

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Объединенная научная сессия  
Отделения физических наук Российской академии наук  
и Объединенного физического общества Российской Федерации**

(9 апреля 2003 г.)

9 апреля 2003 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Каган М.Ю., Клапцов А.В., Бродский И.В.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва), **Кугель К.И., Сбойчаков А.О., Рахманов А.Л.** (Институт теоретической и прикладной электродинамики, Москва). *Мелкомасштабное фазовое расслоение и электронный транспорт в манганитах.*

2. **Аксенов В.Л., Балагуров А.М., Помякушин В.Ю.** (Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна). *Нейтроннография легированных манганитов.*

3. **Устинов В.М.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Полупроводниковые лазеры на квантовых точках.*

4. **Сергеев А.М.** (Институт прикладной физики РАН, Москва). *Актуальные проблемы фемтосекундной оптики.*

5. **Лукин В.П.** (Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск). *Атмосферная адаптивная оптика.*

6. **Кульчин Ю.Н.** (Дальневосточный государственный технический университет, Владивосток). *Адаптивные распределенные оптоэлектронные информационно-измерительные системы.*

7. **Бессонов Е.Г., Виноградов А.В., Горбунков М.В., Турьянский А.Г., Фещенко Р.М., Шабалин Ю.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений.*

8. **Лукаш В.Н.** (Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Космологическая модель и образование структуры Вселенной.*

Краткое содержание докладов 1, 2, 5, 6, 7 и 8 публикуется ниже.

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.47.Lx

**Мелкомасштабное фазовое расслоение  
и электронный транспорт в манганитах**

М.Ю. Каган, А.В. Клапцов,  
И.В. Бродский, К.И. Кугель,  
А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов

**1. Введение**

Манганиты, магнитные оксиды на основе марганца такие, как  $\text{LaMnO}_3$ , известны уже более 50 лет. Возникновение большого интереса к ним в последние годы было обусловлено в первую очередь открытием в 1993 г. эффекта колоссального отрицательного магнетосопротивления в материалах  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [1]. Необычные физические свойства и богатство фазовой диаграммы манганитов породили огромный поток работ, посвященных различным аспектам фазовой диаграммы и транспортных свойств в этих соединениях.

Особое внимание к манганитам связано с возможностью образования в них разного типа неоднородных зарядовых и спиновых состояний таких, как решеточные и магнитные поляроны, капельные и страйповые структуры и т.п. Аналогичные явления характерны для многих сильнокоррелированных систем с преобладанием потенциальной энергии взаимодействия электронов над их кинетической энергией. В частности, они широко обсуждаются в ВТСП-материалах. Отметим, что одним из первых наиболее ярких примеров такого рода неоднородных состояний являются ферромагнитные капли (ферроны) [2, 3] в антиферромагнитной матрице при слабом легировании. В последние годы широко обсуждается связь фазового расслоения с природой колоссального магнетосопротивления в манганитах.

Обычно фазовое расслоение исследуется в области малых концентраций и низких температур вблизи перехода между антиферромагнитным и ферромагнитным основным состоянием. Однако имеются указания на то, что даже в области оптимальных концентраций и низких температур (в ферромагнитной фазе) состояние манганитов также неоднородно [4]. При высоких температурах и оптимальных концентрациях экспериментальные дан-

ные вновь свидетельствуют о наличии заметных ферромагнитных корреляций малого радиуса (температурных ферронов [5, 6]) в парамагнитной фазе.

Основополагающие результаты исследования глобальной фазовой диаграммы манганитов, полученные нашей группой, были приведены в большой обзорной статье [6]. В последние два года мы получили ряд новых интересных данных, касающихся компромисса между подкошенным состоянием и мелкомасштабным фазовым расслоением, а также ряд результатов, важных для описания нетривиальных транспортных свойств манганитов. Именно этим новым результатам и посвящена данная статья.

## 2. Теоретическая модель

Для объяснения корреляций между транспортными и магнитными свойствами в манганитах Зинер [7] предложил модель двойного обмена. В этой модели предполагается, что электрон проводимости движется в  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  по ионам  $\text{Mn}^{4+}$  и сильно взаимодействует (ферромагнитным образом) с локальными моментами ионов марганца. Поскольку спин электрона проводимости должен быть направлен параллельно локальному спину, то в классической картине такой электрон не может двигаться в антиферромагнитном окружении. Андерсон и Хасегава [8] решили задачу об амплитуде перескока электрона с атома на атом. Они получили, что амплитуда перескока имеет вид  $t_{\text{eff}} = t \cos(\chi/2)$ , где  $t$  — затравочная амплитуда перескока, а  $\chi$  — угол между локальными моментами атомов. Таким образом, электрон проводимости стремится ферромагнитно упорядочить близлежащие локальные спины. Это приводит к конкуренции антиферромагнетизма локальных спинов (обусловленного механизмом суперобмена) и ферромагнетизма локальных спинов через электрон проводимости (механизм двойного обмена). Де Жен [9] предположил, что эта конкуренция приводит к однородному подкошенному состоянию: угол между локальными спинами подрешеток постоянный во всем образце и меняется монотонно от  $\pi$  (коллинеарный антиферромагнетик) до 0 (коллинеарный ферромагнетик) с увеличением концентрации носителей заряда. Позднее Нагаев [10] учел квантовые флуктуации локальных спинов и получил, что электрон может двигаться даже в антиферромагнитном окружении с малой амплитудой перескока  $t/\sqrt{2S+1}$ .

