Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 2, с. 74 – 79 © 2005 г. 25 января

Аномалии транспортных свойств в магнитоупорядоченной области на кондо-решетке

С. С. Аплеснин[1)]

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Сибирская Государственная аэрокосмическая академия им. М. Ф. Решетнева, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2004 г.
После переработки 13 декабря 2004 г.

На кондо-решетке, используя приближение спинового полярона, вычислены температурная зависимость сопротивления и термоэдс. Найдены максимумы и смена знака термоэдс по температуре и по концентрации ниже температуры перехода в парамагнитное состояние. Вычислена область концентраций с переходом метал – диэлектрик ниже температуры Кюри и сдвиг верхней спин-поляронной зоны.

PACS: 72.15.Qm, 72.20.–i

Интенсивное исследование манганитов связано с эффектом гигантского магнитосопротивления и возможностью практического применения этих материалов в спинтронике. При критической концентрации замещения трехвалентных ионов лантана двухвалентными ионами Ca^{2+}, Sr^{2+} происходит изменение типа магнитного порядка от антиферромагнитного к ферромагнитному (ФМ) и переход полупроводник – металл [1 – 3]. Выше критической концентрации $x > x_c$ в ФМ области сопротивление резко падает ниже температуры Кюри и хорошо описывается в модели двойного обмена [4]. В окрестности концентрации $x \sim 0.5$ в $La_{0.5}Ca_{0.5-x}Ba_xMnO_3$ [5] наблюдается переход метал – диэлектрик ниже температуры Кюри $T_{MI}/T_c = 0.87 (x = 0)$, 0.78 $(x = 0.1)$, 0.6 $(x = 0.2)$, который интерпретируется в модели фазового расслоения. То есть существуют области с металлическим и с полупроводниковым типами проводимости, реализуемыми за счет поляронов малого радиуса. Однако энергия активации, вычисленная из температурной зависимости коэффициента Зеебека ($S(T)$), и сопротивления отличаются на порядок.

Необъясненным остается эффект увеличения абсолютной величины термоэдс в области гелиевых температур в бислойных манганитах $RSr_2Mn_2O_7$, R = La, Pr [6]. Наблюдаемый минимум в $S(T)$ в $La_{1.4}(Sr_{1-y}Ca_y)Mn_2O_7$ в интервале температур $60\,K < T < 150\,K$ интерпретируется комплексным вкладом от фононов и электронов в $S(T) = A/T + BT$. Смену знака коэффициента термоэдс по температуре и по концентрации в манганитах объясняют двумя типами носителей (электронов и дырок), имеющих разные энергии активации.

В данной работе вышеуказанные эффекты описываются в модели кондо-решетки с использованием в качестве носителя заряда спинового полярона. В зависимости от степени заполнения спин-поляронной зоны и хундовского параметра взаимодействия определена область температур и концентраций, в которой наблюдается изменение знака коэффициента Зеебека, переход метал – диэлектрик ниже температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние. Ниже предлагается модель, отличная от модели двойного обмена, когда перескоки по e_g-уровням ионов марганца приводят к образованию ферромагнитного обмена, а по t_{2g}-состояниям – к антиферромагнитному обмену между локализованными электронами. Мы предполагаем, что движение заряженных носителей реализуется по кислородной системе и спин электрона поляризован упорядоченным расположением спинов марганца вследствие гибридизации ионов кислорода и марганца. Согласно рентгеноструктурным данным [7], вес состояний $3d^5L^1$ и $3d^6L^2$ составляет $\sim 41\%$ и $\sim 9\%$, что соответствует однодырочным и двухдырочным состояниям. Эти состояния расположены внутри запрещенной зоны, и их можно рассматривать как примесные зоны вблизи химического потенциала и описывать в модели почти свободных электронов. В применении нашей модели к манганитам предполагается, что замена трехвалентного иона La^{+3} двухвалентным Sr^{+2}, Ca^{+2} приводит к увеличению концентрации дырок на ионах кислорода. Нестехиометрия по кислороду также формирует дырочные состояния на кислороде.

