

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ YBa₂Cu₃O_{7-x} В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Б. Я. Котюжанский, Л. Е. Свистов

Измерено сопротивление кристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x} четырехконтактным, на постоянном токе, и бесконтактным, в мега и гигагерцовом диапазоне, способами. Результаты бесконтактных измерений указывают на макроскопическую неоднородность кристаллов в направлении оси *c*. Частотной зависимости $\rho_{||}(T)$ не обнаружено.

В последнее время появился ряд экспериментальных работ, в которых измерялась температурная зависимость сопротивления монокристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x} (см. например ¹⁻⁴). Результаты этих измерений, проведенных на образцах, выращенных в разных лабораториях, отличаются как по абсолютной величине, так и по виду температурной зависимости.

Согласно публикациям, наибольшие имеющиеся к настоящему времени монокристаллы YBa₂Cu₃O_{7-x} имеют вид тонких пластинок с характерными размерами $1 \times 1 \times 0,05$ мм³, плоскость которых перпендикулярна главной оси кристалла *c*. Малые размеры образцов и обнаруженная существенная анизотропия проводимости вдоль и перпендикулярно плоскости пластинки, растущая с понижением температуры ($\rho_{\perp}/\rho_{||} \sim 10^2 - 10^3$ при $T \gtrsim T_c$ ^{1, 4}) позволяют предполагать заметное влияние способа нанесения контактов на результаты измерений. Поверхность монокристаллов обычно покрыта плохопроводящим слоем, поэтому при нанесении измерительных контактов их либо напыляют, либо вжигают проводящую пасту. В обоих случаях происходит диффузия металла электродов внутрь кристаллов. Другие, известные нам способы нанесения контактов не позволяют получить достаточно малого для уверенного проведения измерений контактного сопротивления.

Нам представлялось интересным исследовать температурную зависимость $\rho_{||}$ контактными и бесконтактными способами и сравнить получающиеся этими методами результаты. Исследованные нами монокристаллы были выращены в Институте кристаллографии АН СССР методом, описанным в ⁴. Измерения проводились на монокристаллах из двух ростовых пар -

тий. Структурные и резистивные свойства монокристаллов из этих партий, измеренные контактным способом, приведены в статье ⁴. Монокристаллы "лучшего" качества, серия А, характеризуются меньшим значением анизотропии при $T \sim T_c$ ($\rho_{\perp} / \rho_{\parallel} \sim 100$) и $\rho_{\parallel}(300\text{K}) / \rho_{\parallel}(100\text{K}) \approx 4$. Для монокристаллов "худшей" партии (В) $\rho_{\perp} / \rho_{\parallel} \sim 700$ при $T \sim T_c$ и $\rho_{\parallel}(300\text{K}) / \rho_{\parallel}(100\text{K}) \approx 4$.

1. На рис. 1 приведены зависимости $\rho_{\parallel}(T)$ для двух кристаллов из партии А, отожженных в кислороде при одинаковых условиях, но с контактами, изготовленными разными способами. Измерения проводились четырехконтактным методом на постоянном токе. Основное отличие полученных кривых заключается в следующем. В случае вожденных контактов из серебряной пасты зависимость $\rho_{\parallel}(T)$ существенно нелинейна при $T \lesssim 150 - 180$ К. В результате в случае напыленных золотых контактов при экстраполяции $\rho_{\parallel}(T)$ к $T \rightarrow 0$ получается остаточное сопротивление, а в случае вожденных контактов экстраполированная кривая $\rho_{\parallel}(T)$ пересекает ось абсцисс. Аналогичные результаты были получены на нескольких кристаллах. Во всех случаях $\rho_{\parallel}(300\text{K})$, полученное с вожденными контактами было в несколько раз меньше, чем с напыленными, и составляло ~ 200 мкОм·см.

