

ПОЛЯРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРОВОДИМОСТИ В  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ 

С.В.Варюхин, О.Е.Парфенов

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 ноября 1993 г.

Исследована температурная зависимость проводимости на переменном токе в области низких частот  $\sigma = \sigma_0 + \sigma(\omega)$  образца  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ . Обнаружена аномальная температурная зависимость члена  $\sigma(\omega)$  в области низких температур. Показано, что обнаруженная особенность обусловлена поляронным механизмом проводимости.

Открытие сверхпроводимости в металлоксидах поставило ряд вопросов, касающихся механизмов образования металлического состояния в соединениях, основной характерной особенностью которых по сравнению с традиционными металлами и полупроводниками является преимущественно ионный тип связи. Большая степень локализации зарядов, в том числе примесных носителей, приводит к ослаблению экранирования кулоновского взаимодействия в таких системах по сравнению с системами с ковалентными связями. Вследствие этого локальное кулоновское возмущение вызывает значительную деформацию ближайшего окружения и образование поляронных состояний [1]. Это обстоятельство легло в основу моделей, которые рассматривают образование (би)поляронных состояний, как один из возможных механизмов, ответственных за явление высокотемпературной сверхпроводимости в металлоксидах [2-7]. Исследование характеристик поляронов в металлическом состоянии затруднено перенормировкой изначальных состояний вследствие большой концентрации носителей. Однако в диэлектрической фазе формирование поляронных состояний существенно влияет на характер проводимости при низких температурах. В области, где транспорт осуществляется посредством прыжков носителей между локализованными состояниями, проводимость на переменном токе

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma(\omega) = \sigma_0 + A\omega^s, \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$  – измерительная частота, фактор  $s \leq 1$  [1]. Различные механизмы проводимости приводят к различным видам зависимости члена  $\sigma(\omega) = A\omega^s$  [8,9]. В случае формирования поляронных состояний для фактора  $s$  наблюдается аномальная температурная зависимость [8]. Целью данной работы является измерение температурных зависимостей проводимости на переменном токе для различных измерительных частот, выделение члена  $\sigma(\omega) = A\omega^s$  и анализ результатов по измерению  $s(T)$  в рамках существующих теорий.

В данной работе исследовано соединение  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , которое является одним из немногих исключений из ряда систем 1-2-3 на основе других лантаноидов, так как не получено до сих пор не только в сверхпроводящем, но и в металлическом состоянии. Причиной тому, как показано в [10], является сильная локализация носителей. Именно это обстоятельство выделяет  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , как соединение, в котором поляронные эффекты должны проявляться наиболее отчетливо. Для исследований был изготовлен поликристаллический образец с

концентрацией кислорода, близкой к максимально достижимой  $y = 6,9$ . Измерения проводимости проведены в области частот  $0,3 \leq f \leq 100$  кГц в интервале температур  $1,1 < T < 85$  К. Технология приготовления соединения, изготовления образца для измерений и техника эксперимента описаны в [10,11].

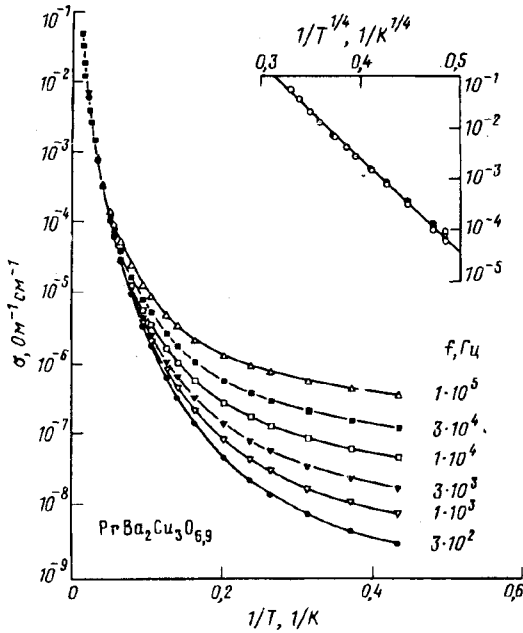


Рис.1. Температурные зависимости проводимости  $\sigma$  для шести измерительных частот в интервале от 300 Гц до 100 кГц. На вставке представлен участок зависимости  $\sigma(T)$ , где отсутствует зависимость от измерительной частоты, в координатах  $\log(\sigma)$  от  $1/T^{1/4}$

