

Определение величины псевдощели в тонких плёнках Y-123 и Bi-2223 по резистивным данным.

Д.Д.Прокофьев, М.П.Волков, Ю.А.Бойков.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Псевдощель, существующая в недолегированных и оптимально легированных ВТСП купратах [1], продолжает оставаться объектом интенсивных исследований [2], поскольку псевдощель и сверхпроводящая щель могут иметь общую природу, см. данные по ARPES в обзоре [1]. Измерения сопротивления при исследовании псевдощели, как правило, использовались для определения температуры открытия псевдощели T^* [3], начиная с которой сопротивление при охлаждении падает более быстро, чем при $T > T^*$. В работе [4] было обнаружено, что в результате анализа формы отклонения экспериментальной зависимости $\rho(T)$ от экстраполирован-

ной из области $T > T^*$ зависимости $\rho_n(T)$ можно определить значения псевдощели в широком интервале температур, меньших T^* . Такой анализ может быть проведён при достаточно высокой точности измерений сопротивления. В данной работе мы расширили использование метода, предложенного в [4], определив псевдощель в плёнках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, а также применили его для расчёта величины псевдощели с помощью анализа новых литературных данных по зависимости сопротивления от температуры в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$.

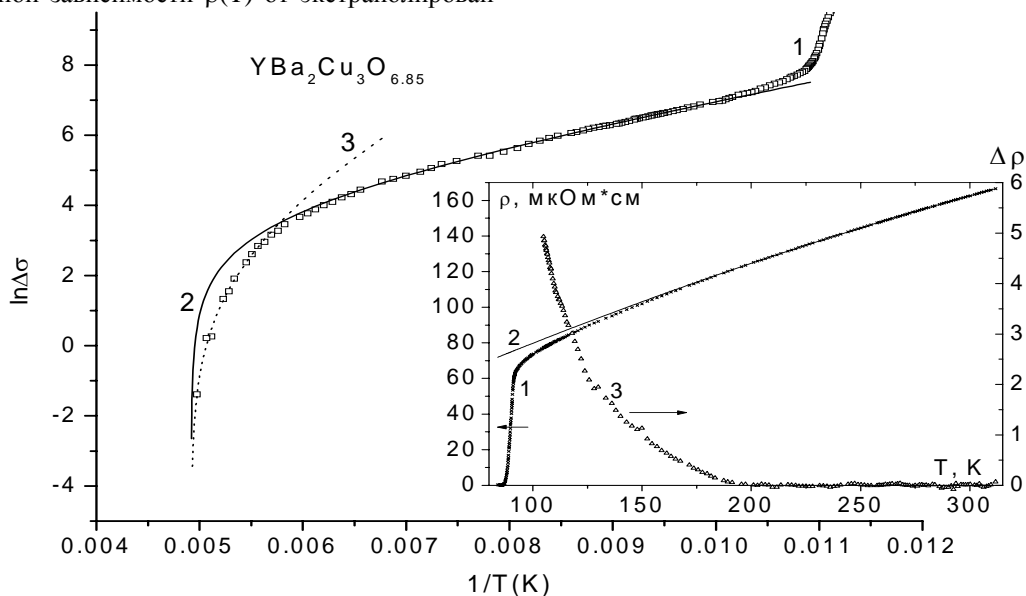


Рис.1 Зависимость $\ln\Delta\sigma = \ln(1/\rho_n(T) - 1/\rho(T))$ от обратной температуры плёнки YBCO на подложке SrTiO_3 – кривая 1, аппроксимирующая функция $\ln\Delta\sigma = \ln[A(1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T)]$, где $\Delta^* = 520$ К, – кривая 2, кривая 3 – та же функция, в которой $\Delta^* \rightarrow \Delta^*(T) = k \Delta^* \sqrt{1 - T/T^*}$, т.е. в виде корневой аппроксимации зависимости $\Delta^*(T)$ при $T \rightarrow T^*$. На вставке кривая 1 – экспериментальная зависимость $\rho(T)$ образца, для которого проведена обработка $\Delta\sigma$, кривая 2 – экстраполированная зависимость $\rho_n(T)$, аппроксимирующая $\rho(T)$ в интервале $200 \div 300$ К с отклонением $\sim 0.02\%$, кривая 3 – разность $\rho_n(T) - \rho(T)$.

