

## ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ И СТАТИЧЕСКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ПРИ МЕТАМАГНИТНОМ ПЕРЕХОДЕ

*С.В.Варюхин, А.А.Захаров, А.В.Свищев*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"*

*123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 октября 1992 г.

Обнаружено, что метамагнитный переход (МП) в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , приводящий к скачку проводимости на переменном токе  $\sigma = \sigma_0 + \sigma(\omega)$ , оказывает существенно различное влияние на величины  $\sigma_0$  и  $\sigma(\omega)$ . Обсуждается поведение статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon_0$  при МП и предполагается, что наблюдаемые изменения величин  $\sigma_0$ ,  $\sigma(\omega)$ ,  $\epsilon_0$  могут быть связаны с изменением радиуса локализации примесей.

Отличительной особенностью соединения  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  является сильная корреляция магнитных и транспортных свойств в области прыжковой проводимости, что проявляется в аномально большом скачке сопротивления при метамагнитном переходе (МП) <sup>1</sup>. Теория <sup>2</sup> объясняет этот эффект изменением проекции спина локализованных состояний при МП. В работе <sup>1</sup> обсуждается возможность объяснить наблюдаемый скачок изменением эффективного радиуса локализации примесных состояний  $a_B^*$ . Ответ на вопрос о применимости того или иного подхода для описания аномалий кинетических характеристик при МП можно получить при измерении проводимости на переменном токе  $\sigma$  и статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  в магнитном поле. В области прыжковой проводимости <sup>3</sup>:

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

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon(\omega) = \epsilon_0 + A\omega^{s-1} \text{tg}(s\pi/2), \quad (2)$$

где  $\sigma_0$  – проводимость на постоянном токе,  $A$  – константа,  $s \leq 1$ ,  $\omega = 2\pi f$  – измерительная частота,  $\epsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость, обусловленная поляризуемостью решетки и локализованных примесных состояний. Согласно <sup>4</sup> члены  $\sigma_0$  и  $\sigma(\omega)$  имеют различную зависимость от  $a_B^*$  и в случае его изменения при МП должны меняться по-разному. При этом, скачок должен испытывать и величина  $\epsilon_0$ . В данной работе проведено разделение вкладов в  $\sigma$  и  $\epsilon$  и исследовано влияние МП на величины  $\sigma_0$ ,  $\sigma(\omega)$ ,  $\epsilon_0$ .

Проведено измерение емкости  $C$  и проводимости  $G$  монокристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  в интервале частот  $300 < f < 10^5$  Гц при температуре  $T = 4,2$  К в магнитных полях до 80 кЭ. Исследуемый образец представлял собой пластину с характерными размерами  $3 \times 3 \times 0,5$  мм, на которую с двух сторон нанесены магнетронным распылением пленки меди толщиной  $\approx 0,2$  мкм. Измерялись  $C$  и  $G$  полученного плоского конденсатора при помощи схемы, позволяющей исключить влияние емкости подводных кабелей. Величины удельной проводимости  $\sigma$  и диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  вычислялись из соотношений  $\sigma = Gd/S$  и  $\epsilon = Cd/S\epsilon_v$ , где  $S$  и  $d$  – площадь обкладок и толщина пластины, соответственно,  $\epsilon_v$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Пластина была вырезана из монокристаллического блока так, что тетрагональная ось

с параллельна плоскостям пластины. В этой геометрии электрическое поле параллельно плоскостям  $\text{CuO}_2$  в кристалле. При измерениях магнитное поле  $H \parallel c$ . Температура Нееля исследованного кристалла составляла  $T_N \approx 250 \text{ K}$  по данным магнитной восприимчивости.

