

"СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ" АНОМАЛИИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МЕТАЛЛОКСИДНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

А.С.Щербаков, М.И.Кацнельсон, А.В.Трефилов,
Н.Л.Сорокин, В.Е.Старцев, Э.Г.Валиулин,
В.П.Дякина, В.Л.Кожевников

Проведено исследование обнаруженных нами ранее сегнетоэлектрических аномалий на частотах ~ 1 ГГц для систем $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($0 \leq x < 1$) $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($0 \leq x < 0,4$). Обсуждается обнаруженная корреляция между размытием сверхпроводящих переходов и резонансными частотами поглощения СВЧ поля.

При исследовании высокочастотных свойств проводящих металлооксидных соединений, относящихся к классу высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), обнаружено ¹⁻³ необычное явление – "сегнетоэлектрические" аномалии (СЭА) на конечных частотах, сосуществующие с металлической проводимостью. Настоящая работа посвящена изучению связи СЭА со сверхпроводящими характеристиками систем $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($0 \leq x \leq 1$), YBCO , и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($0 \leq x \leq 0,4$), LSCO .

Процедура приготовления образцов описана в ³, аттестация по содержанию кислорода в YBCO – ⁴, а по содержанию стронция в LSCO – ⁵. Проводимость на постоянном токе $\sigma(0)$ измерялась стандартным четырехзондовым методом. Эффективная удельная проводимость $\sigma(\nu)$ в диапазоне частот $10^8 \lesssim \nu \lesssim 10^{10}$ Гц исследовалась методом измерения электромагнитных потерь в резонаторе ^{1, 2}. Измерения $\sigma(\nu)$, как и в ¹⁻³, проводились при комнатной температуре.

Как обсуждалось в ¹⁻³, поглощение мощности за счет СЭА является, по-видимому, резонансным при частоте ν_0 (так как частота возбуждения резонатора изменяется дискретно, точность определения ν_0 порядка 20% при $\nu \sim 1$ ГГц и 10% при $\nu \gtrsim 100$ МГц). Как видно из рис. 1, концентрационная зависимость ν_0^{-1} от содержания кислорода в YBCO или стронция в LSCO демонстрирует явную корреляцию с температурой сверхпроводящего перехода T_c : чем выше в пределах данной системы ν_0 , тем ниже T_c . Это может указывать на связь СЭА с природой больших значений T_c .

Сверхпроводники YBCO с $x \lesssim 0.9$ характеризуются весьма размытыми переходами. При этом можно выделить температуры начала T_c^+ и конца T_c^- перехода. T_c^+ – это температура, при которой возникает сверхпроводящее спаривание, и экспериментально может быть определена как температура, ниже которой электросопротивление в сильных магнитных полях начинает заметно превышать электросопротивление при $H = 0$. T_c^- – это температура, при которой устанавливается когерентность в системе куперовских пар и, следовательно, сопротивление обращается в нуль. Такие исследования с использованием магнитных полей $H = 75$ кЭ были проведены для всех образцов серии YBCO (в качестве примера одна из температурных зависимостей приведена на рис. 2). Результаты для T_c^+ , T_c^- , ширины перехода $\Delta T_c = T_c^+ - T_c^-$ и T_c , определенной по полувысоте перехода, представлены на рис. 3. Сравнение рис. 3 и 1 показывает, что концентрационная зависимость ν_0^{-1} наилучшим образом коррелирует с T_c^- . Тем самым, связь СЭА со сверхпроводимостью скорее определяется влиянием на процессы установления когерентности в системе куперовских пар, чем на энергетические характеристики индивидуальных пар.

Обсудим природу связи размытых сверхпроводящих переходов с существованием дально активной низкочастотной динамики. Как обсуждалось в ^{1-3, 6}, это явление обусловлено, в частности, наличием достаточно больших областей радиусом $R \gg l$, l – длина свободного пробега электронов, с более или менее однородной дипольной поляризацией.