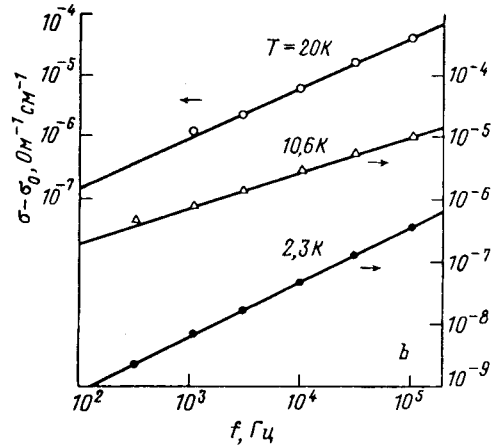
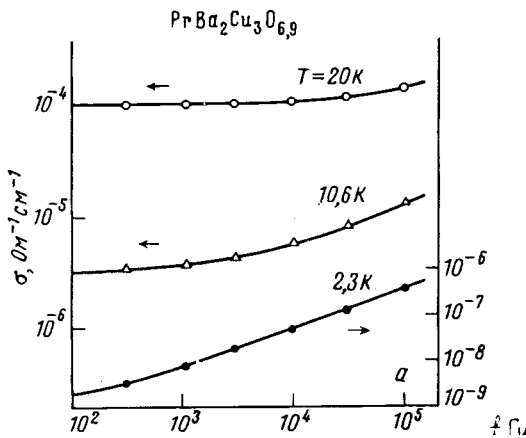


Рис.2. Частотные зависимости проводимости  $\sigma$  (а) и  $\sigma(\omega) = \sigma - \sigma_0$  (б) для трех температур. Кривые на (а) проведены согласно соотношению (1)

На рис.1 представлены результаты измерения температурной зависимости проводимости  $\sigma$  для шести измерительных частот. Видно, что в области температур  $T > 20$  К частотная зависимость практически отсутствует, а вид

зависимости близок к закону  $\sigma \propto \exp(-(\Delta/T)^{1/4})$  (вставка на рис.1), что свидетельствует о прыжковом характере проводимости, который приводит к значительной частотной зависимости в области более низких температур (рис.1). Частотная зависимость  $\sigma$  для различных температур показана на рис.2а. Кривые проведены согласно соотношению (1), которое выполняется во всем исследованном интервале частот. На рис.2б представлены частотные зависимости члена  $\sigma(\omega) = \sigma - \sigma_0 = A\omega^s$ . Видно, что показатель  $s$  (наклон прямых) зависит от температуры немонотонным образом. Монотонное уменьшение фактора  $s$  при увеличении температуры наблюдалось ранее для  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$  [12]. Вся зависимость  $s(T)$  для  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  представлена на рис.3. Наблюдаемая особенность зависимости  $s(T)$  – температурный минимум описывается в рамках модели, предполагающей туннелирование поляронов большого радиуса, для которых оказывается существенным перекрытие областей решеточного искажения [8]. При этом высота эффективного барьера  $W$  зависит от расстояния  $R$ , на которое должен быть перенесен электрон:

$$W = W_p(1 - r_p/R), \quad (2)$$

где энергия полярона

$$W_p = e^2/4\epsilon_p r_p, \quad (3)$$

$r_p$  – радиус полярона, эффективная диэлектрическая постоянная  $\epsilon_p^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$ ,  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_0$  – оптическая и статическая диэлектрические проницаемости. Температурная зависимость фактора  $s$  описывается соотношениями [8]:

$$P^2 + [W_p/kT + \ln(\omega\tau_0)]P - W_p r'_p/kT = 0, \quad (4)$$

$$(1 - s)P = \frac{4 + 6(W_p r'_p/P^2 kT)}{[1 + (W_p r'_p/P^2 kT)]^2}, \quad (5)$$