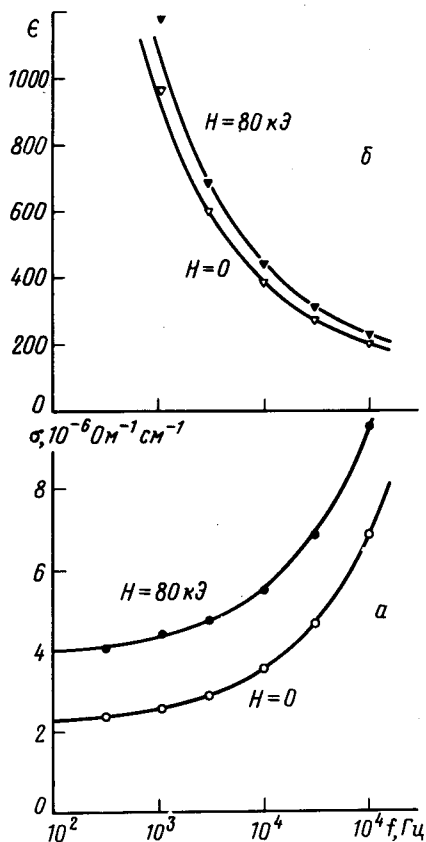


Рис.1

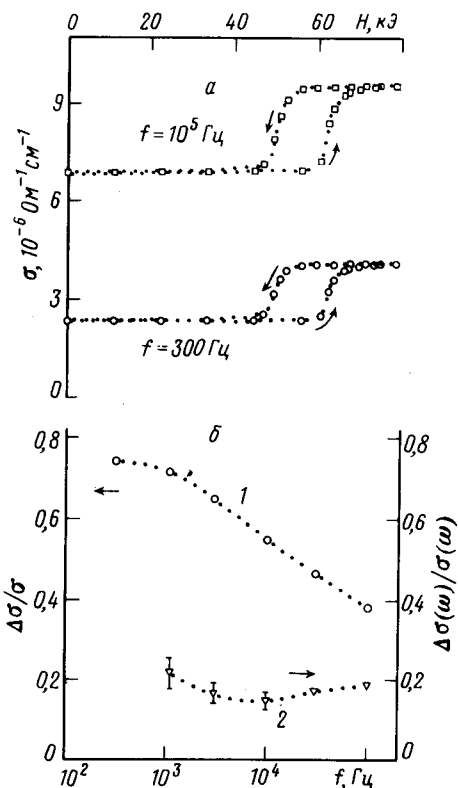


Рис.2

Рис.1. Частотные зависимости проводимости  $\sigma$  (а) и диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  (б) при  $H=0$  (открытые символы) и в магнитном поле  $H=80 \text{ кЭ}$  (закрытые символы)

Рис.2. а - Зависимости проводимости от магнитного поля для двух измерительных частот  $f=300$  и  $10^5 \text{ Гц}$ ; б - частотные зависимости относительного изменения полной проводимости  $\Delta\sigma/\sigma$  (1) и вклада  $\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega)$  (2) при метамгнитном переходе

На рис.1 представлены частотные зависимости  $\sigma$  (а) и  $\epsilon$  (б) при  $H=0$  (открытые символы). Кривые проведены согласно соотношения (1) и (2), при этом сначала определялись величины  $\sigma_0$ ,  $A$  и  $s$  из (1), а затем  $\epsilon_0$  из (2). Видно, что в области  $f > 10^3 \text{ Гц}$  частотные зависимости  $\sigma$  и  $\epsilon$  описываются соотношениями (1) и (2). Кривые  $\sigma(H)$  для двух измерительных частот 300 и  $10^5 \text{ Гц}$  представлены на рис.2,а. Наблюдается значительная зависимость от  $\omega$  как величины скачка при МП  $\Delta\sigma = \sigma^{H=80 \text{ кЭ}} - \sigma^{H=0}$ , так и его относительной величины  $\Delta\sigma/\sigma$ . Такое поведение возможно, если МП влияет по разному на  $\sigma_0$  и  $\sigma(\omega)$ . Аналогичные кривые наблюдаются для зависимостей  $\epsilon(H)$ . На рис.1а,б (закрытые символы) представлены зависимости  $\sigma$  и  $\epsilon$  от  $f$  в максимальном магнитном поле  $H=80 \text{ кЭ}$ . Кривые через экспериментальные точки проведены по той же процедуре, что и для  $H=0$ . Соотношение (1) для