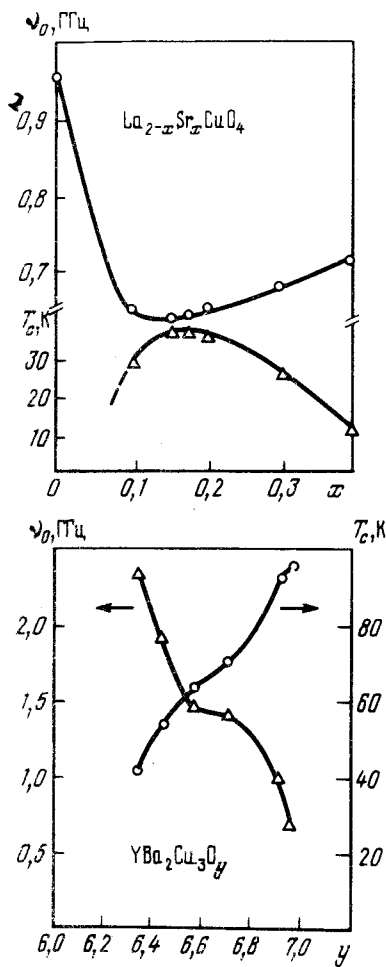


Рис. 1. Концентрационные зависимости резонансных частот ν_0 (○) и T_c (Δ) в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

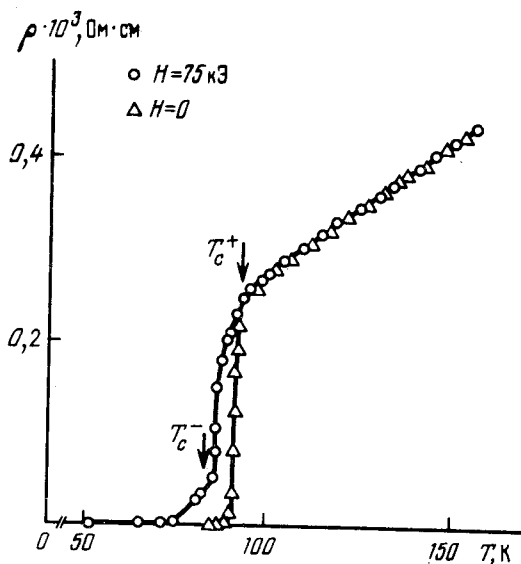


Рис. 2

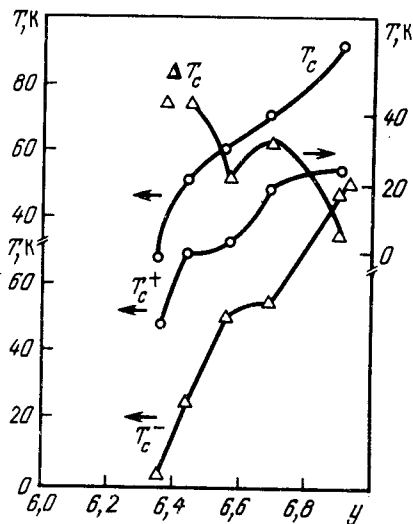


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ в магнитном поле $H = 75$ кЭ (○) и без поля (Δ)

Рис. 3. Концентрационные зависимости T_c^+ , T_c^- , ΔT_c и T_c в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

В силу этого в этих областях существует электростатический потенциал $V(\mathbf{r}, t)$, флуктуирующий в пространстве (с характерным масштабом порядка R) и во времени (с характерным масштабом $\tau_c \gtrsim \nu_0^{-1}$). Предположим для простоты, что $R \gtrsim \xi$, где ξ — корреляционная длина. Тогда флуктуациями сверхпроводящего параметра порядка ψ в пространстве в пределах поляризованной области можно пренебречь, а флуктуации во времени описывать линеаризованным нестационарным уравнением Гинзбурга — Ландау ⁷

$$\partial \psi / \partial t + (2ieV/\hbar) \psi + [8(T - T_c) / \pi \hbar] \psi = 0 \quad (1)$$

($|T - T_c| \ll T_c$). Будем считать для определенности, что V — гауссово случайное поле с корреляционной функцией $\langle V(t)V(0) \rangle = V_c^2 K(t/\tau_c)$ ($K(0) = 1$, V_c — амплитуда флук-

туаций). Тогда для корреляционной функции параметра порядка $G(t) = \langle \psi(t) \psi(0) \rangle$ получаем из (1)

$$G(t) = G(0) \exp \left[- \frac{8(T - T_c)}{\pi \hbar} t - \frac{4e^2 V_c^2}{\hbar^2} \int_0^t d\tau (t - \tau) K(\tau / \tau_c) \right]. \quad (2)$$

