

PACS: 71.27.+a, 71.38.+1, 75.50.Cc

А.И. Дьяченко, В.А. Бойченко, В.Ю. Таренков

ОТРАЖЕНИЕ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ТУННЕЛЬНОМ СПЕКТРЕ КОНТАКТОВ С МАНГАНИТАМИ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2010 года

Методом туннельной спектроскопии исследована плотность электронных состояний манганита $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ (LCMO). Показано, что туннельный спектр содержит два вклада – когерентный и некогерентный. Такое разделение спектра характерно для сильнокоррелированных металлических систем. Когерентная часть спектра отвечает за проводимость манганита при низких температурах, а некогерентная – отражается в оптической проводимости $\sigma(\nu)$. С увеличением температуры когерентная часть спектра подавляется, что приводит к аномалии в температурной зависимости $\sigma(\nu)$.

Ключевые слова: туннельный спектр, наномасштабные флуктуации, оптическая проводимость

Проявление псевдощели в электронном спектре манганита LCMO [1] означает, что эти манганиты относятся к сильнокоррелированным системам, исследование которых вызывает в последнее время повышенный интерес [2]. Общим их свойством является тенденция к разделению фаз, причем в манганитах оно происходит на уровне нанометров [3,4]. Наномасштабные флуктуации состояний, наблюдаемые методом Монте-Карло [4], ответственны за появление в электронном спектре манганита псевдощели. Расчеты методом кластерного динамического среднего поля (CDMFT) [5] демонстрируют не только псевдощель в когерентной части электронного спектра, но и широкий, расположенный дальше от уровня Ферми некогерентный фон.

В настоящей работе показано, что эти особенности электронного спектра отражаются в туннельной плотности состояний манганитов LCMO. Данный результат означает, что псевдощель в этих манганитах, а также их уникальные динамические характеристики являются следствием флуктуирующего наномасштабного разделения фаз, характерного для сильнокоррелированных систем.

Туннельные контакты Ag-I-LCMO pripravляли на микрокристалле $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ ($T_C \approx 265$ K) методом прижимного контакта [6]. Отбирали

контакты с большой асимметрией вольт-амперных характеристик (ВАХ), что типично для контактов с туннельной проводимостью [7]. Аппроксимация формы ВАХ стандартными выражениями теории туннелирования [7] показала, что высота потенциального барьера в контактах составляла $U = 1.5\text{--}2\text{ eV}$, а толщина барьера $\leq 10\text{ \AA}$. Барьеры столь малой толщины характерны для туннельных контактов с инжектором из благородного металла. Контакты не показывали гистерезисных явлений при записи ВАХ, что означает соблюдение стехиометрии состава по кислороду в непосредственной окрестности туннельного барьера [8]. Контакты также не демонстрировали туннельный магниторезистивный эффект в магнитных полях $H \sim 1\text{ kOe}$, что исключает магнитную неоднородность интерфейса [9]. Измерения проводили четырёхзондовым методом на комплексе PPMS.

Основной результат эксперимента приведен на рис. 1, где представлена часть туннельного спектра $dI/dV \propto N(E)$ контакта Ag-I-LCMO в интервале энергий $E = eV$, соответствующих e_g -зоне манганита LCMO [1,10] (температура $T = 4.5\text{ K}$). На левой вставке рис. 1 показана третья производная туннельного тока, которая отражает особенности, характеризующие детали спектра LCMO как сильнокоррелированной системы (показаны стрелками). Ближе к уровню Ферми ($V = 0$) располагается когерентная часть спектра, имеющая пики в плотности состояний при $V \approx \pm 130\text{ mV}$. В окрестности уровня Ферми когерентная часть спектра имеет псевдощель. На концах спектра при $V \approx 360\text{ mV}$ наблюдаются особенности, обусловленные некогерентной частью электронного спектра сильнокоррелированной системы. Для нее псевдощель существенно больше (и глубже [4,5]).