где  $P = 2\alpha R_\omega$ ,  $r'_p = 2\alpha r_p$ ,  $R_\omega$  – характерная длина прыжка при данной температуре,  $\alpha$  – параметр характеризующий протяженность электронной волновой функции локализованного состояния,  $\tau_0^{-1}$  – характерная частота оптических фононов. Соотношения (4) и (5) описывают серию зависимостей  $s(T)$  с минимумом, основными параметрами которых являются  $r'_p$  и  $W_p$ , которые определяют соответственно значение  $s(T)$  в минимуме и его положение по температуре. На рис.3 проведена кривая согласно соотношениям (4) и (5) со значениями параметров  $\ln(\omega\tau_0) = -18$ , что соответствует  $\tau_0 \simeq 10^{-13}$  с для используемых измерительных частот,  $r'_p = 1,75$ ,  $W_p = 150$  К. Отклонение экспериментальных точек от кривой, наблюдаемое при  $T > 15$  К, обусловлено, по-видимому, тем, что при достаточно высоких температурах дипольное приближение, описывающее переход частицы между двумя изолированными центрами, в рамках которого получены выражения (4) и (5), строго не выполняется. Начинают оказывать существенное влияние переходы между тремя и более узлами. Увеличение вероятности движения частиц вдоль цепочек узлов приводит к росту члена  $\sigma_0$  в (1), описывающего проводимость на постоянном токе. Это видно из рис.2а, где  $\sigma_0 \ll \sigma(\omega)$  при  $T = 2, 3$  К, а при  $T = 20$  К наблюдается обратная ситуация:  $\sigma_0 \gg \sigma(\omega)$  и полная проводимость  $\sigma \simeq \sigma_0$ . Поэтому подбор параметров при аппроксимации осуществлялся по принципу максимального соответствия в области низких температур (рис.3). Используя полученную величину  $W_p$

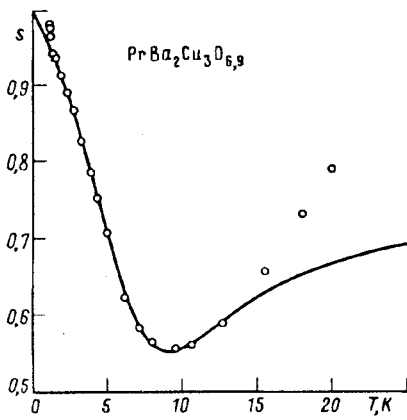


Рис.3. Температурная зависимость фактора  $s$ . Кривая проведена согласно соотношениям (4) и (5) со значениями параметров  $\ln(\omega\tau_0) = -18$ ,  $\tau'_0 = 1,75$ ,  $W_p = 150$  К

из выражения (3), можно оценить радиус полярона  $r_p$ . Для  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  при  $y = 6, 9$ , используя  $\epsilon_\infty \cong 2$  [13],  $\epsilon_0 \cong 25$  [10], получаем  $r_p = 125\text{\AA}$ .

Полученную большую величину  $r_p$  нельзя, по-видимому, рассматривать как характеристику отдельного полярона, образующегося при внесении заряда в матрицу  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ . Во-первых, предлагаемая для объяснения особенности  $s(T)$  модель [8] соответствует изотропному случаю, в то время как системы 1-2-3 имеют ярко выраженный двумерный характер проводимости, обусловленный наличием проводящих плоскостей  $\text{CuO}_2$ . Во-вторых, большая концентрация носителей  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  [11] должна приводить к сильному перекрытию областей решеточного искажения и, как следствие, перенормировке соотношения (2), полученного для двух достаточно удаленных состояний, между которыми осуществляется перенос электрона.

Авторы выражают благодарность Г.Н.Чубчеву за помощь в обработке результатов эксперимента. Работа выполнена в рамках проекта №90347 Государственной программы по ВТСП.

1. Н.Мотт, Э.Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982.
2. D.Emin, Phys. Rev. B45, 5525 (1992).
3. N.F.Mott and A.S.Alexandrov, Supercond. Sci. Technol. 6, 215 (1993).
4. J.Ranninger, Z. Phys. B84, 167 (1991).
5. R.C.Baetzold, Phys. Rev. B42, 56 (1990).
6. S.Robaszekiewicz, R.Micnas, and J.Ranninger, Phys. Rev. B36, 180 (1987).
7. G.Verbist, F.M.Peeters, and J.T.Deureese, Phys. Rev. B43, 2712, (1991).
8. A.R.Long, Adv. Phys. 31, 553 (1982).
9. S.R.Elliott, Adv. Phys. 36, 135 (1987).
10. С.В.Варюхин, О.Е.Парфенов, Письма в ЖЭТФ 58, 98 (1993).
11. О.Е.Парфенов and А.А.Коновалов, Physica C202, 385 (1992).
12. C.Y.Chen, R.J.Birgeneau, M.A.Kastner et al., Phys. Rev. B43, 392 (1991).
13. J.Kircher, M.Cardona, S.Gopalan et al., Phys. Rev. B44, 2410, (1991).