Несколько авторов независимо предположили [2, 3] существование автолокализованного состояния электрона в антиферромагнитной матрице, которое получило название магнитный полярон или феррон. Электрону в антиферромагнитном окружении часто выгодно образовывать вокруг себя ферромагнитную область и автолокализоваться в ней, что приводит к мелкомасштабному расслоению на ферро- и антиферромагнитную фазы. Одним из авторов обзора [6] было показано, что модель двойного обмена в случае малых концентраций носителей заряда неустойчива по отношению к фазовому расслоению и что энергия ферронного состояния ниже, чем энергия однородного подкошенного состояния [11]. Однако возникает вопрос об устойчивости поляронного состояния при учете квантовых флуктуаций локальных спинов.

Базовой моделью, предложенной для описания свойств манганитов, является модель ферромагнитной

решетки Кондо (s-d-модель):

$$\hat{H} = -J_H \sum_i S_i \sigma_i - t \sum_{\langle i, j \rangle} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + J_{\text{ff}} \sum_{\langle i, j \rangle} S_i S_j, \quad (1)$$

где  $S_i$  — спин локализованных d-электронов марганца,  $\sigma_i = c_{i\alpha}^\dagger \sigma_{\alpha\beta} c_{i\beta}$  — спин делокализованных электронов, символ  $\langle i, j \rangle$  означает суммирование по ближайшим соседям. Отметим, что сильное хундовское взаимодействие не дает возможности двум электронам с различными проекциями спина занять один и тот же узел. Первое слагаемое в гамильтониане (1) описывает хундовское взаимодействие локального спина  $S = 3/2$  и спина электрона проводимости. В реальных манганитах величина хундовского взаимодействия  $J_H$  порядка 1 эВ. Второе слагаемое в (1) отвечает кинетической энергии электронов проводимости. Отметим, что сильное электрон-решеточное взаимодействие значительно сужает ширину зоны проводимости ( $W = 2zt$ ), приводя к малому значению амплитуды перескока  $t \approx 0,3$  эВ. Последнее слагаемое в (1) соответствует слабому антиферромагнитному взаимодействию двух соседних локальных спинов ( $J_{\text{ff}} \sim 0,001$  эВ).

В случае сильного хундовского взаимодействия ( $J_H \gg W \gg J_{\text{ff}}$ ) гамильтониан (1) принимает вид

$$\hat{H} = - \sum_{\langle i, j \rangle} t(\chi_{ij}) a_i^\dagger a_j + J_{\text{ff}} S^2 \sum_{\langle i, j \rangle} \cos \chi_{ij}, \quad (2)$$

где  $a_i^\dagger$  и  $a_j$  — операторы рождения и уничтожения бесспиновых фермионов (электроны проводимости, спин которых направлен параллельно локальному спину),  $t(\chi_{ij})$  — эффективная амплитуда перескока,  $\chi_{ij}$  — угол между магнитными моментами двух соседних атомов. Отметим, что если бы все локальные спины были направлены ферромагнитно, то электроны проводимости могли бы двигаться свободно с амплитудой перескока  $t$ . Таким образом, гамильтониан (2) описывает конкуренцию между ферромагнетизмом через двойной обмен (первое слагаемое) и антиферромагнетизмом через суперобмен (второе слагаемое).

В квантовомеханическом подходе Нагаева локальный спин и спин электрона проводимости на занятом электроном проводимости узле образуют состояние с полным спином  $S + 1/2$ , но с двумя возможными значениями проекции спина  $S \pm 1/2$ . Таким образом, существуют две эффективные зоны, соответствующие двум различным проекциям полного спина:

$$t_{\pm}(\chi) = \frac{t}{2S+1} \left( \sqrt{2S+1 + S^2 \cos^2 \frac{\chi}{2}} \pm S \cos \frac{\chi}{2} \right). \quad (3)$$

Квантовая амплитуда перескока значительно отличается от классической амплитуды перескока де Жена, Андерсона, Хасегавы  $t \cos(\chi/2)$ . В отличие от классического описания, в квантовом случае электрон может двигаться по антиферромагнитной матрице, образуя состояние с  $S_{\text{tot}}^z = S + 1/2$  на одном узле и состояние с  $S_{\text{tot}}^z = S - 1/2$  на соседнем:

$$\left| S_{\text{tot}}^z = S + \frac{1}{2} \right\rangle \rightarrow \left| S_{\text{tot}}^z = S - \frac{1}{2} \right\rangle \rightarrow \left| S_{\text{tot}}^z = S + \frac{1}{2} \right\rangle \dots \quad (4)$$

Таким образом, в случае движения одного электрона по антиферромагнитной матрице ширины двух зон с

$S_{\text{tot}}^z = S \pm 1/2$  равны:  $t_+ = t_- = t/\sqrt{2S+1}$ , а в случае движения по ферромагнитной матрице ширина одной зоны в  $1/(2S+1)$  раз меньше другой:  $t_+ = t$  и  $t_- = t/(2S+1)$ .