На рис.1 приведены графики, показывающие как можно описать дополнительную (к существующей при $T > T^*$) проводимость образца $\Delta\sigma = 1/\rho - 1/\rho_n$ в интервале температур $T_c < T < T^*$. Зависимость $\ln\Delta\sigma$ от $1/T$ близка к линейной в интервале температур $100 \div 140$ К, но такая зависимость не описывает экспериментальные данные при более высоких температурах. Формула для $\Delta\sigma$

$$\Delta\sigma = A(1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T) \quad (1)$$

достаточно хорошо описывает дополнительную проводимость в интервале 100 К \div T^* . В работе [4]

показано, что остающееся расхождение (между кривыми 1 и 2 на рис.1) связано с уменьшением величины Δ^* при приближении температуры к T^* . Поскольку характерная температура T^* определяется независимо по графику $\rho_n(T) - \rho(T)$, см. вставку к рис.1, (или по графику $(\rho - \rho_0)/\alpha T$, где ρ_0 – остаточное сопротивление, α – температурный коэффициент – как в работе [3]), то параметры A и Δ^* в формуле (1) определяются с помощью двухпараметрической аппроксимации в температурном интервале $100 \div 165$ К. Величина $\Delta^* \approx 520$ К, полученная та-

ким образом для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$, очень близка к величине псевдощели, полученной методом релаксации пропускания света плёнками YBCO после оптической накачки в [5] при таком же уровне легирования. Таким образом, предложенная обработка измеренной с достаточной точностью зависимости

$\rho(T)$ позволяет определить величину псевдощели в ВТ сверхпроводнике. Зависимости псевдощели от температуры для плёнок YBCO и BSCCO, наших и полученных обработкой литературных данных, приведены на рис.2.