1)e-mail: apl@iph.krasn.ru

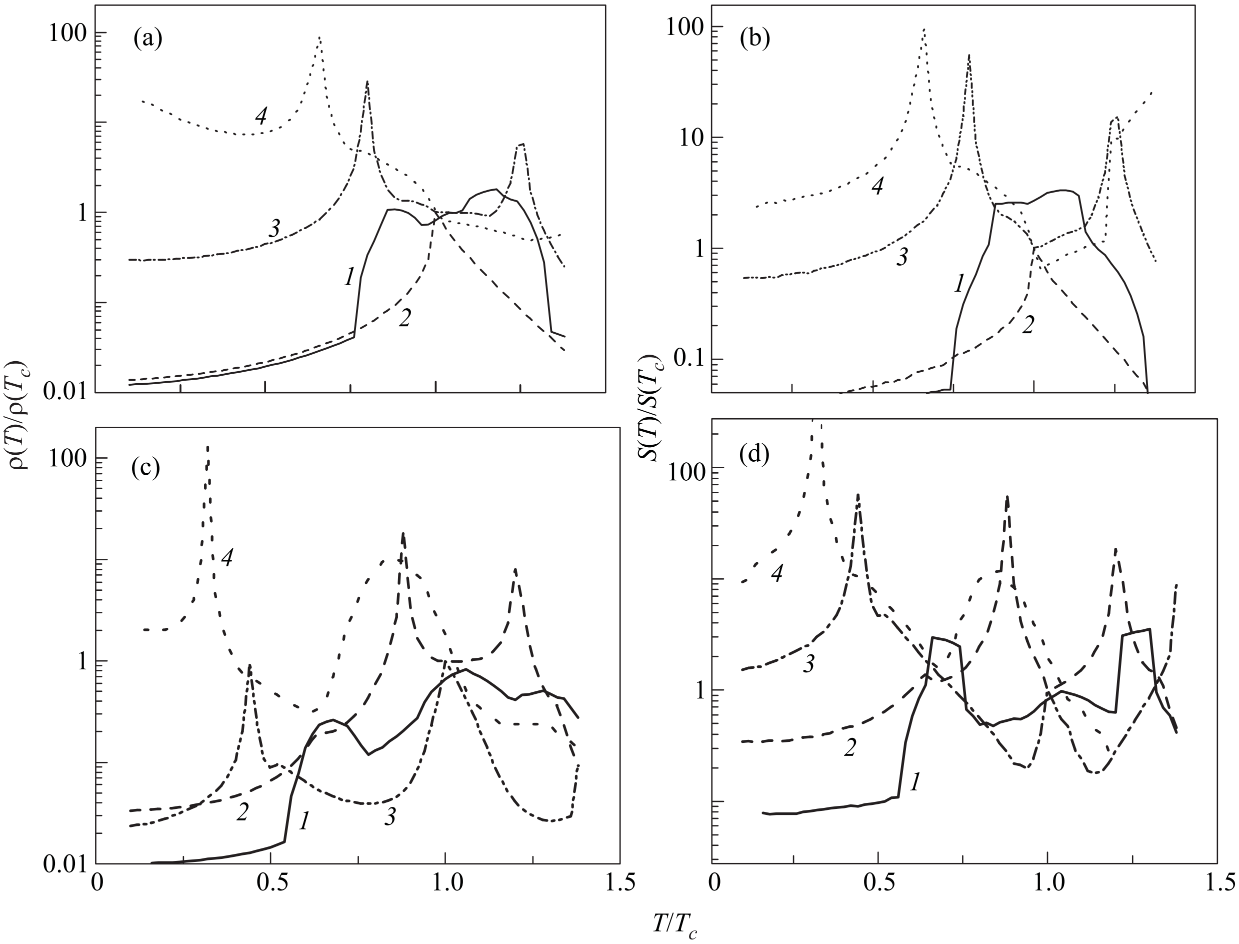

Рис.1. Зависимость сопротивления $\rho(T)/\rho(T_c)$ (a,c) и термоэдс $S/S(T_c)$ (b,d) от нормированной температуры с $J/t = 8$ (a,b), 3 (c,d), $x = 0.1$ (*1*), 0.3 (*2*), 0.5 (*3*), 0.65 (*4*)

Спин-поляронные возбуждения вычислим в рамках Кондо-модели решетки с использованием метода, предложенного Барабановым и др. [8]. Гамильтониан имеет вид

$$H = H_0 + H_1 + H_2,$$
$$H_0 = \sum_{\mathbf{r},\mathbf{g}} t_{\mathbf{g}} a^{+}_{\mathbf{r}+\mathbf{g},\sigma} a_{\mathbf{r},\sigma} = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} a^{+}_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma},$$
$$H_1 = J \sum_{\mathbf{r},\sigma_1,\sigma_2} a^{+}_{\mathbf{r},\sigma_1} S^{\alpha}_{\mathbf{r}} \hat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma_1,\sigma_2} a_{\mathbf{r},\sigma_2},$$
$$H_2 = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{r},\mathbf{g}} (I_1 S^{\alpha}_{\mathbf{r}+\mathbf{g1}} S^{\alpha}_{\mathbf{r}} + I_2 S^{\alpha}_{\mathbf{r}+\mathbf{g2}} S^{\alpha}_{\mathbf{r}}). \quad (1)$$