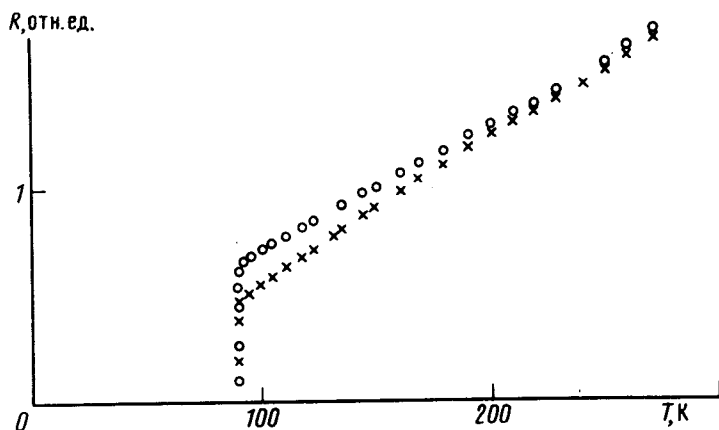


Рис. 1. Характерные зависимости $\rho_{\parallel}(T)$, измеренные четырехконтактным методом, "лучших" низкоомных образцов: \circ — напыленные золотые контакты; \times — контакты из вожденной серебряной пасты

При бесконтактных измерениях в мегагерцовом диапазоне определялась добротность LC-контра, собственная частота которого составляла ~ 10 МГц. В процессе измерения исследуемый образец вводился на подвижном кварцевом держателе в катушку индуктивности контра. Это позволяло определять при каждой температуре добротности пустого и нагруженного контра Q_0 и Q_n , зная которые можно определить потери, связанные с токами в кристалле. Отметим, что глубина скин-слоя на частоте ~ 10 МГц существенно превосходит толщину кристалла и поэтому потери отвечают сопротивлению усредненному по его толщине.

На рис. 2 приведены типичные зависимости $\rho(T)$, измеренные на двух частотах $\omega/2\pi = 4$ и 18 МГц. Виден линейный рост ρ_{ω} с температурой. Абсолютная точность измерений ρ_{\parallel} этим методом составляла $\sim 100\%$, относительная $\sim 10\%$. Частотной зависимости ρ в пределах точности эксперимента обнаружено не было: абсолютные значения $\rho_{\parallel}(300)$, определенные бесконтактным методом составляли 100 — 200 мкОм·см. Отклонение от линейной зависимости было значительно меньше, чем в случае с вожденными контактами и оно проявляется при более низкой температуре (≤ 110 К).

Наиболее сильное несоответствие $\rho_{\parallel}(T)$ измеренное разными способами проявляется на "плохих" монокристаллах (серии В): ρ_{\parallel} , измеренное бесконтактным способом, в от-

личие от приведенного в ⁴, не меняется с точностью 20% в температурном диапазоне 110 ÷ ÷ 300 К. Причину полученного несоответствия вероятно можно будет выяснить, если будут выращены большие кристаллы для проведения корректных измерений контактным методом, а также для проведения бесконтактных измерений в более широком диапазоне частот.

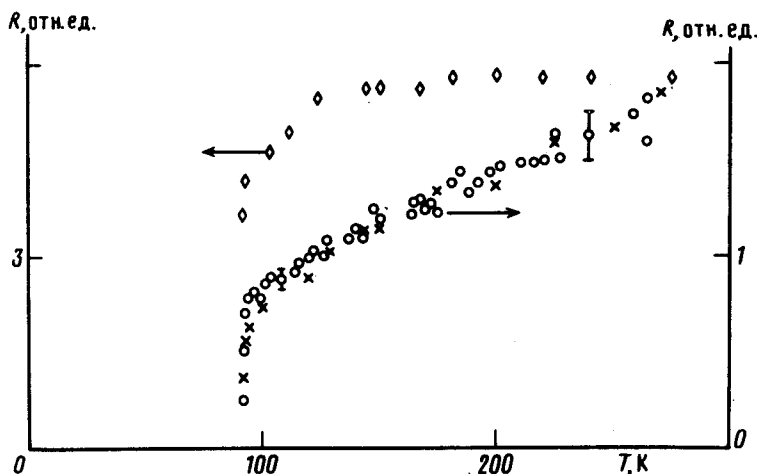


Рис. 2. Характерные зависимости $\rho_{\omega}(T)$ "лучших" низкоомных (\circ , \times) и более высокоомных "худших" образцов (\diamond): \circ — $\omega/2\pi = 18$ МГц; \times — $\omega/2\pi = 4$ МГц; \diamond — $\omega/2\pi = 18$ МГц