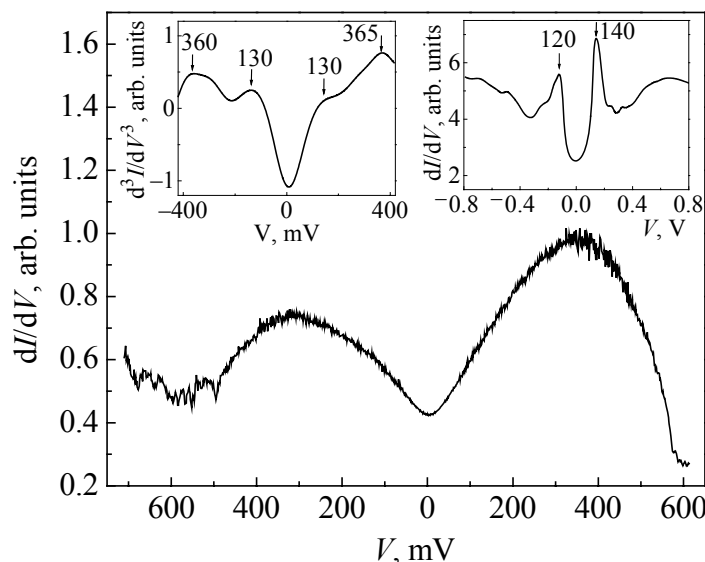


Рис. 1. Проводимость туннельного контакта Ag-I-LCMO в области e_g -зоны. Значениям $V > 0$ соответствуют занятые e_g -состояния. На вставке слева – третья производная туннельной проводимости d^3I/dV^3 , справа – отражение квазичастичной зоны в проводимости СТМ [3]. Цифры над стрелками обозначают напряжения в милливольтгах

В проводимости dI/dV сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) когерентная часть спектра LСМО наблюдалась в работе [3], причем пики в спектре отмечены при 130 ± 10 mV (правая вставка на рис. 1), что хорошо согласуется с нашими данными (левая вставка). Расчет [4] показывает, что с повышением температуры когерентная часть электронного спектра манганита должна размываться и полностью исчезать при температуре $T > T_C$. В результате псевдощель в когерентном спектре трансформируется в существенно большую псевдощель, характеризующую манганит в «диэлектрическом» состоянии при $T > T_C$ [4]. Это согласуется с экспериментом [3] и нашими результатами. В работе [3] «диэлектрическая» псевдощель (наблюдаемая при $T > T_C$) равна 300 ± 70 meV, что соответствует положению пиков в некогерентной части туннельного спектра $N(E)$ при температуре $T = 4.5$ К (левая вставка на рис. 1).

Таким образом, если когерентная часть электронного спектра $N(\omega)$ манганитов подавляется с ростом температуры, то некогерентный спектр изменяется существенно слабее. Причина в том, что когерентная динамика носителей в манганитах сильно подавляется процессами неупругого рассеяния электронов на низкочастотных фононах ($\hbar\omega \approx 7$ meV) и магнонах ($\hbar\omega \sim 20$ meV) [10,11]. При низких температурах преобладает фононный механизм, а при высоких – механизм рассеяния на магнонах. Аналогичная ситуация наблюдается и в плотности электронных состояний $N(E)$. Туннельный эксперимент [11] показал, что благодаря неупругим процессам когерентная динамика носителей сохраняется только до температур $T < T_0$, где T_0 существенно ниже температуры Кюри. При $T > T_0$ температурная зависимость сопротивления туннельного контакта приобретает активационный характер: $R(T) \propto \exp(E_a/kT)$. Здесь E_a – энергия активации динамики поляронов малого радиуса, совпадающая с энергией активации динамики носителей в объеме манганита при $T > T_C$.

Подавление когерентной части электронного спектра в плотности состояний $N(E)$ манганитов при повышении температуры позволяет объяснить наблюдаемый [12] сдвиг с температурой максимума (или порога) в оптической проводимости $\sigma(\nu)$ LСМО (вставка на рис. 2). Действительно, если в манганите LСМО как в сильнокоррелированной системе в спектре возбуждений выделяются когерентная и некогерентная части [2,5], то в оптической проводимости (при низких температурах) должны наблюдаться четыре области характерных частот (без учета фононных и магнонных особенностей в спектре). При низких частотах ν благодаря динамике квазичастиц на уровне Ферми в спектре появится пик Друде, характерный для металлических систем. В манганитах этот пик существенно подавлен, так как значительная часть спектрального веса перераспределяется по широкой энергетической области [10,12]. В области средних ($\sim 10^3$ cm⁻¹) частот становятся возможными переходы электронов между заполненными и незаполненными состояниями когерентной части спектра, расщепленной наличием псевдощели