Суммирование проводится по узлам кубической решетки, I_1 и I_2 – обменные взаимодействия между ближайшими и следующими за ближайшими соседями, $a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}$ – оператор рождения электрона со спиновым индексом $\sigma = \pm 1$, H_1 – гамильтониан s–d-взаимодействия, $\hat{\sigma}^{\alpha}$ – паулевские матрицы с $\alpha = x, y, z$.

Напишем уравнения движения для гриновских функций, описывающих движение электрона по ионам кислорода, спин которого взаимодействует с магнитоупорядоченными спинами ионов марганца. Используя приближение случайных фаз, замкнем систему уравнений для гриновских функций $\langle\langle a_{\mathbf{r},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r},\sigma}\rangle\rangle$ и $\langle\langle b_{\mathbf{r},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r},\sigma}\rangle\rangle$, $b_{\mathbf{r}\sigma} = S^{\alpha}_{\mathbf{r}} \hat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma,\sigma_1} a_{\mathbf{r},\sigma_1}$, $\alpha = x, y$. Уравнения имеют следующий вид:

$$(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}}) G^1_{\mathbf{k}} = 1 + \frac{J}{2} G^2_{\mathbf{k}},$$
$$(\omega - e_{\mathbf{k}}) G^2_{\mathbf{k}} = J(1 + m - 2nm) G^1_{\mathbf{k}},$$
$$G^1_{\mathbf{k}} = \langle\langle a_{\mathbf{k},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle; G^2_{\mathbf{k}} = \langle\langle b_{\mathbf{k},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle,$$
$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon^0_{\mathbf{k}} + \frac{Jm}{4} - \mu,$$
$$\varepsilon^0_{\mathbf{k}} = -2(t_{xy}(\cos k_x + \cos k_y) + t_z \cos k_z), \quad (2)$$
$$e_{\mathbf{k}} = 2(z_1 c_1 + z_2 c_2)\varepsilon^0_{\mathbf{k}} + J(\frac{m}{2} + n) +$$
$$+ m(\frac{z_1}{2} I_1 + \frac{z_2}{2} I_2) - \mu,$$
$$n = < a^{+}_{\uparrow} a_{\uparrow} + a^{+}_{\downarrow} a_{\downarrow} > .$$

