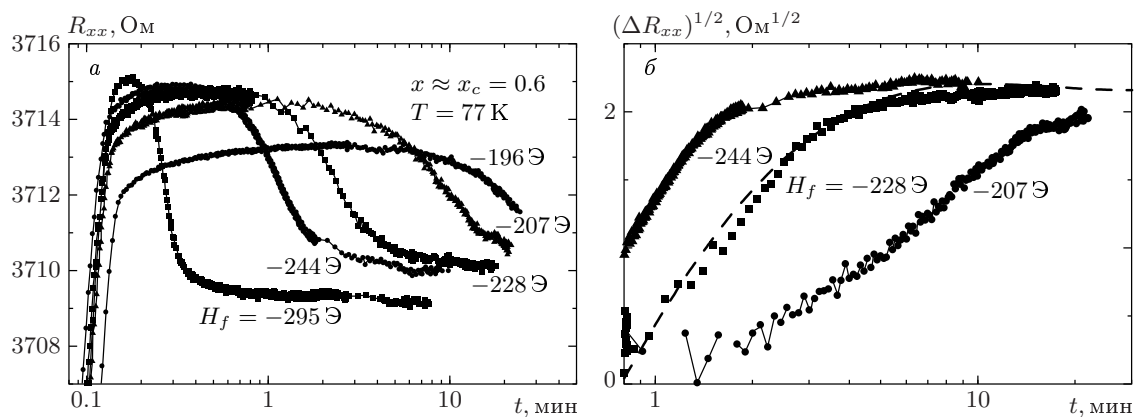


Рис. 4. Релаксация магнитосопротивления а) после переключения поля с изменением его направления от начальной величины  $H_0 = 8.1$  кЭ до конечной величины  $H_f$ , б) пересчитанная в намагненность. Штриховая линия — расчетная кривая при  $T_1 = 0.1$  ( $T \approx 70$  К) и  $h_1 = 0.25$  ( $H_f = -210$  Э) с учетом разброса форм гранул ( $\nu = 0.5-3$ )

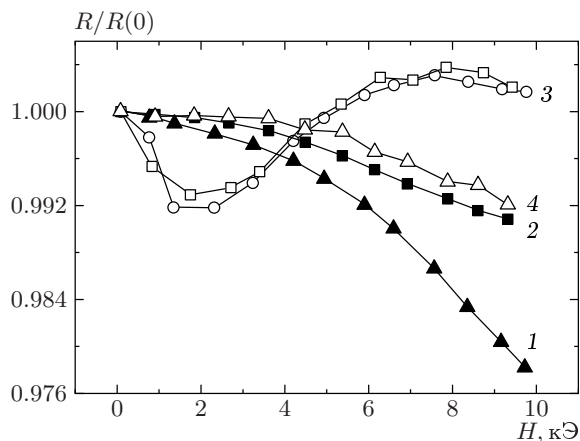


Рис. 5. Магнитопольевые зависимости продольного сопротивления  $R_{xx}$  (кривые 1 и 2) и сопротивления асимметрии  $R_a$  (кривые 3 и 4) при  $T = 77$  (1, 3) и  $300$  К (2, 4). Символы  $\square$  и  $\circ$  в случае кривой 3 относятся к разным сериям измерений и демонстрируют ее воспроизводимость

а  $R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2$ , где  $R_{xy}^+$ ,  $R_{xy}^-$  — поперечные сопротивления  $R_{xy} = V_y/I_x$ , отвечающие положительному и отрицательному направлениям магнитного поля. При этом негласно предполагается, что сопротивление асимметрии ведет себя в магнитном поле так же, как полное сопротивление образца  $R_{xx}$ . Однако наши эксперименты показывают, что это не так: величина  $R_a$  испытывает необычные флуктуации.

На рис. 5 представлены зависимость  $R_a(H)$  для диэлектрического образца (см. рис. 3) при температурах  $T = 77$  и  $300$  К. Там же для сравне-

ния приведены зависимости магнитосопротивления  $R_{xx}(H)$  между потенциальными зондами, расположенными на расстоянии  $l_p = 2.5$  мм. Этот образец характеризовался достаточно малым сопротивлением асимметрии:  $R_a \approx 16$  Ом при сопротивлении  $R_{xx} \approx 3700$  Ом (для  $T = 77$  К). Это соответствует эффективному расстоянию между холловскими зондами  $l_a \approx l_p R_a / R_{xx} \approx 11$  мкм. Обращает на себя внимание существенно немонотонный характер зависимостей  $R_a(H)$  и их отличие от полевых зависимостей магнитосопротивления  $R_{xx}(H)$ . Существенно, что характер флуктуаций повторяется, причем при  $T = 300$  К они заметно меньше, чем при  $T = 77$  К (ср. кривые 3 и 4). Наблюдаемые отклонения зависимостей  $R_a(H)$  от  $R_{xx}(H)$  можно было бы интерпретировать как эффективное смещение холловских зондов на расстояние

$$\Delta l_a \sim \frac{l_p R_a(0)}{R_{xx}(0)} \left[ \frac{R_a(H) R_{xx}(0)}{R_a(0) R_{xx}(H)} - 1 \right].$$