### 3. Ферронное состояние

Как мы уже обсуждали, в случае классической амплитуды перескока  $t \cos(\chi/2)$  электрон может перейти в автолокализованное состояние и образовать ферромагнитную каплю в антиферромагнитной матрице. В простейшем приближении будем считать, что граница между ферромагнитной и антиферромагнитной областями резкая, без переходной области неоднородного подкоса. В этом случае энергия ферронного состояния равна [6]

$$E_{\text{pol}} = -tx \left( z - \frac{\pi^2 d^2}{R^2} \right) + \frac{1}{2} z J_{\text{ff}} S^2 \frac{4\pi}{3} x \left( \frac{R}{d} \right)^3 - \frac{1}{2} z J_{\text{ff}} S^2 \left[ 1 - \frac{4\pi}{3} x \left( \frac{R}{d} \right)^3 \right], \quad (5)$$

где  $R$  — радиус феррона,  $d$  — период решетки. Первое слагаемое в выражении (5) описывает выигрыш в кинетической энергии вследствие образования ферромагнитной области. Второе слагаемое соответствует выигрышу в гейзенберговской энергии антиферромагнитного взаимодействия локальных спинов в ферроне. Последнее слагаемое отвечает выигрышу в энергии антиферромагнитного взаимодействия вне феррона. Радиус феррона получается из условия минимизации энергии  $dE/dR = 0$ . В итоге мы получаем следующие соотношения для энергии и радиуса феррона (см. [6, 11]):

$$E_{\text{pol}} = -zxt + \frac{5}{3} \pi^2 xt \left( \frac{2zJ_{\text{ff}}S^2}{\pi t} \right)^{2/5} - \frac{1}{2} zJ_{\text{ff}}S^2, \quad (6)$$

$$R_{\text{pol}} = d \left( \frac{\pi t}{2zJ_{\text{ff}}S^2} \right)^{1/5}. \quad (7)$$

Рассмотрим случай квантовой амплитуды перескока (3). Так как амплитуда перескока в антиферромагнитной области  $t \neq 0$  и электрон проводимости может двигаться по антиферромагнитной матрице с эффективной массой  $m^* \sim \sqrt{2S+1}$ , то в этом случае интересно исследовать на устойчивость ферронное состояние. Поскольку анализ дискретного случая (2) является довольно сложной задачей, мы рассмотрим континуальный предел, предполагая радиус феррона много большим периода решетки  $d$  (далее положим  $d=1$ ). Тогда полную энергию (2) можно записать в виде [12]

$$E = - \int [z|\Psi|^2 + \Psi^* \Delta \Psi] t(\chi) dV + zJ_{\text{ff}}S^2 \int \cos^2 \frac{\chi}{2} dV, \quad (8)$$

$$t(\chi) = \frac{t}{2S+1} \left( \sqrt{2S+1 + S^2 \cos^2 \frac{\chi}{2}} + S \cos \frac{\chi}{2} \right).$$

Как можно видеть из уравнения (8), полная энергия будет лежать между двумя предельными значениями, соответствующими движению электрона по ферромагнитной (FM) или по антиферромагнитной (AFM) матрице:

$$E_{\text{FM}} = -zt < E < E_{\text{AFM}} = -\frac{zt}{\sqrt{2S+1}}.$$

Поскольку волновая функция электрона должна быть нормированной на единицу:  $\int |\Psi|^2 dV = 1$ , мы будем минимизировать по параметрам  $\chi$  и  $\Psi$  функционал  $F = E(\Psi, \chi) - t\beta \int |\Psi|^2 dV$ , где  $\beta$  — множитель Лагранжа. Соответствующие уравнения Эйлера–Лагранжа примут вид

$$[2z\Psi + \Delta\Psi] t(\chi) + \Delta[t(\chi)\Psi] - 2\beta t\Psi = 0, \quad (9)$$

$$\left[ (z|\Psi|^2 + \Psi^* \Delta\Psi) \frac{\partial t(\chi)}{\partial \cos(\chi/2)} - 2zJ_{\text{ff}}S^2 \cos \frac{\chi}{2} \right] \sin \frac{\chi}{2} = 0. \quad (10)$$

Для решения этой системы уравнений мы используем следующую итерационную процедуру [12]: а) выбираем затравочную функцию для угла подкоса  $\chi(r)$ ; б) решаем первое дифференциальное уравнение (9), чтобы получить волновую функцию электрона  $\Psi(r)$ ; в) используя полученную волновую функцию  $\Psi(r)$ , решаем второе алгебраическое уравнение (10), чтобы определить функцию угла подкоса  $\chi(r)$ ; г) возвращаемся к шагу а) до тех пор, пока не будет достигнута приемлемая точность.

Функции  $\Psi(r)$  и  $\chi(r)$ , полученные численным решением уравнений (9) и (10), приведены на рис. 1, где они сравниваются с классическим решением (6). Таким образом, феррон представляет собой хорошо локализованный объект, а переходная область от ферромагнитной ( $\chi=0$ ) к антиферромагнитной фазе ( $\chi=\pi$ ) является довольно узкой. Однако ферронное состояние может исчезнуть при относительно малых значениях параметра  $\alpha = t/J_{\text{ff}}S^2 \lesssim \alpha_c \approx 75$ . Действительно, как можно увидеть из рис. 2, существует переход порогового типа от ферронного состояния к однородному антиферромагнитному состоянию при  $\alpha < \alpha_c$ . В этом случае полная энергия ферронного состояния сравнивается с энергией дна зоны электронов проводимости в антиферромагнитной матрице. Отметим, что для более точного вычисления значения  $\alpha_c$  необходимо решить вариационную задачу в дискретном случае, поскольку при малых значениях параметра  $\alpha$  радиус феррона становится сравнимым с периодом решетки и, соответственно,