2. Остановимся на анизотропии сопротивления $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$, существенно возрастающей при приближении к T_c ⁴. Кроме того в ⁴ наблюдались как бы две температуры сверхпроводящего перехода: одна более высокая при измерении ρ_{\parallel} , и вторая на 1,5 К ниже по ρ_{\perp} . Такое поведение $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ может быть связано с неоднородностью кристалла в направлении оси c , которая кажется естественной, принимая во внимание слоистую структуру $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, и большую разницу в скоростях роста вдоль и поперек оси c . Для выяснения этого вопроса был собран LC-генератор, в индуктивность которого вставлялся и вынимался измеряемый монокристалл. При $T \leq T_c$ частота генератора при вставлении кристалла увеличивалась и поэтому по сдвигу частоты можно было регистрировать температуру сверхпроводящего перехода. Стабильность генератора составляла $\sim 10^4$. Такая стабильность позволяла определять температуру перехода не только в плоскости кристалла, но и поперек слоев. Для обеспечения достаточного фактора заполнения катушки индуктивности образцом она наматывалась на две тонкие слюдяные пластинки, между которыми мог двигаться кристалл. На рис. 3 приведена температурная зависимость сдвига частоты генератора для двух ориентаций кристалла относительно витков. Кривая a — соответствует случаю, когда токи текут в плоскости кристалла, b — по поперечному сечению. На кривой b сдвиг частоты происходит ступенями, что по-видимому, указывает на наличие макроскопических слоев с различными T_c . Размытие перехода, измеренное в геометрии b , наблюдалось на всех исследованных образцах, но его величина менялась от образца к образцу. Размытие перехода измеренного в геометрии a было значительно меньше на всех кристаллах (~ 1 К).

3. Ранее наблюдался сильно затянутый в область низких температур хвост поглощения при измерении импеданса $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамики на СВЧ ⁵. Мы провели измерения температурной зависимости активной части импеданса на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на частотах 25 и 36 ГГц (рис. 3б). Экранирующие токи текли в плоскости $\perp c$. Видно, что падение сопротивления вблизи T_c в монокристалле, в отличие от керамики, происходит в достаточно узком интервале температур.

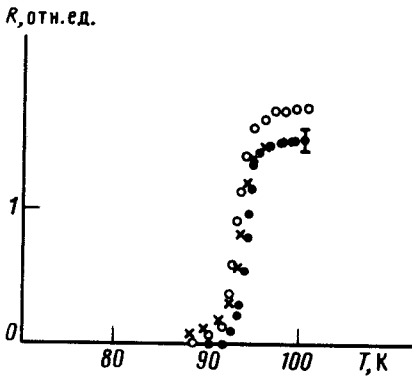
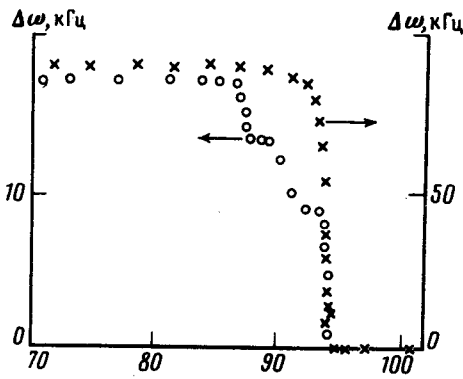


Рис. 3. а – Сдвиг резонансной частоты контура с образцом $\Delta\omega(T)$, $\omega_0/2\pi = 10$ МГц. \circ – $h_{\text{вч}}$ в плоскости $\perp c$; \times – $h_{\text{вч}}$ в плоскости $\parallel c$. б – Зависимость $R(T)$, \bullet – $\omega/2\pi = 26,3$ ГГц, $H = 0$; \times – $\omega/2\pi = 26,3$ ГГц, $H = 13$ кЭ; \circ – $\omega/2\pi = 36$ ГГц, $H = 0$

Измерение $R(T)$ при наложении статического поля H в плоскости $\perp c$ имеет такой же вид, как и при измерениях на постоянном токе³. Полученный результат, по-видимому, означает, что размытость сверхпроводящего перехода, определяемая по измерению СВЧ импеданса керамики, также связана с неоднородностью составляющих керамику кристаллов.

Авторы глубоко признательны Прозоровой Л.А. за интерес к работе и обсуждение результатов, Мельникову О.К. за предоставление монокристаллов.

Литература

1. Tozer S.W., Kleinsausser A.W. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1768.
2. Емельченко Г.А., Карцовник М.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 162.
3. Авдеев Л.З., Быков А.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 196.
4. Макаренко И.Н., Никифоров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 52.
5. Андриенко А.В., Ожогин В.И. и др. Сб. Сверхпроводимость. М.: Гос. ком. по использованию атомной энергии СССР, 1987, № 1, с. 56.