При $t \gg \tau_c$ имеем:

$$G(t) = G(0) \exp \left[- \frac{8(T - T_c^*)}{\pi \hbar} t \right], \quad (3)$$

где $T_c^* = T_c - (e^2 V_c^2 / 2 \hbar^2) \int_0^\infty dx K(x)$. При $t \ll \tau_c$

$$G(t) = G(0) \exp \left[- \frac{8(T - T_c)}{\pi \hbar} t - \frac{2e^2 V_c^2}{\hbar^2} t^2 \right], \quad (4)$$

Пусть

$$|e| V_c \tau_c / \hbar \ll 1. \quad (5)$$

(слабые флуктуации).

Тогда при всех существенных временах справедлива асимптотика (3), и, в силу (3), эффект флуктуаций сводится к сдвигу T_c на величину

$$T_c - T_c^* \sim e^2 V_c^2 \tau_c / \hbar \ll \hbar / \tau_c \lesssim 2\pi \hbar \nu_0 \ll T_c. \quad (6)$$

что согласуется с рассуждениями, основанными на теореме Андерсона⁸: изменение T_c мало по параметру $\hbar \nu_0 / T_c$. Этот случай не реализуется, по нашему мнению, в ВТСП, так как выше было показано, что влияние СЭА на T_c весьма значительно.

В случае сильных (или медленных) флуктуаций

$$e V_c \tau_c / \hbar \gg 1 \quad (7)$$

необходимо пользоваться выражением (4), которое может быть представлено в виде

$$G(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta T_c \exp \left[- \frac{(\Delta T_c)^2}{2\sigma^2} - \frac{8(T - T_c - \Delta T_c)}{\pi \hbar} t \right] / (2\pi\sigma^2)^{1/2} \quad (8)$$

при выборе $\sigma = \pi |e| V_c / 2$, что соответствует размытию сверхпроводящего перехода на величину $\sim |e| V_c$. При этом беспорядок по сути является статическим. Тем не менее, его влияние на T_c (проявляющееся, однако, не в сдвиге, а в размытии) может быть заметным. Противоречия с теоремой Андерсона⁸ здесь нет, так как в последней речь идет о случайном потенциале, не скоррелированном на масштабе корреляционной длины параметра порядка ($R_c \ll \xi$), а здесь исследуется случай $R_c \gtrsim \xi$.

Применительно к ВТСП, широкие переходы принято объяснять тривиальными причинами, например, неоднородностью образцов. Согласно нашему рассмотрению, они могут быть внутренним свойством этих систем. В этой связи следует напомнить старую проблему широких сверхпроводящих переходов в сплавах переходных металлов на основе титана и в нитридах переходных металлов⁹, где также обнаружены СЭА⁶. Для этих систем показано^{9, 10}, что большие значения $\Delta T_c / T_c$ ($T_c^+ \sim 20 - 35$ К⁹) внутренне присущи этим материалам, а факт существования СЭА объединяет их с ВТСП. В этой связи заслуживает внимания сообщение о наблюдении сверхпроводимости с $T_c \approx 40$ К в быстро охлажденном сплаве¹¹.

Авторы признательны С.Т.Беляеву, С.В.Вонсовскому, Б.Н.Гощицкому и Г.А.Месяцу за интерес к работе и поддержку, А.Н.Черепанову за проведение измерений $\rho(T)$ в магнитном поле.

Литература

1. Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 111.
2. Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. и др. ФММ, 1987, **64**, 735.
3. Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. и др. ФММ, 1987, **64**, 742.
4. Aleksashin V.A., Berger I.F., Verkhovsky S.V. et al. Interlakin MMHTSC Conf., 1988, Rep. 228.
5. Андреев А.В., Петров А.Н., Найш В.Е. и др. ФММ, 1987, **64**, 378.
6. Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 367.
7. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1986.
8. Anderson P.W. J. Phys. Chem. Sol., 1959, **11**, 26.
9. Рассохин В.А., Прекул А.Ф. ФММ, 1978, **46**, 274.
10. Ayer W.J., Rose K. Phys. Lett. A, 1973, **45**, 333.
11. Еремин В.И., Москаленко В.А. ФНТ, 1987, **13**, 989.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Институт электрофизики
Уральское отделение Академии наук СССР

Институт физики металлов
Уральское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1988 г.