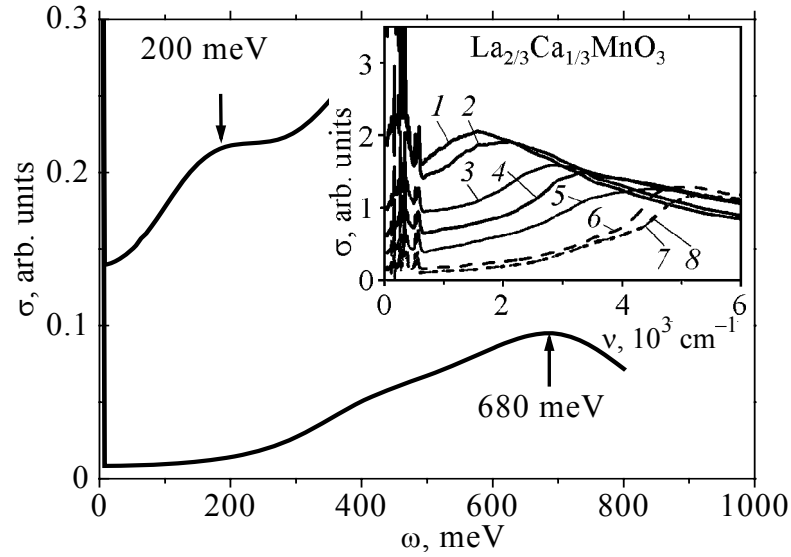


Рис. 2. Оптическая проводимость $\sigma(\nu)$ манганита, вычисленная по формуле (1), для $T \ll T_C$ (верхняя кривая) и $T > T_C$ (нижняя кривая). На вставке: зависимость $\sigma(\omega)$, измеренная в работе [12] при различных температурах T , К: 1 – 6, 2 – 100, 3 – 160, 4 – 200, 5 – 230, 6 – 240, 7 – 250, 8 – 295. Масштаб $1 \text{ meV} = 8 \text{ cm}^{-1}$; $T_C = 243 \text{ K}$

(см. правую вставку на рис. 1). При более высоких частотах возникают переходы электронов между заполненными состояниями некогерентной части спектра и свободными состояниями его когерентной части. Еще выше размещается широкий пик, возникающий благодаря переходу электронов между двумя некогерентными зонами. С повышением температуры спектр оптической проводимости в манганитах существенно деформируется.

На рис. 2 приведен расчет оптического спектра манганита в приближении [2]:

$$\sigma(\omega) \propto \int d\omega' N(\omega') N(\omega' + \omega) [f(\omega') - f(\omega' + \omega)] / \omega, \quad (1)$$

который качественно отражает температурную зависимость оптической проводимости манганита LCMO. Предполагается, что коррелированный характер системы приводит к снятию жестких правил отбора по квазиволновому вектору. Когерентную и некогерентную части спектра $N(\omega)$ аппроксимировали четырьмя лоренцианами с пиками при энергиях, обозначенных стрелками на левой вставке рис. 1. Амплитуду лоренцианов и их полуширину $\Gamma \sim 100 \text{ meV}$ подбирали под оптимальное согласование модельной $N(E)$ с экспериментальной туннельной проводимостью dI/dV (см. рис. 1). На рис. 2 приведен результат расчета (1) для низкой ($T \ll T_C$) и высокой ($T > T_C$) температур. При низких температурах первый максимум в оптической проводимости наблюдается в области частот $\nu_1 \approx 200 \text{ meV} = 1600 \text{ cm}^{-1}$. При $T > T_C$, когда когерентная часть спектра полностью подавлена, порог в $\sigma(\nu)$ наблюдается при $\nu_2 \approx 680 \text{ meV} = 5.4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Полученные значения $\nu_1 = 1600 \text{ cm}^{-1}$ и $\nu_2 = 5.4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 2) хорошо согласуются с особенностями в экспериментальной оптической проводимости $\sigma(\nu)$ [12] при $T = 6 \text{ K}$ и $T = 295 \text{ K}$ (вставка на рис. 2).

Таким образом, аномальное изменение оптической проводимости $\sigma(\nu)$ манганитов LCMO с ростом температуры, наблюдаемое в работе [12], объясняется существованием в плотности электронных состояний $N(\omega)$ когерентной и некогерентной частей, а также наличием псевдощели. При низких температурах в $\sigma(\nu)$ преобладает вклад переходов между занятыми и свободными когерентными состояниями, расщепленными псевдощелью, а с повышением температуры начинают преобладать переходы между некогерентными состояниями. В результате наблюдается сдвиг «плеча» в оптической проводимости манганита LCMO с повышением температуры [12]. Отметим, что для манганита $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (LSMO) отмечен существенно меньший «сдвиг плеча» в $\sigma(\nu)$, чем в LCMO [12]. Авторы [12] предполагают, что в LCMO реализуется динамика поляронов малого радиуса, тогда как в LSMO кинетика определяется поляронами большого радиуса. Поляронам малого радиуса соответствует локализация носителей в масштабе элементарной ячейки кристалла, соответственно для систем типа LCMO эффекты электронных корреляций значительные. Волновая функция поляронов большого радиуса (LSMO) размазана по существенно большей площади. Поэтому если манганит LCMO с полным основанием можно отнести к сильнокоррелированной системе, то эффекты электронных корреляций в манганите LSMO намного слабее.