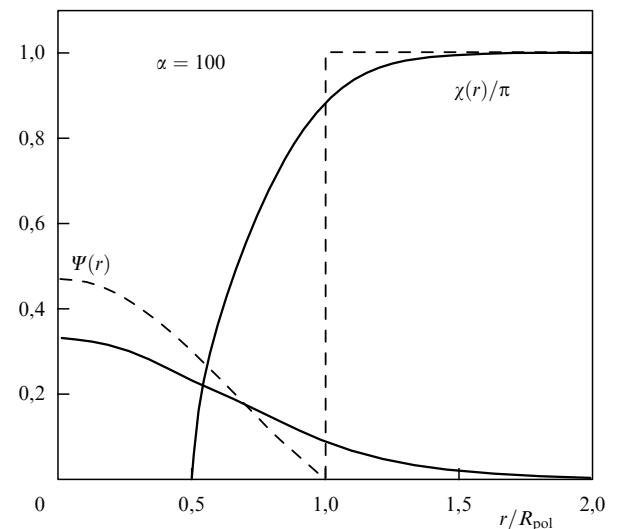


Рис. 1. Волновая функция электрона  $\Psi(r)$  и угол подкоса  $\chi(r)$  в квантовом (сплошные линии) и классическом (штриховые линии) случаях.

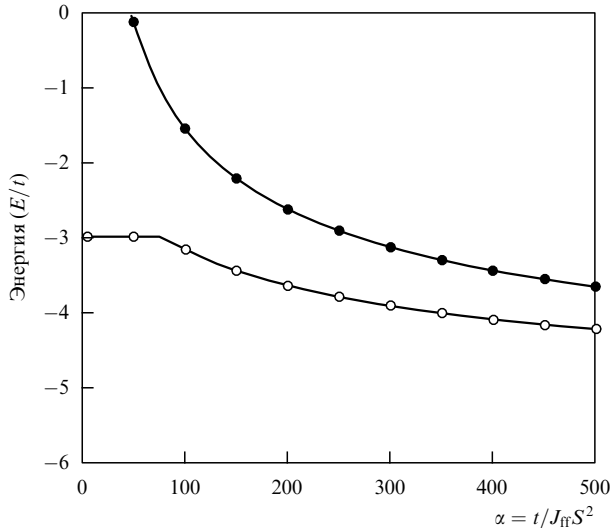


Рис. 2. Энергия основного состояния феррона в квантовом (○) и классическом (●) случаях для локального спина  $S = 3/2$ . Дно зоны электронов проводимости соответствует  $E_{\text{FM}} = -6t$  в ферромагнитной матрице и  $E_{\text{AFM}} = -3t$  в антиферромагнитной матрице.

континуальное приближение (8) не является корректным. Решение дискретной задачи будет рассмотрено отдельно.

#### 4. Транспортные свойства

Транспортные свойства манганитов, основанные на модели ферронов в диэлектрической матрице, были впервые рассмотрены в работах [13, 14]. Ниже мы кратко напомним главные моменты в описании транспортных характеристик манганитов и приведем новые интересные результаты, касающиеся температурной и полевой зависимости магнетосопротивления.

Рассмотрим систему, состоящую из  $N$  носителей, помещенных в антиферромагнитную матрицу объемом  $V_s$ . В основном состоянии носители образуют автолокализованные ферронные состояния радиуса  $R$ . Предполагается, что число ферронов равно числу носителей тока в образце. При этом под воздействием внешнего поля носители могут туннелировать с феррона на феррон, создавая пустые и двукратно заполненные ферроны.

Чтобы создать двукратно заполненный феррон, системе необходимо преодолеть энергетический барьер порядка величины кулоновского отталкивания между носителями  $V$ . Если принять, что радиус феррона равен примерно  $10-20 \text{ \AA}$ , а диэлектрическая проницаемость  $\epsilon \approx 10-20$ , то для кулоновского отталкивания получаем  $V = e^2/\epsilon R \approx 0,1-0,2 \text{ эВ}$ . Ниже мы предполагаем, что температура достаточно мала по сравнению с величиной кулоновского барьера  $V$ , и поэтому можно пренебречь вероятностью образования феррона, содержащего более двух носителей. Отметим, что носители в двукратно заполненном ферроне могут образовать состояния с полным спином, равным 0 или 1. В последнем случае в силу принципа Паули носители занимают основной и первый возбужденный уровни в ферроне. Можно показать, что расстояние между этими уровнями в ферроне превышает энергию кулоновского отталкивания  $V$ , поэтому мы будем рассматривать только такие двукратно заполненные ферронные состояния, в которых спины электронов антипараллельны.

Введем следующие обозначения для описания состояния феррона:  $q = 0$  отвечает пустому феррону,  $q = 1 \uparrow$  или  $q = 1 \downarrow$  соответствует феррону с одним носителем, спин которого имеет проекцию  $\sigma/2$  на направление магнитного момента феррона, и  $q = 2$  — двукратно заполненному феррону. Энергия феррона  $E_q$  во внешнем магнитном поле при учете поля анизотропии примет вид

$$E_0 = zJ_{\text{ff}}S^2 \frac{4\pi}{3} \left(\frac{R}{d}\right)^3 - M_0(H \cos \theta + H_a \cos^2 \psi), \quad (11)$$

$$E_{1,\lambda} = E_0 + t \left(\frac{\pi d}{R}\right)^2 - \sigma \bar{J}, \quad (12)$$

$$E_2 = E_0 + 2t \left(\frac{\pi d}{R}\right)^2 + \frac{e^2}{\epsilon R}, \quad (13)$$

где  $H_a$  — поле анизотропии,  $M_0 = \mu_B g S 4\pi R^3/3d^3$  — магнитный момент феррона,  $\theta$  и  $\psi$  — углы между  $M_0$  и  $H$  и между  $M_0$  и легкой осью соответственно,  $\sigma/2$  — проекция спина носителя на направление  $M_0$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — фактор Ланде. Третий член в уравнении (12) описывает энергию взаимодействия автолокализованного носителя с молекулярным магнитным полем ферромагнитно упорядоченных локальных спинов  $H_{\text{eff}} = J/\mu_B$  (здесь  $J \sim T_{\text{Curie}}$  — эффективный интеграл обмена, связанный с температурой ферромагнитного упорядочения).