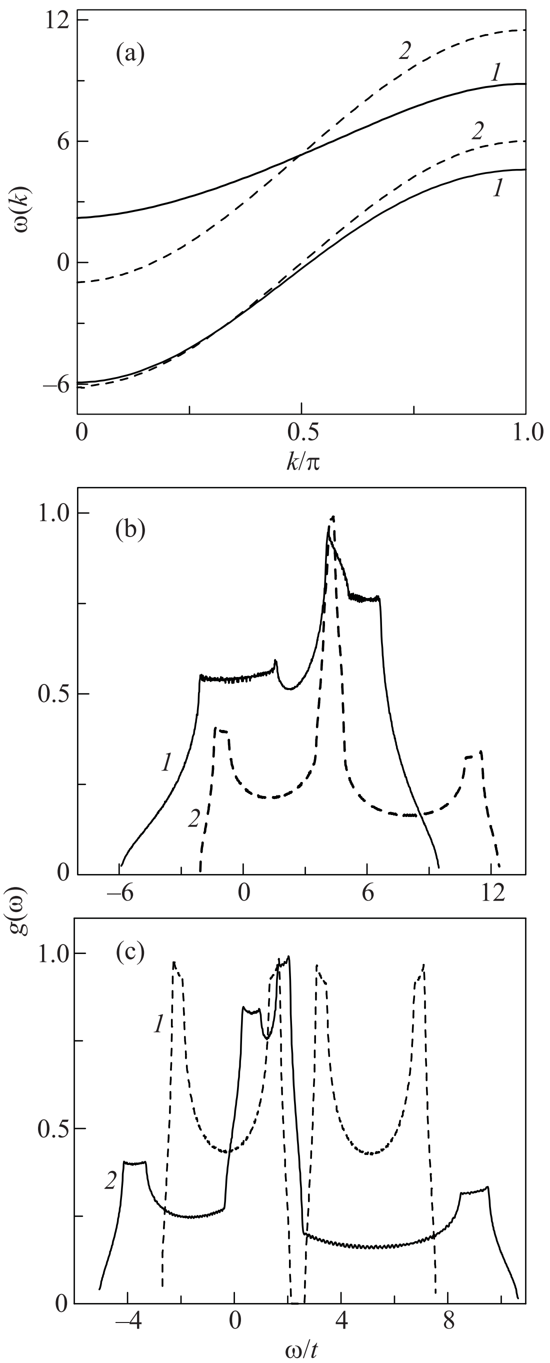

Рис.2. Спектр спин-поляронных возбуждений $w_{[111]}(k)$ при температурах $T/T_c = 1/3$ (сплошная линия), 0.47 (пунктирная линия) с $J/t = 3$, $x = 0.5$ (a). Плотность состояний спин-поляронных возбуждений для $J/t = 3$, $x = 0.5$, $T/T_c = 0.4$, $t_z/t_{xy} = 1$ (*1*), $x = 0.25$, $T/T_c = 0.8$, $t_z/t_{xy} = 0.1$ (*2*) (b); $t_z/t_{xy} = 0.1$, $x = 0.5$, $T/T_c = 0.88$ (*1*), 0.55 (*2*) (c)

Здесь, $b_{\mathbf{k},\sigma}, a_{\mathbf{k},\sigma}$ и $G_{\mathbf{k}}$ – фурье-преобразования соответствующих одноузельных операторов и гриновских функций, $c_{1,2} = \langle S^x_{\mathbf{r}} S^x_{\mathbf{r}+\mathbf{g_{1,2}}} + S^y_{\mathbf{r}} S^y_{\mathbf{r}+\mathbf{g_{1,2}}} \rangle$ – спин-спиновая корреляционная функция по поперечным спиновым компонентам, z_1 и z_2 – число ближайших соседей и следующих за ближайшими соседей. Все энергии отсчитываются от химического потенциала μ. Спектр возбуждений имеет вид

$$\omega_{1,2}(\mathbf{k}) = \\ = \frac{1}{2}\Big[\varepsilon_{\mathbf{k}} + e_{\mathbf{k}} \pm \sqrt{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - e_{\mathbf{k}})^2 + J^2(\frac{1+m}{2} - nm)}\Big]. \quad (3)$$

Химический потенциал вычисляется самосогласованно для заданной концентрации электронов n:

$$n = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} \int d\omega f(\omega) \frac{1}{\pi} \mathrm{Im} G^1, \quad (4)$$

где $f(\omega) = (\exp(\omega/T) + 1)^{-1}$. Суммирование выполняется по первой зоне Бриллюэна по $8 \cdot 10^6$ точкам. В этой работе мы исследуем влияние магнитного порядка на транспортные свойства и поэтому для упрощения задачи магнитную систему рассмотрим в адиабатическом приближении. Разложение свободной энергии дает степенную зависимость для намагниченности $m = m_0\sqrt{1 - T/T_c}$, где m_0 меняется от $m_0 = 3.8\mu_B$ в $\mathrm{LaMnO_3}$ [9] до $m_0 = 2.8\mu_B$ в $\mathrm{CaMnO_3}$ [10]. Величина спин-спиновой корреляционной зависимости по поперечным компонентам спина для $r = 1$ в области фазового перехода составляет порядка $c_{c1} \sim 0.1m_0$, согласно расчетам Монте-Карло для классической модели Гейзенберга [11], и для $r = \sqrt{2}$, $c_{c2} \sim c_{c1}/\sqrt{2}$. Температурная зависимость c_1 и c_2 задавалась степенной функцией $c_{1,2} = c_{c1,2}(T/T_c)^2$ для $T < T_c$ и $c_{1,2} = c_{c1,2}(2 - T/T_c)^2$ для $T > T_c$. Типичные значения обменных интегралов $I_1 \sim 1$ мэВ, $I_2 \sim 0.2$ мэВ [12] на три порядка меньше по сравнению с интегралом перескока и практически не влияют на проводимость. Температура перехода из магнитоупорядоченного состояния в парафазу в манганитах меняется в интервале $150\,\mathrm{K} < T_c < 300\,\mathrm{K}$, и в вычислениях используется нормированная величина $T_c/t = 0.15$. Динамическая проводимость σ и коэффициент термоэдс S вычислялись с использованием формулы Кубо–Гринвуд [13]:

$$\sigma = \frac{e^2}{T} L^{11},$$

$$S = \frac{1}{eT}\frac{L^{12}}{L^{11}},$$

$$L^{11} = T\sum_{\sigma}\sum_{\mathbf{k}} \int d\omega \Big(-\frac{\partial f(\omega)}{\partial \omega}\Big) A^2_{\sigma}(\mathbf{k},\omega), \quad (5)$$

$$L^{12} = T\sum_{\sigma}\sum_{\mathbf{k}} \int d\omega \Big(-\frac{\partial f(\omega)}{\partial \omega}\Big) A^2_{\sigma}(\mathbf{k},\omega)\omega,$$