1. В.А. Бойченко, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, В.Ю. Таренков, ФТВД **16**, № 4, 115 (2006).
2. Ю.А. Изюмов, В.И. Анисимов, Электронная структура соединений с сильными корреляциями, Москва–Ижевск (2008).
3. S. Seiro, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, E. Koller, O. Kuffer, and Ø. Fischer, Phys. Rev. **B77**, 020407 (2008).
4. Rong Yu, S. Dong, C. Şen, G. Alvarez, E. Dagotto, cond. mat/0802.3382 (2008).
5. B. Kyung, S.S. Kancharla, D. Senechal, A.-M.S. Tremblay, M. Civelli, G. Kotliar, Phys. Rev. **B73**, 165114 (2006).
6. А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко, ФТТ **48**, 407 (2006).
7. Е.Л. Вольф, Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наукова думка, Киев (1990).
8. А.И. Дьяченко, Д.И. Бойченко, В.Ю. Таренков, ФТВД **18**, № 1, 25 (2008).
9. В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, ЖЭТФ **93**, 180 (2001).
10. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
11. Д.И. Бойченко, В.А. Бойченко, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, ФТВД **16**, № 3, 76 (2006).
12. Ch. Hartinger, F. Mayr, J. Deisenhofer, A. Loidl, T. Kopp, Phys. Rev. **B69**, 100403 (2004).

О.І. Д'яченко, В.О. Бойченко, В.Ю. Таренков

ВІДБИТТЯ СИЛЬНИХ ЕЛЕКТРОННИХ КОРЕЛЯЦІЙ В ТУНЕЛЬНОМУ СПЕКТРІ КОНТАКТІВ З МАНГАНІТАМИ

Методом тунельної спектроскопії досліджено щільність електронних станів манганіту $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (LCMO). Показано, що тунельний спектр містить дві складові – когерентну і некогерентну. Такий розподіл спектру є характерним для сильнокорельованих металічних систем. Когерентна частина спектру відповідає за провідність манганіту при низьких температурах, а некогерентна – відтворюється в оптичній провідності $\sigma(\nu)$. З ростом температури когерентна частина спектру зменшується, що призводить до аномалії в температурній залежності $\sigma(\nu)$.

Ключові слова: тунельний спектр, наномасштабні флуктуації, оптична провідність

A.I. D'yachenko, V.A. Boychenko, V.Yu. Tarenkov

REFLECTION OF STRONG ELECTRON CORRELATIONS IN TUNNEL SPECTRUM OF JUNCTIONS WITH MANGANITES

The density of electron states of manganite $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (LCMO) has been studied by the tunnel spectroscopy method. The tunnel spectrum is shown to contain two contributions – coherent and incoherent ones. Such separation of the spectrum is typical of strongly correlated metallic systems. The coherent part of the spectrum stands for manganite low-temperature conductivity, the incoherent one is displayed in optical conductivity $\sigma(\nu)$. The coherent part of the spectrum becomes suppressed under temperature increase resulting in the anomaly of $\sigma(\nu)$ temperature dependence.

Keywords: manganite, tunnel spectrum, nanoscale fluctuations, optical conductivity

Fig. 1. Conductivity of tunnel junction Ag–I–LCMO in the region of e_g -band. For $V > 0$ the e_g -states are occupied. The insert to the left – the third-order derivative of tunnel conductivity d^3I/dV^3 , to the right – reflection of quasi-particle band in STM conductivity [3]. Numerals above the arrows denote voltages in millivolts

Fig. 2. Optical conductivity $\sigma(\nu)$ of manganite calculated by formula (1) for $T \ll T_C$ (upper curve) and $T > T_C$ (lower curve). In the insert – dependence of $\sigma(\omega)$ measured in [12], for different temperatures T , K: 1 – 6, 2 – 100, 3 – 160, 4 – 200, 5 – 230, 6 – 240, 7 – 250, 8 – 295. The scale $1 \text{ meV} = 8 \text{ cm}^{-1}$; $T_C = 243 \text{ K}$