$\sigma$  выполняется во всем интервале частот и при любых  $H$  с точностью, лучше, чем 0,7%, что соответствует экспериментальной ошибке (рис.1,а). Полученные значения  $\sigma_0^{H=0}$  и  $\sigma_0^{H=80 \text{ кЭ}}$  позволяют разделить вклады от МП в величины  $\sigma_0$  и  $\sigma(\omega)$ . На рис.2б представлены частотные зависимости полного относительного изменения проводимости при МП  $\Delta\sigma/\sigma = (\sigma^{H=80 \text{ кЭ}} - \sigma^{H=0})/\sigma^{H=0}$  (кривая 1) и  $\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega) = [\sigma^{H=80 \text{ кЭ}}(\omega) - \sigma^{H=0}(\omega)]/\sigma^{H=0}(\omega)$ , где  $\sigma(\omega) = \sigma - \sigma_0$  (кривая 2). Видно, что  $\Delta\sigma/\sigma$  значительно зависит от  $\omega$  и  $\Delta\sigma_0/\sigma_0 = \lim(\Delta\sigma/\sigma) = 0,75 \pm 0,04$  при  $f \rightarrow 0$ . Величина  $\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega) = 1,18 \pm 0,04$  во всем интервале частот, кроме области низких частот, где  $\sigma \approx \sigma_0$  и следовательно ошибка  $\sigma(\omega) = \sigma - \sigma_0$  велика. Выделение различных вкладов от МП в  $\epsilon$  существенно затруднено тем, что, во-первых,  $\Delta\epsilon/\epsilon$  существенно меньше, чем  $\Delta\sigma/\sigma$  (рис.1), во-вторых,  $\epsilon(\omega) > \epsilon_0$  во всем интервале  $\omega$ , что не позволяет определить  $\Delta\epsilon_0$  с достаточной точностью таким же способом, как  $\Delta\sigma_0$ . Для определения  $\Delta\epsilon_0$  воспользуемся тем, что согласно (1) и (2)

$$\epsilon = \epsilon_0 + \text{tg}(s\pi/2)\sigma(\omega)/\omega, \quad (3)$$

и  $\epsilon_0 = \lim(\epsilon)$  при  $[\sigma(\omega)/\omega] \rightarrow 0$ . Так как  $\sigma(\omega) = A\omega^s$  и  $s \approx 0,53 < 1$ , то этот предел соответствует высоким частотам, где наблюдается хорошее описание зависимостей  $\epsilon$  и  $\sigma$  от  $\omega$  соотношениями (1) и (2) (рис.1). На рис.3 представлены экспериментальные данные в координатах  $\epsilon$  от  $\sigma(\omega)/\omega = (\sigma - \sigma_0)/\omega$  при  $H = 0$  и при  $H = 80 \text{ кЭ}$ . Наблюдается, согласно (3), линейная зависимость, экстраполяция в точку  $\sigma(\omega)/\omega = 0$  дает  $\epsilon_0 = 106 \pm 7$ . Видно, что величина  $\Delta\epsilon_0$  лежит в пределах ошибки, которая соответствует размеру символа на рис.3 и обусловлена, в основном, ошибкой в определении  $\sigma_0$ . Поэтому имеющиеся данные позволяют произвести оценку сверху  $\Delta\epsilon_0/\epsilon_0 \leq 0,07$ .