Будем считать, что направление полного магнитного момента капли изменяется со временем достаточно медленно и справедливо обычное термодинамическое рассмотрение. Тогда радиус феррона с одним носителем можно определить, минимизируя энергию (12) по радиусу феррона. В линейном приближении по полю получим

$$R(H) \cong R_{\text{pol}} \left[ 1 + \frac{b}{5} (H \cos \theta + H_a \cos^2 \psi) \right], \quad b = \frac{\mu_B g}{zJ_{\text{ff}}S}, \quad (14)$$

где  $R_{\text{pol}}$  определяется формулой (7), а величина  $b$  измеряется в единицах  $\text{Тл}^{-1}$ .

Как было показано в [13], характерное время туннелирования носителей много меньше времени релаксации спиновой подсистемы, поэтому мы можем считать, что радиус пустых и двукратно заполненных ферронов совпадает с радиусом феррона, содержащего один электрон. Мы также предполагаем, что полное число ферронов (пустых, однократно и двукратно заполненных) остается постоянным и равным  $N$ .

В рамках нашей модели перенос заряда может осуществляться одним из следующих способов [13]:

1. В начальном состоянии есть два феррона, каждый из которых содержит по одному электрону. Затем электрон туннелирует с одного феррона на другой, и в конечном состоянии имеется один пустой и один двукратно заполненный феррон.

2. Электрон переходит с двукратно заполненного феррона на пустой феррон. В конечном состоянии возникают два однократно заполненных феррона.

3. Электрон переходит с двукратно заполненного феррона на однократно заполненный феррон.

4. Электрон переходит с однократно заполненного феррона на пустой феррон.

Каждый из перечисленных процессов определяется соответствующей вероятностью туннелирования, которая имеет вид [14]

$$W(q'_1, q'_2; q_1, q_2) = \omega_0 f(v) \exp\left(-\frac{r}{l} + \frac{e(\mathbf{E}\mathbf{r})}{kT} - \frac{E_{q'_1} + E_{q'_2} - E_{q_1} - E_{q_2}}{2kT}\right), \quad (15)$$

где  $r$  и  $v$  — расстояние между ферронами и угол между направлениями их магнитных моментов,  $q_1, q_2$  и  $q'_1, q'_2$  — начальные (до перехода электрона) и конечные состояния пары ферронов,  $l$  — длина туннелирования,  $\omega_0$  — характерная частота движения электрона в потенциальной яме. В уравнении (15) предэкспоненциальный множитель  $f(v)$  описывает спин-зависящее туннелирование, учитывающее различную ориентацию спина электрона в начальном и конечном состояниях, и равен

$$f(v) = \frac{\cosh(\bar{J} \cos(v/kT))}{\cosh(\bar{J}/kT)}. \quad (16)$$

Чтобы рассчитать проводимость, необходимо просуммировать вклады в ток от каждого из возможных туннельных процессов. В результате мы получим следующее выражение для проводимости:

$$\sigma(H) = \frac{32\pi e^2 l^5 \omega_0}{V_s^2 kT} \times \sum_{q_1, q_2} \bar{N}_{q_1} \bar{N}_{q_2} \left\langle f(v) \exp\left(\frac{E_{q_1} + E_{q_2} - E_{q'_1} - E_{q'_2}}{2kT}\right) \right\rangle_{q_1, q_2}, \quad (17)$$

где  $\bar{N}_q$  — среднее число электронов в ферроне в состоянии  $q$ , а  $\langle \dots \rangle_{q_1, q_2}$  отвечает усреднению по направлениям магнитных моментов двух ферронов в состояниях  $q_1$  и  $q_2$ . При выводе уравнения (17) предполагалось, что направления магнитных моментов ферронов не меняются в процессе туннелирования электрона с одного феррона на другой.

Изменение проводимости во внешнем поле обусловлено зависимостью вероятности перехода  $W(q'_1, q'_2; q_1, q_2)$  и средних чисел заполнения  $\bar{N}_q$  от приложенного поля. Можно выделить несколько основных вкладов в магнетосопротивление, которые в случае малых полей удастся рассчитать аналитически. Во-первых, включение магнитного поля приводит к изменению размера ферронов  $R(H)$ , описываемого уравнением (14), вследствие чего изменяется энергия феррона (11)–(13) в магнитном поле. Соответствующий вклад в магнетосопротивление будет иметь вид

$$MR_1(H) \approx \frac{3}{100} \frac{M_0^2 H^2}{(kT)^2}. \quad (18)$$

Во-вторых, можно выделить вклад от спин-зависящего туннелирования. Если монокристалл помещен во внешнее магнитное поле таким образом, что угол между легкой осью и магнитным полем равен  $\beta$ , то соответствующий вклад в магнетосопротивление составляет

$$MR_2(H) \approx \frac{2}{225} \frac{M_0^3 \bar{J}^2 H_a H^2}{(kT)^5} \left(\cos^2 \beta - \frac{1}{3}\right). \quad (19)$$

Во всех предыдущих расчетах мы предполагали, что ферроны имеют сферическую форму и поле  $H_a$  определяется только кристаллической анизотропией. Однако можно показать, что уже при небольших отклонениях от сферичности эффект формы феррона становится достаточно существенным из-за размагничивающего фактора. Анизотропия формы феррона дает вклад в эффективное поле анизотропии  $H_a$ . В этом случае, предполагая для простоты, что магнитная анизотропия одноосная, мы можем включить в поле  $H_a$  как кристаллографическую анизотропию, так и анизотропию формы.