Пересчитывая в соответствии с последним соотношением флуктуации  $R_a(H)$  во флуктуации  $\Delta l_a$ , находим, что  $\Delta l_a$  составляет 200 и 30 нм соответственно при  $T = 77$  и  $300$  К. Подчеркнем, что речь здесь идет об изменении эффективного, а не реального расстояния между холловскими зондами.

Ранее подобного рода флуктуации мы наблюдали при исследовании полупроводниковых квазидвумерных объектов с прыжковой проводимостью, где в условиях эффекта поля происходило изменение структуры перколяционного кластера. При этом было показано, что характерный масштаб  $\Delta l_a$  эффективного «смещения» холловских зондов определяет

ся радиусом корреляции (размером ячейки) перколяционного кластера  $L_c$  [14].

Мы полагаем, что и в рассматриваемом случае различия в поведении  $R_a(H)$  и магнитосопротивления  $R_{xx}(H)$  также связаны с возмущениями сетки перколяционного кластера. Однако механизм столь сильного влияния магнитного поля на токовые пути протекания не вполне ясен, поскольку магнитное поле изменяет сопротивление образца всего лишь на несколько процентов. Можно, однако, предположить, что на мезоскопически малых масштабах это влияние может быть существенно сильнее из-за наличия «слабых» (чувствительных к магнитному полю) мест в перколяционном кластере, к которым, в частности, могут относиться микросужения с баллистическим транспортом, где магнитосопротивление может достигать сотни процентов [15] (заметим, что образец близок к перколяционному переходу).

Уменьшение флуктуаций  $R_a(H)$  с ростом температуры естественно при этом связать с тем обстоятельством, что при повышении температуры размер ячейки перколяционного кластера в нанокompозите уменьшается. Если исходить из закона «1/2» для температурной зависимости проводимости [13], то величина  $L_c$  должна меняться приблизительно как  $1/T$ , т. е. уменьшаться в четыре раза при увеличении температуры от азотной до комнатной.

Таким образом, магнитный беспорядок нанокompозитов и спин-стекольный характер их поведения могут проявляться двояким образом: через изменение проводимости перколяционного кластера (продольное магнитосопротивление) и через изменение в нем топологии токовых путей протекания (флуктуации холловского сопротивления).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 99-02-16955, 00-02-17191 и 01-02-16420) и PICS-РФФИ (проект 01-02-22004).

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Milner, A. Gerber, B. Groisman, M. Karpovsky, and A. Gladkikh, Phys. Rev. Lett. **76**, 475 (1996).
2. A. B. Pakhomov and X. Yan, Sol. St. Comm. **99**, 139 (1996).
3. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. В. Седова, N. Negre, M. Goiran, J. Leotin, Письма в ЖЭТФ **70**, 87 (1999).
4. A. Aharoni, in *Magnetic Properties of Fine Particles*, ed. by J. L. Dorman and D. Fiorani, North Holland, Amsterdam (1992), p. 3.
5. Sh. Kogan, *Electronic Noise and Fluctuation in Solids*, Cambridge University Press (1996), p. 255.
6. C. J. Adkins, in *Metal-Insulator Transitions Revisited*, ed. by P. P. Edwards and C. N. R. Rao, Taylor & Francis, London (1995).
7. Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **116**, 2182 (1999), **117**, 1136 (2000).
8. W. A. Phillips, Rep. Progr. Phys. **50**, 1657 (1987).
9. F. Bodker, S. Morup, M. S. Pedersen et al., J. Magn. Magn. Mat. **177-181**, 925 (1998).
10. B. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, and E. Meilikhov, Phys. Rev. B **62**, 17144 (2000).
11. Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев, А. А. Ликальтер, В. В. Рыльков, М. А. Седова, ФТТ **41**, 944 (1999).
12. Ю. И. Петров, *Физика малых частиц*, Наука, Москва (1982).
13. Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **115**, 1484 (1999).
14. B. A. Aronzon, V. V. Rylkov, A. S. Vedeneev, and J. Leotin, Physica A **241**, 259 (1997).
15. L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **63**, 104428 (2001).