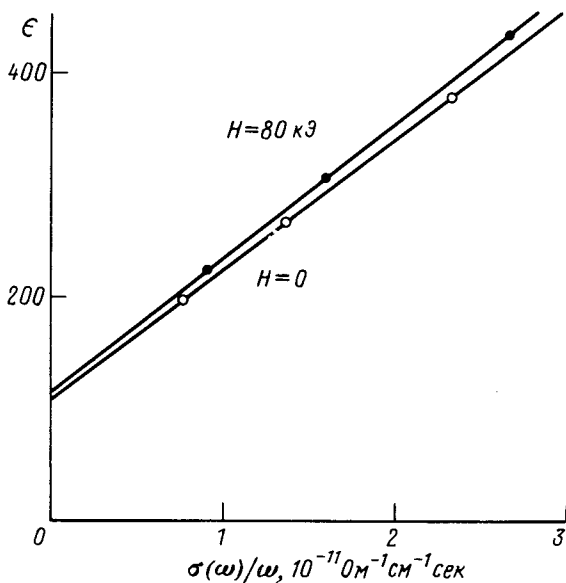


Рис.3. Частотные зависимости  $\sigma$  и  $\epsilon$  при  $H = 0$  (открытые символы) и в поле  $H = 80 \text{ кЭ}$  (закрытые символы) в координатах  $\epsilon$  от  $\sigma(\omega)/\omega = (\sigma - \sigma_0)/\omega$

Согласно модели <sup>4</sup>,  $\sigma(\omega) \propto (a_B^*)^5$ ,  $\sigma_0 \propto \exp -(\text{const}/a_B^*)^n$ , что качественно объясняет рост обеих компонент  $\sigma(\omega)$  и  $\sigma_0$  и различную величину скачков

$\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega) \simeq 0,18$ ,  $\Delta\sigma_0/\sigma_0 \simeq 0,75$  изменением  $a_B^*$  при МП, хотя природа изменения орбитальной волновой функции под влиянием изменения спинового состояния системы остается неясной. Из величины скачка  $\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega) \simeq 0,18$  можно оценить  $\Delta a_B^*/a_B^* = 0,035 \pm 0,008$ . Так как  $\epsilon_0 = \epsilon_h + \epsilon_i$ , где  $\epsilon_h \simeq 30$  – статическая диэлектрическая проницаемость стехиометрической решетки  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ <sup>3</sup>,  $\epsilon_i$  – вклад, обусловленный поляризуемостью примесных состояний, который, в простейшей боровской модели примеси  $\epsilon_i \propto \epsilon_h (a_B^*)^3$ , то полученное значение  $\Delta\epsilon_0/\epsilon_0 \leq 0,07$  позволяет оценить  $\Delta a_B^*/a_B^* \leq 0,03$ . Эта оценка согласуется в пределах ошибки с величиной  $\Delta a_B^*/a_B^*$ , полученной из значения  $\Delta\sigma(\omega)/\sigma(\omega)$ , но существенно меньше, чем предложено в <sup>1,3</sup>, где не было проведено детального анализа влияния МП на слагаемые  $\sigma_0$  и  $\sigma(\omega)$  в <sup>1</sup>.

В заключение необходимо отметить, что предложенное объяснение скачка  $\epsilon$  и  $\sigma$  при МП не является безусловным. Все приведенные оценки проведены в рамках простейшей модели Бора для изолированной примеси и с использованием модели Мотта для подбарьерного туннелирования локализованных электронов без учета поляронных эффектов, которые, по-видимому, играют существенную роль в этих соединениях. Также необходимо отметить, что  $\epsilon_h$  также может меняться при МП, что не было учтено. Ответы на эти вопросы должны дать исследования образцов с различным содержанием примесей, и в первую очередь тех, в которых  $\epsilon_h \gg \epsilon_i$  и  $\epsilon_h \ll \epsilon_i$ .

Авторы выражают благодарность С.Н.Барило за предоставленные образцы, К.Пенанену за помощь в проведении эксперимента. Работа выполнена в рамках проекта N90347 Государственной программы по ВТСП.

- 
1. Tineke Thio et al., Phys. Rev. B **41**, 231 (1990).
  2. А.О.Гоголин, А.С.Иоселевич, ЖЭТФ **98**, 681 (1990).
  3. C.Y.Chen et al., Phys. Rev. B **43**, 392 (1991).
  4. Н.Мотт, Э.Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982.