Таким образом, при слабых полях магнетосопротивление падает с температурой как  $T^{-2}$ , если преобладающим оказывается вклад (18), или как  $T^{-5}$ , если преобладает член (19). В общем случае магнетосопротивление ведет себя как

$$MR(H) = \frac{AH^2}{(kT)^2} + \frac{BH^2 H_a}{(kT)^5}, \quad (20)$$

где  $A$  и  $B$  — константы. В больших полях (10–20 Тл и выше) магнетосопротивление растет экспоненциально [13]:

$$MR(H) \approx \frac{\bar{J}}{kT} \coth \frac{\bar{J}}{kT} \exp\left(\frac{VbH}{10kT}\right), \quad (21)$$

и его значение может достигать нескольких сотен процентов даже вдали от порога перколяции.

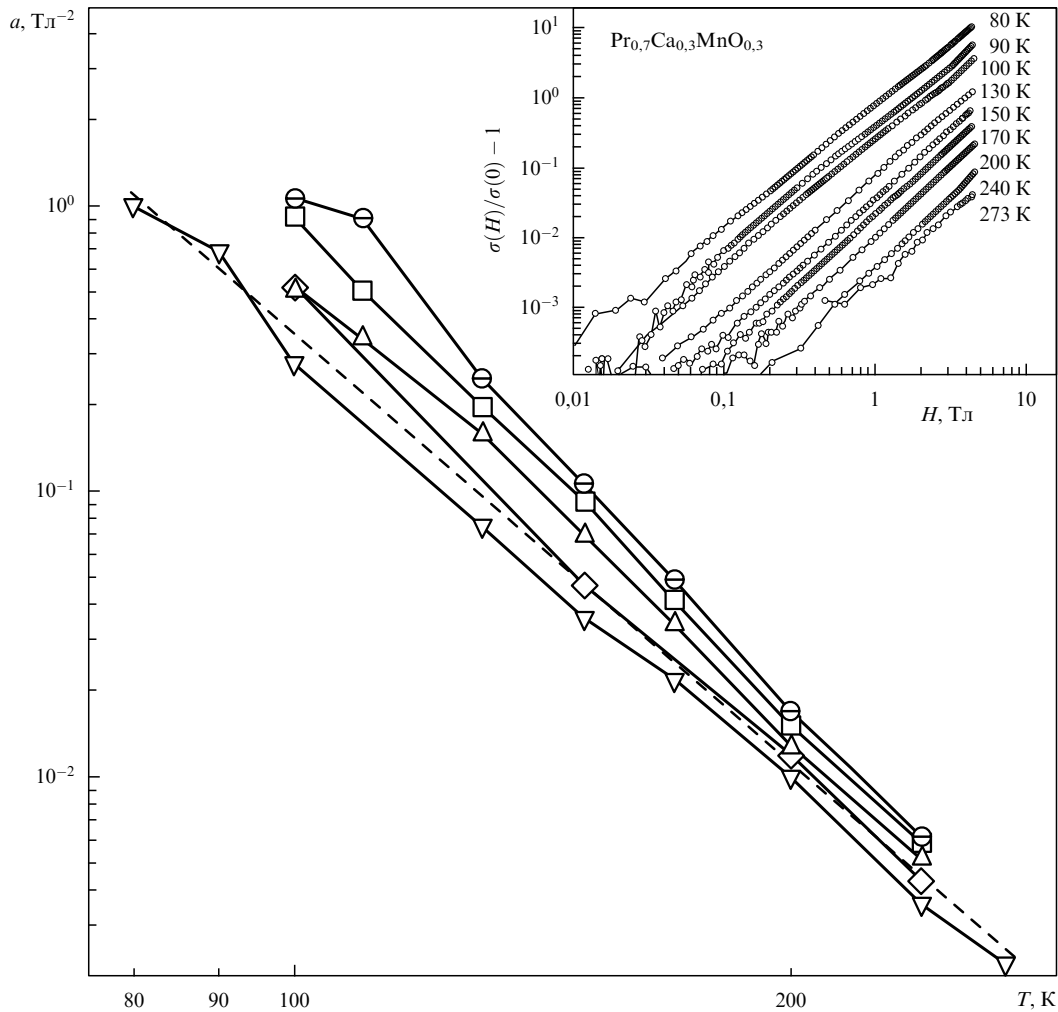
## 5. Заключение

Мы показали, что в широкой области значений параметра  $\alpha = t/J_{\text{ff}} S^2$  электрон проводимости образует автолокализованное состояние: электрон находится в ферромагнитной капле конечного радиуса, расположенной внутри антиферромагнитной матрицы. Таким образом, в модели двойного обмена имеется сильная тенденция к фазовому расслоению. Нами также было установлено, что в квантовом случае при малых значениях параметра  $\alpha$  ферронное состояние становится неустойчивым и электрон свободно движется по антиферромагнитной матрице с эффективной амплитудой перескока  $t_{\text{eff}} = t/\sqrt{2S+1}$ . Наш подход к одноэлектронной проблеме соответствует малым концентрациям носителей заряда (например, дыркам в  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ). Он тесно связан с недавними нейтронными экспериментами группы Хеннион по экспериментальному обнаружению малых ферромагнитных капель в антиферромагнитной или подкошенной матрице [15].