где $A_\sigma(\mathbf{k},\omega) = -(1/\pi)\mathrm{Im}\, G_\sigma(\mathbf{k},\omega)$ – спектральная функция Грина.

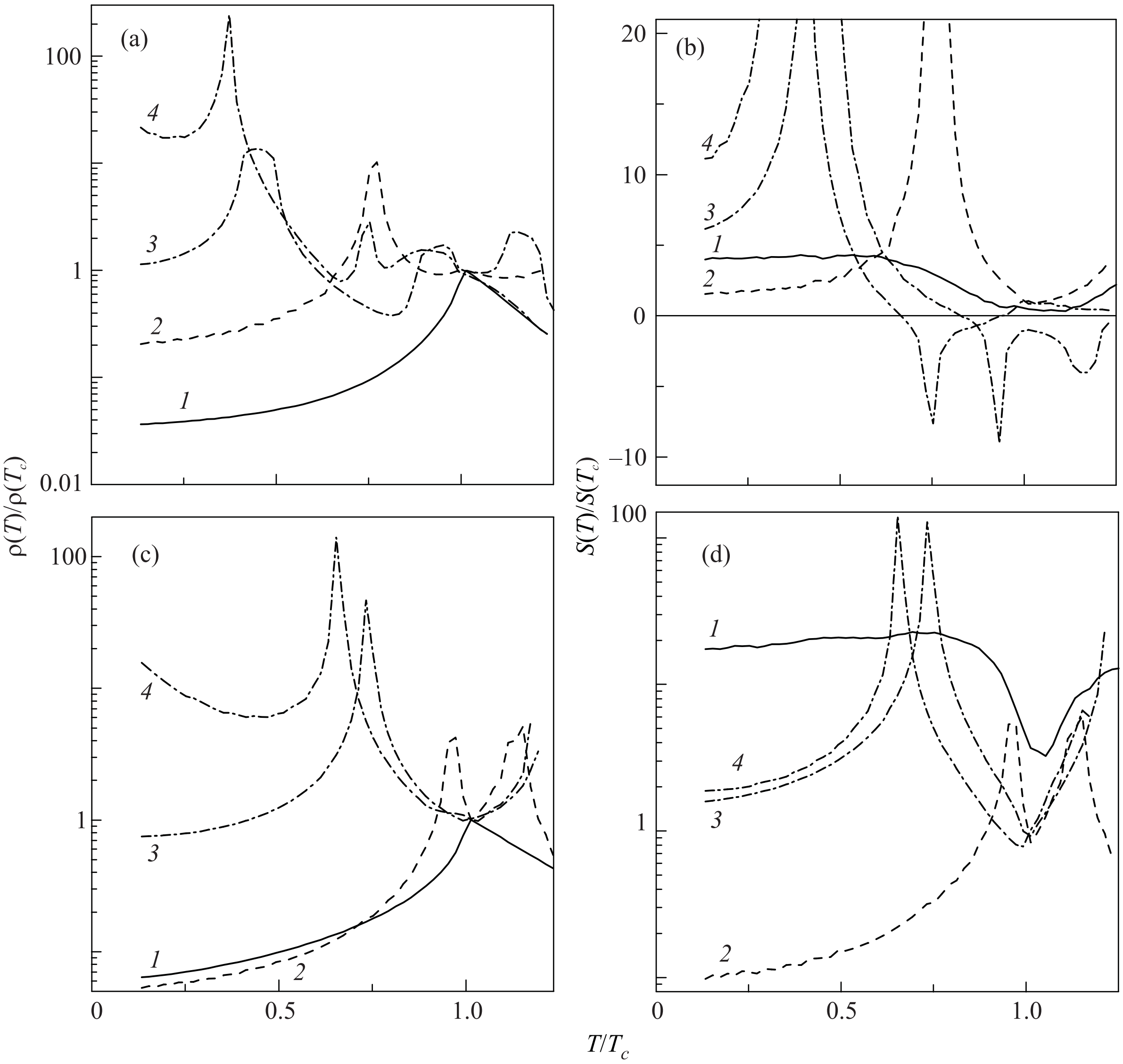

Рис.3. Температурная зависимость сопротивления (a,c) и термоэдс (b,d) в квазидвумерной системе от нормированной температуры с $t_z/t_{xy} = 0.1$, $J/t = 3$ (a,b), 6 (c,d), $x = 0.1$ (*1*), 0.3 (*2*), 0.5 (*3*), 0.65 (*4*)