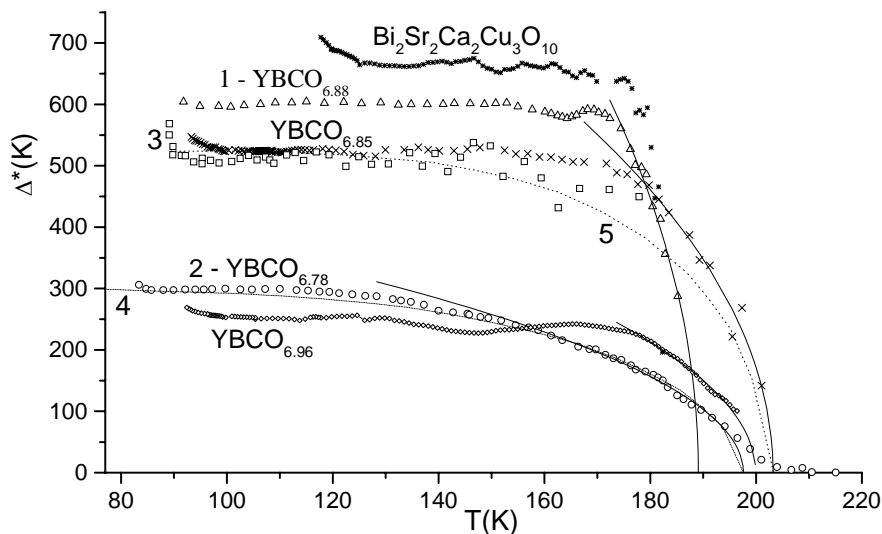


Рис.2. Зависимость псевдощели от температуры для плёночных образцов Y-123 и Bi-2223. Нумерованные кривые: 1 и 2 получены обработкой данных [3], уровень легирования указан на рисунке, кривая 3 – получена при обработке зависимости $\rho(T)$ из [6] для плёнки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$, т. е. с таким же содержанием O, как в нашей плёнке. Кривые 4 и 5 представляют результаты, полученные в теории кроссовера БКШ-БЭК [7] для значений параметра кроссовера $\mu/\Delta(0) = -2$ и -10 соответственно, где μ – химический потенциал, $\Delta(0) \equiv \Delta(T=0)$ (в зависимости $\Delta^*/\Delta^*(0)$ от T/T^* , полученные в теории, введены соответствующие масштабные множители, за $\Delta^*(0)$ взяты значения из области $\Delta^* \approx \text{const}$ для данного образца). Сплошными линиями показаны корневые аппроксимации спадающих участков зависимостей $\Delta^*(T)$ при $T \rightarrow T^*$, см. формулу в подписи к рис.1.

Как видно на рис.2, при легировании, близком к оптимальному (для $\text{YBCO}_{7.8}$ при $7 - \delta = 6.88$ и 6.85), Δ^* слабо зависит от температуры и весьма резко падает при приближении температуры к T^* , причём спадающий участок $\Delta^*(T)$ может быть описан корневой аппроксимацией по всей видимости вплоть до $T = T^*$. В Bi-2223 псевдощель оказывается большей, чем в Y-123, что и ожидается в связи с более высокой T_c . Интересно отметить, что отношение Δ^* Bi-2223 и $\text{YBCO}_{6.88} \approx 1.11$, а отношение $T_c \approx 1.16$, т.е. весьма близки. При меньшем уровне легирования $\Delta^*(T)$ уменьшается при увеличении температуры более плавно – кривая 2-YBCO_{6.78}, и становится возможным описание зависимости $\Delta^*(T)$ теорией кроссовера БКШ-БЭК [7] – кривая 4, в отличие от более легированных материалов – кривая 5 (кроме области вблизи T^* , где как и указывают авторы работы [7], результаты, полученные в приближении среднего поля, неприменимы). Описание дополнительной проводимости при $T < T^*$ с помощью Δ^* формулой (1) легко может быть интерпретировано в рамках представления о T^* как среднеполевой температуре сверхпроводящего перехода – [8]: $\Delta\sigma \sim$ числу сверхпроводящих пар $1-T/T^*$ и обратно пропорциональна числу пар, разрушенных тепловым

движением $\exp(-\Delta^*/T)$. Повидимому, об этом же свидетельствует возможность описания $\Delta^*(T)$ вблизи T^* корневой функцией от T , показанной на рис.2 сплошными линиями. На образцах с $7 - \delta = 6.85$ и 6.96 были измерены критические токи и ВАХ. Слегка перелегированный образец $\text{YBCO}_{6.96}$ с псевдощелью относительно небольшой величины, см. рис.2, имел $j(86 \text{ K}) \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$, в то время, как образец $\text{YBCO}_{6.85}$ – на 2 порядка меньше.

1. T. Timusk, B. Statt. Rep. Progr. Ph. 62, 61 (1999).
2. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН 174, 457 (2004); S. Tan, K. Levin. Cond-mat/0302248.
3. K. Takenaka, K. Mizuhashi, H. Takagi, S. Uchida, Phys. Rev. B50, 6534 (1994).
4. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, Физика твёрдого тела 45, 1168 (2003).
5. А.П. Соловьёв, Н.-У. Habermeier, Т. Haage, Физика низких температур 28, 24 (2002).
6. V.V. Kabanov, J. Demsar, B. Podobnic, et al., Phys. Rev. B59, 1497 (1999).
7. E. Babaev, H. Kleinert, Cond-mat/9804206.
8. V. J. Emery, S.A. Kivelson. Nature 1995, 374, p.434