Используя модель ферронов в изолирующей матрице [13], мы вычислили температурные и полевые зависимости магнетосопротивления в манганитах. В более ранних работах нами было найдено также выражение для сопротивления в модели ферронов [13, 14]

$$\rho = \frac{kT}{128\pi e^2 n^2 \omega_0 l^5} \exp\left(\frac{V}{2kT}\right), \quad (22)$$

где  $n$  — концентрация ферронов. В недавних экспериментах по измерению сопротивления в области оптимального допирования [17–20] и при температурах выше  $T_{\text{Curie}}$  (парамагнитная фаза) обнаружена экспоненциальная зависимость сопротивления от температуры вида



**Рис. 3.** Экспериментальная зависимость магнетосопротивления разных образцов  $MR = a(T)H^2$  от температуры и от внешнего поля (врезка) [16]. Пунктирная линия соответствует теоретической кривой, полученной по формуле (19)  $MR(H) \sim H^2/T^5$  с использованием следующих параметров:  $S = 2$ ,  $g = 2$ ,  $z = 6$ ,  $N_m = 4\pi R^3/3d^3 = 130$ ,  $J/k = 15$  К,  $H_a = 0,5$  Тл и  $\cos \beta = 1$ .

$\rho \sim T \exp(V/2kT)$ , что качественно соответствует формуле (22) и подтверждает наши представления о характере переноса заряда в фазово-расслоенной области.

Переходя к анализу магнетосопротивления, подчеркнем еще раз, что в слабых полях магнетосопротивление имеет следующую температурную и полевою зависимость:

$$MR(H) = \frac{AH^2}{(kT)^2} + \frac{BH^2H_a}{(kT)^5}.$$

Отметим, что группой Бабушкиной [16] экспериментально наблюдалась подобная зависимость магнетосопротивления от температуры и внешнего поля в образцах  $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$  (рис. 3). В частности, в случае сильной анизотропии наблюдалась полученная нами теоретически зависимость магнетосопротивления вида  $MR(H) \sim H^2/T^5$ . По всей видимости, выражение для магнетосопротивления (20) имеет довольно общий характер, слабо зависящий от конкретной модели и работающий даже в ситуации с многоэлектронными ферромагнитными каплями [4, 21].

Авторы признательны Д.И. Хомскому, В.И. Марченко, И.А. Фомину, Б.Э. Мейеровичу, И. Гонзалесу, М. Хеннион, Ф.В. Кусмарцеву, В.Л. Аксенову, Н.А. Ба-

бушкиной, В.В. Мошалкову, А.Н. Талденкову и Е. Пчелкину за полезные обсуждения. Эта работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 02-02-16708 и 00-15-96570), грантом INTAS 01-2008 и грантом CRDF RP2-2355-MO-02.

### Список литературы

1. Jin S et al. *Science* **264** 413 (1994)
2. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
3. Kasuya T *Solid State Commun.* **8** 1635 (1970)
4. Balagurov A M et al. *Phys. Rev. B* **64** 024420 (2001)
5. Кривоглаз М А *УФН* **111** 617 (1973)
6. Каган М Ю, Кугель К И *УФН* **171** 577 (2001)
7. Zener C *Phys. Rev.* **81** 440; **82** 403 (1951)
8. Anderson P W, Hasegawa H *Phys. Rev.* **100** 675 (1955)
9. de Gennes P-G *Phys. Rev.* **118** 141 (1960)
10. Нагаев Э Л *УФН* **166** 833 (1996)
11. Kagan M Yu, Khomskii D I, Mostovoy M V *Eur. Phys. J. B* **12** 217 (1999)
12. Pathak S, Satpathy S *Phys. Rev. B* **63** 214413 (2001)
13. Rakhmanov A L et al. *Phys. Rev. B* **63** 174424 (2001)
14. Сбойчаков А О и др. *ЖЭТФ* **122** 869 (2002)
15. Biotteau G et al. *Phys. Rev. B* **64** 104421 (2001)
16. Babushkina N A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **15** 259 (2003)
17. Babushkina N A et al. *Phys. Rev. B* **59** 6994 (1999)

18. Wagner P et al. *Europhys. Lett.* **58** 285 (2002)
19. Zhao J H et al. *Phys. Rev. B* **66** 184428 (2002)
20. Zhao J H et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 9349 (2001)
21. Uehara M et al. *Nature* **399** 560 (1999)