Согласно расчетам функционала электронной плотности $LDTA + U$, для $LaMnO_3$ [14] величина щели для передачи заряда марганец – кислород составляет $(\varepsilon_p - \varepsilon_d) \sim 3.2$ эВ, а верхний край зоны электронных возбуждений на кислороде лежит ниже уровня химического потенциала на ~ 1 эВ. Прямое перекрытие электронных орбиталей Mn–Mn отсутствует, а интеграл перекрытия волновых функций между ионами Mn и O составляет $t(pd\sigma) = -1.99$ эВ, $t(pd\pi) = 1.1$ эВ и кислород – кислород $t(pp\sigma) = 0.7$ эВ, $t(pp\pi) = -0.16$ эВ [15]. Электронные возбуждения локализованы на ионах марганца вследствие большой величины зарядовой щели и кулоновского взаимодействия, а нестехиометрия способствует формированию дырок в кислородной подсистеме с более высокой подвижностью. Обменное взаимодействие спинов дырок на кислороде со спинами на ионах марганца приводит к расщеплению зоны дырок.

Численный расчет транспортных коэффициентов, согласно (5), приводит к двум основным зависимостям сопротивления от температуры: резкому уменьшению сопротивления при температуре $T^* \le T_c$, $x < x_{c1}$ и к переходу металл – диэлектрик при $T_{MI} < T_c$, $x > x_{c1}$. Соответствующие зависимости $\rho(T)$ приведены на рис.1. Это поведение становится понятным из анализа спектра спин-поляронных возбуждений и плотности состояний $g(\omega)$. В области температуры Кюри две подзоны перекрываются и образуют максимум $g(\omega)$ в области перекрытия.

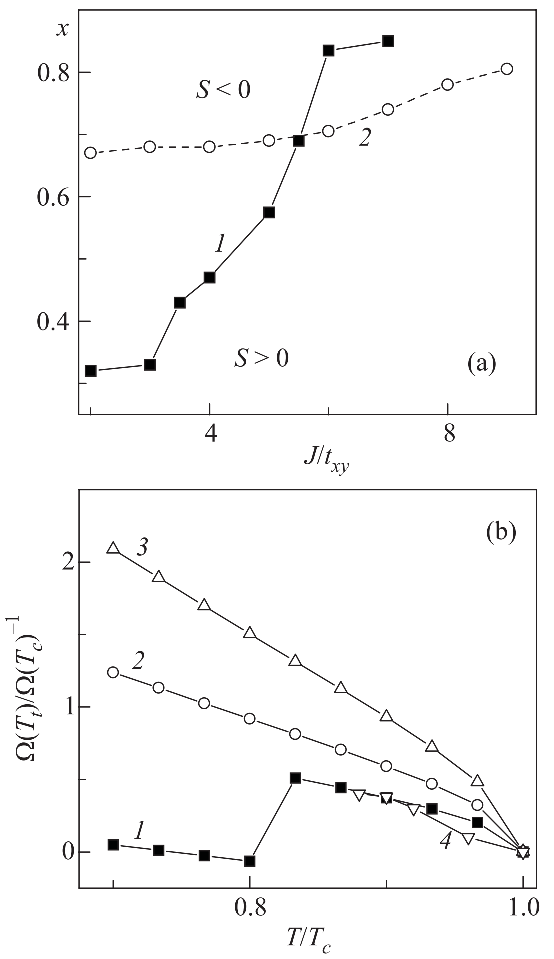

Рис.4. Линии на фазовой диаграмме на плоскости $x - J$ отделяют верхнюю область со сменой знака термоэдс при $T < T_c$ от нижней с $S(T) > 0$ с $t_z/t_{xy} = 0.1$ (*1*) $t_z/t_{xy} = 1$ (*2*) (a). Нормированная величина сдвига верхнего края зоны спин-поляронных возбуждений $W_t(T)/W_t(T_c) - 1$ от нормированной температуры T/T_c для $J/t = 8$, $x = 0.15$ (*1*), 0.25 (*2*), 0.35 (*3*), $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$ (*4*) [20] (b)