PACS numbers: 75.25.+z, 75.47.Lx

## Нейтроннография легированных манганитов

В.Л. Аксенов, А.М. Балагуров,  
В.Ю. Помякушин

Легированные манганиты привлекают большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов в связи с наблюдаемым в них эффектом колоссального магнетосопротивления (КМС). С физической точки зрения манганиты интересны, прежде всего, тесной взаимосвязью их электронной, решеточной и спиновой подсистем. В последнее время стало очевидно, что важную роль в физике манганитов играют неоднородные состояния, проявляющиеся, например, в виде зарядового упорядочения катионов марганца, структурных и магнитных поляронов или как фазовое расслоение при низкой температуре. Применение методов нейтроннографии позволяет получить детальную информацию о кристаллической и магнитной структуре манганитов, а также наблюдать эффекты, связанные с фазовым расслоением. Первое нейтронное дифракционное исследование легированных манганитов было выполнено еще в 50-х годах прошлого века в ставшей классической работе [1], где изучалась магнитная структура составов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_{3-\delta}$ . Было установлено, что в зависимости от уровня легирования и кислородной стехиометрии возникает несколько разных типов магнитной структуры (в [1] предложено семь типов) и, кроме того, возможна их суперпозиция. Для объяснения наблюдаемого в [1] в  $\text{LaMnO}_{3-\delta}$ , а затем и в других составах (например, в  $\text{Pr}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  [2]) одновременного присутствия на нейтронограммах дифракционных пиков, связанных с ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФМ) порядком, долгое время обсуждались две взаимоисключающие модели: сосуществование двух пространственно разделенных магнитных (ФМ+АФМ)-фаз и однородное состояние со скошенной АФМ-структурой. В случае смешанного состояния неясным оставался вопрос о характерных размерах неоднородностей. Согласно теоретическим оценкам, данным еще в 70-х годах в работах Нагаева (см. его обзор [3] и ссылки в нем), размер зарядово-разделенных областей регулируется кулоновской энергией и не может быть большим ( $\leq 20 \text{ \AA}$ ), тогда как из дифракционных данных следовало, что размеры, например, ФМ-включений в АФМ-матрице составляют не менее  $1000 \text{ \AA}$ .

Начиная с середины 90-х годов, было выполнено большое количество нейтроннографических работ, в которых получены свидетельства о наличии в легированных манганитах фазового расслоения как на микроскопических (порядка  $10 \text{ \AA}$ ), так и на мезоскопических (порядка  $1000 \text{ \AA}$ ) масштабах длины. Так, в работе [4] с помощью неупругого рассеяния нейтронов изучались магнитные корреляции и длинноволновая спиновая динамика в составах  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,  $0 \leq x \leq 1/2$ . При  $x = 1/3$ , т.е. в

максимуме магнетосопротивления, при температуре выше  $200 \text{ K}$  (температура перехода из ферромагнитной фазы в парамагнитную  $T_C = 250 \text{ K}$ ) наблюдалось развитие критических спиновых флуктуаций, размер которых вплоть до  $T_C$  оценивался примерно в  $12 \text{ \AA}$ . Аналогичный размер областей неоднородностей зарегистрирован при  $x = 1/3$  с помощью малоуглового рассеяния при  $T \geq T_C$  [5]. Сосуществование ферромагнитного и антиферромагнитного состояний наблюдалось с помощью неупругого рассеяния в области центрального пика для состава  $\text{La}_{0,53}\text{Ca}_{0,47}\text{MnO}_3$  при  $T = 0,93T_C$  [6]. В области антиферромагнитного состояния при малом уровне допирования ( $x = 0,05$  и  $0,08$ ) ниже  $T_N$  также были обнаружены магнитные кластеры или магнитные поляроны с характерными размерами порядка  $10 \text{ \AA}$  [7]. Приведенные данные свидетельствуют о появлении кластеров ближнего порядка с размером примерно  $10 \text{ \AA}$  при различном уровне легирования в случае  $x < 0,5$ . Однако о микроскопическом фазовом расслоении в прямом смысле (см. обзор [8]) уверенно можно говорить только при малых концентрациях Са ( $x \leq 0,15$ ). Данные работ [4, 5] о составах с  $x = 0,3$  скорее свидетельствуют о наличии кластеров-предшественников в области фазового перехода.

В серии наших работ, выполненных в 1998–2002 гг., детально исследовано соединение  $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  (далее LPCM-y), являющееся типичным представителем трехмерных перовскитных манганитов [9–13]. Оно интересно тем, что изменения  $y$  от 0 до 1, приводящего к уменьшению среднего радиуса А-катиона  $\langle r_A \rangle$  всего на  $\sim 0,03 \text{ \AA}$ , оказывается достаточно для радикального изменения типа магнитной структуры и транспортных свойств: соединение  $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  является ферромагнитным металлом ниже  $250 \text{ K}$ , соединение  $\text{Pr}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  — диэлектриком со сложной магнитной структурой, возникающей ниже  $150 \text{ K}$ . Именно в составах LPCM в 1998 г. был открыт колоссальный изотопический эффект, проявляющийся в том, что при замене изотопа  $^{16}\text{O}$  на  $^{18}\text{O}$  металлическое состояние меняется на диэлектрическое [14].

Составы  $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  были приготовлены на химическом факультете МГУ в лаборатории А.Р. Кауля. Исходные образцы содержали естественную смесь изотопов кислорода ( $99,7\% \text{ }^{16}\text{O}$ ). Обогащение образцов изотопом  $^{18}\text{O}$  до  $85\%$  осуществлялось в Российском научном центре "Курчатовский институт" в лаборатории Н.А. Бабушкиной, где, кроме того, измерялись их макроскопические характеристики (электропроводность, магнитная восприимчивость). Особое внимание было уделено кислородной стехиометрии, поскольку в качестве возможного объяснения наблюдавшегося в составе LPCM-75 колоссального изотопического эффекта выдвигалось предположение о различии коэффициентов диффузии изотопов и, как следствие, их различном содержании в образце [15]. Однако как из данных йодометрического титрования, так и из дифракционных данных следовало, что примененная методика изотопного замещения обеспечивает равенство содержания кислорода в образцах с  $^{16}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}$  с необходимой точностью (заведомо лучшей, чем  $0,01$ ). Нейтроннографические эксперименты были выполнены на двух нейтронных дифрактометрах: ФДВР в ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР-2 и DMC в Институте П. Шеррера на источнике SINQ. На обоих дифрактометрах дифрак-