Для малых концентраций $x < x_{c1}$ химический потенциал лежит на дне зоны, с понижением температуры зоны расщепляются и уровень химического потенциала попадает в область ван-Хова в нижней зоне. Так как проводимость прямо пропорциональна плотности состояний на уровне химического потенциала $N(0)$, то это приводит к особенности в $\rho(T)$. В области концентраций $x_{c1} < x$ плотность спин-поляронных возбуждений $N(0)$ резко уменьшается при формировании дальнего магнитного порядка, что соответствует полупроводниковому типу проводимости. Температура перехода T_{MI} зависит от величины параметра $s-d$-взаимодействия и степени заполнения зоны, и определяется смещением уровня химического потенциала с верхней подзоны в нижнюю с ростом намагниченности. При этом групповая скорость электронов резко уменьшается, $v_k = \nabla\omega(k)$, и проводимость имеет полупроводниковый характер так как $\sigma \sim v_\mu^2 N(0)^2$ с максимумом $\rho_{max}(T_{MI})$ при температуре, когда уровень химического потенциала точно совпадает с дном верхней подзоны. На рис.2a изображены дисперсионные зависимости в направлении [111] при двух температурах: $T < T_{MI}$ и $T > T_{MI}$. Плотность состояний практически не меняется при этих температурах (рис.2b). Расщепление зоны увеличивается с ростом величины параметра $s-d$-взаимодействия и необходимы более высокие концентрации электронов, чтобы химический потенциал попал в верхнюю зону. Это приведет к увеличению температуры перехода металл – диэлектрик T_{MI}, что наблюдается на рис.1.

Вычисленные температурные зависимости термоэдс находятся в качественном согласии с типом проводимости, а именно, для металлического и полупроводникового типов $\rho(T)$ коэффициент Зеебека соответственно растет и уменьшается с увеличением температуры, как видно из рис.1. В квазидвумерном случае эта взаимосвязь нарушается. На рис.3 приведены зависимости $\rho(T)$ и $S(T)$ для анизотропных параметров перескока $t_z/t_{xy} = 0.1$, характерных для двойных манганитов $LaSr_2Mn_2O_7$ [16]. Величина термоэдс принимает минимальное значение в области перехода в парамагнитное состояние и меняет знак с положительного на отрицательный как по температуре, так и по концентрации при $x_c < x$. Смена знака $S(T)$ вызвана специфическим поведением плотности состояний, изображенной на рис.2, в окрестности химического потенциала. Так, плотность состояний в области энергий, сравнимых с температурой Кюри, отличается в несколько раз для $\omega > 0$ и $\omega < 0$, тогда как в области низких температур при неизменных параметрах x, J плотность состояний $g(\omega)$ практически симметрична относительно химического потенциала в интервале $\Delta\omega \simeq 2T_c$. Допированные манганиты являются полуметаллами, согласно данным фотоэмиссии со спиновым разрешением [17]. Вычисленные зависимости $\rho(T)$ и $S(T)$ качественно объясняют два максимума в температурном поведении термоэдс с минимумом в окрестности температуры Кюри в $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ [18]) и смену знака термоэдс по температуре в $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ при $x = 0.32$ [19]. Область, где термоэдс меняет знак в магнитоупорядоченном состоянии $T < T_c$, сильно зависит от размерности пространства и изображена на фазовой диаграмме $x - J$ на рис.4a.

Проводимость, вычисленная с использованием метода динамического среднего поля в пренебрежении зависимости собственной энергии электрона от квазиимпульса [4], быстро падает при увеличении намагниченности $\rho(m)/\rho(m=0)=1-Cm^2$, и в данном приближении невозможно получить переход металл – диэлектрик по температуре при $T_{MI}<T_c$.

В нашей модели предполагается, что проводимость реализуется по ионам кислорода и верхний край зоны сдвигается в область высоких частот при $T<T_c$, $t_z=t_{xy}$, причем величина сдвига растет с увеличением концентрации, как видно на рис.4. Из спектров диффузионного отражения для $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$ [20] определен край собственного поглощения, соответствующий ширине запрещенной зоны $\sim$ 1 эВ. В области температур от $T_c=155$ K до 140 K край собственного поглощения смещается на гигантскую величину $\sim$ 0.4 эВ [20]. На рис.4 представлены теоретические и экспериментальные результаты, которые удовлетворительно согласуются между собой. Как отмечают авторы [20], красный сдвиг ширины запрещенной зоны связан со сдвигом верха валентной зоны и исключает механизм электрон-фононного взаимодействия из-за его малости, так как изотопический эффект в ней мал [21].

Применение нашей спин-поляронной модели к описанию транспортных свойств манганитов ограничивается металлическими соединениями, имеющими дальний или ближний ферромагнитный порядок в окрестности температуры Кюри. В рамках этой модели не удается получить температурную зависимость сопротивления в неферромагнитных легированных манганитах. Температурная и магнитополевая зависимости сопротивления в этих соединениях описываются в модели неоднородного состояния [22], когда сам ферромагнитный полярон запиннингован на примесном центре или очень медленно двигается в диэлектрической матрице. При этом основной вклад в транспорт дает перескок электрона из одного неподвижного феррона в соседний феррон. Сопротивление в фазово-расслоенной области ведет себя по моттовскому закону $\rho(T)\sim T\exp\left(A/2k_BT\right)$, где величина энергетического барьера $A\sim e^2/\varepsilon_0R_f$ зависит от размера феррона R_f. Использование нашей модели возможно в области концентраций $0.18<x<0.5$ в $La_{1-x}A_xMnO_3$, A = Ca, Sr [23], в $0.2<x<1$ для $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ [16] и в других ферромагнитных соединениях, имеющих температурный переходом металл – диэлектрик.

Итак, в области больших концентраций взаимодействие свободных носителей заряда с локализованными спинами приводит к максимуму сопротивления ниже температуры Кюри. Наблюдаемый максимум в $\rho(T)$ в манганитах с ФМ упорядочением также хорошо объясняется в модели спинового полярона, как и для меньших концентраций. Смена знака коэффициента Зеебека как по температуре, так и по концентрации также укладывается в модель спин-поляронных возбуждений, без привлечения фононного механизма и фазового расслоения. Расщепление и сдвиг спин-поляронной зоны удовлетворительно коррелирует со сдвигом верха валентной зоны, найденным при диффузионном отражении в манганитах.

1. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996).
2. Л. Р. Горьков, УФН **168**, 666 (1998); М. Ю. Каган, К. Л. Кугель, УФН **171**, 577 (2001).
3. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, УФН **171**, 121 (2001).
4. N. Furukawa and K. Hirota, Physica **B241–243**, 780 (1997).
5. H. Wakai, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 1627 (2001).
6. S. Chatterjee, P. H. Chou, C. F. Chang and et al., Phys. Rev. **B61**, 6106 (2000).
7. D. D. Sarma, O. Rader, T. Kachel et al., Phys. Rev. **B49**, 14238 (1994).
8. А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов, А. В. Михенков, Письма в ЖЭТФ **74**, 362 (2001).
9. M. B. Salamon and M. Jaime, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
10. W. E. Pickett, and D. J. Singh Phys. Rev. **B53**, 1146 (1996).
11. С. С. Аплеснин, ФММ **63**, 190 (1987).
12. D. Feinberg, P. Germain, M. Grilli, and G. Seibold, Phys. Rev. **B57**, R5583 (1998).
13. K. Nagai, T. Momoi, and K. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 1837 (2000).
14. A. Chainani, M. Mathew, and D. D. Sarma, Phys. Rev. **B47**, 15397 (1993).
15. P. Mahadevan, N. Shanthi, and D. D. Sarma, Phys. Rev. **B54**, 11199 (2001).
16. Y. Liu, L. Sheng, D. Y. Xing, and J. Dong, J. Phys.: Codens. Matter **10**, 9747 (1998).
17. В. Ю. Ирхин, М. И. Канцельсон, УФН **164**, 705 (1994).
18. J. S. Zhou, J. B. Goodenough, and J. F. Mitchell, Phys. Rev. **B58**, R579 (1998).
19. A. Asamitsu, Y. Moritomo, and Y. Tokura, Phys. Rev. **B53**, R2952 (1996); K. M. Kojima, Y. Fudamoto, M. Larkin et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1787 (1997).
20. Р. В. Демин, Л. И. Королева, А. М. Балбашов, Письма в ЖЭТФ **70**, 303 (1999).
21. G. M. Zhao, K. Conder et al., Nature, **381**, 676 (1996).
22. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, Ya. M. Blanter, and M. Yu. Kagan, Phys. Rev. **B63**, 174424 (2001); К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков и др., ЖЭТФ **125**, 648 (2004).
23. J. Hemberger, A. Krimmel, T. Kurz et al., Phys. Rev. **B66**, 094410 (2002).