

$T = T/a^2 A_1$ (при дальнейшем изложении знак « \sim » опускается); безразмерные силы выражались в единицах aA_1 .

На рис. 2 изображены две из полученных пространственно-временных траекторий движения дислокации через потенциальный барьер при $T = 10^{-3}$, $A = 0.1$, $F = 5.5 \cdot 10^{-4}$, $F_0 = 10^{-3}$ и $\Delta t_r = 5 \cdot 10^{-3}$. На рис. 2, а кривые 1 и 2 отвечают соответственно значениям $\gamma_1 = 0.01$ и $\gamma_2 = 0.5$ при одинаковых других параметрах; на рис. 2, б кривая 1 показана в более крупном масштабе. На обоих рисунках нижняя, средняя и верхняя штриховые линии отвечают соответственно началу, середине и концу силового барьера. Как видно из рис. 2, в случае большего значения γ дислокация совершала больше хаотических движений по барьеру и медленнее его преодолевала.

На основе всех полученных результатов машинного моделирования для каждого заданного значения T и γ было определено среднее время $\bar{\tau}$ перехода дислокации через барьер; каждый переход считался совершившимся при первом достижении условия: $x_c > k_3$. Для $T_1 = 10^{-3}$ и $\gamma_1 = 0.01$ оказалось $\bar{\tau}_1 = 440$ (в безразмерных единицах времени), а при $\gamma_2 = 0.5$ было $\bar{\tau}_2 = 9586$. Для $T_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ указанным значениям γ_1 и γ_2 соответствовали $\bar{\tau}_1 = 230$ и $\bar{\tau}_2 = 5588$. Зная γ_1 , γ_2 и оцененное безразмерное значение $\omega_3 \approx 0.017$, можно было при каждом фиксированном T с помощью формулы (1) найти теоретическое значение отношения $\bar{\tau}_2/\bar{\tau}_1 = v_1/v_2 = 21.97$. Результаты же моделирования показывают, что $\bar{\tau}_2/\bar{\tau}_1 = 21.8$ при T_1 и $\bar{\tau}_2/\bar{\tau}_1 = 24.3$ при T_2 . Отсюда видно, что для выбранных значений параметров имеет место хорошее согласие между данными моделирования и формулой (1). Кроме того, подтверждено предположение, лежащее в основе теории Крамерса, что преодоление частицей или квазичастицей потенциального барьера совершается в результате постепенного диффузионного переползания частицы через барьер в процессе ее хаотических броуновских блужданий под воздействием большого числа тепловых толчков.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kramers H. A. // Physica. 1940. V. 7. N 4. P. 284—304.
- [2] Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ИЛ, 1947. 168 с.
- [3] Конторова Т. А., Френкель Я. И. // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1340—1358.
- [4] Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М.: Физматгиз, 1958. 368 с.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
23 ноября 1990 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 6, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 6, 1991

ФАЗА $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ НЕ ЯВЛЯЕТСЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ

И. С. Любутин, В. Г. Терзиев, Е. М. Смирновская, А. Я. Шапиро

При исследовании сверхпроводящих свойств поли- и монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ с разной степенью кислородной нестехиометрии y на кривой $T_c = f(y)$ обнаруживают две «ступеньки» на уровне $T_c \approx 90$ и $T_c \approx 60$ К [1-4]. Первую из этих ступенек естественно связывают с фазой $YBa_2Cu_3O_7$, а вторую иногда [5, 6] — с индивидуальной фазой $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, структура которой сейчас активно обсуждается в литературе [6, 7]. В настоящей работе на образцах $YBa_2(Cu_{0.99}Fe_{0.01})_3O_{7-y}$ показано, что объем сверхпроводящей фазы резко падает при приближении y к значению 0.5, указывая,

по-видимому, на то, что «чистая» фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ не является сверхпроводящей.

Серия образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, в которой 1 % атомов меди был замещен на железо (для мессбауэровских исследований), синтезирована по обычной керамической технологии с финальным отжигом в кислороде. Абсолютное содержание кислорода в исходном образце, по данным иодометрического титрования, составило $\text{O}_{6.97(3)}$ на формульную единицу. Дозированная отгонка кислорода из исходного образца проводилась отжигом и последующим медленным охлаждением в токе чистого гелия. При этом варьировались температура и время отжига. Содержание кислорода после каждого этапа отгонки определялось методом термогравиметрии. Серия опытов по

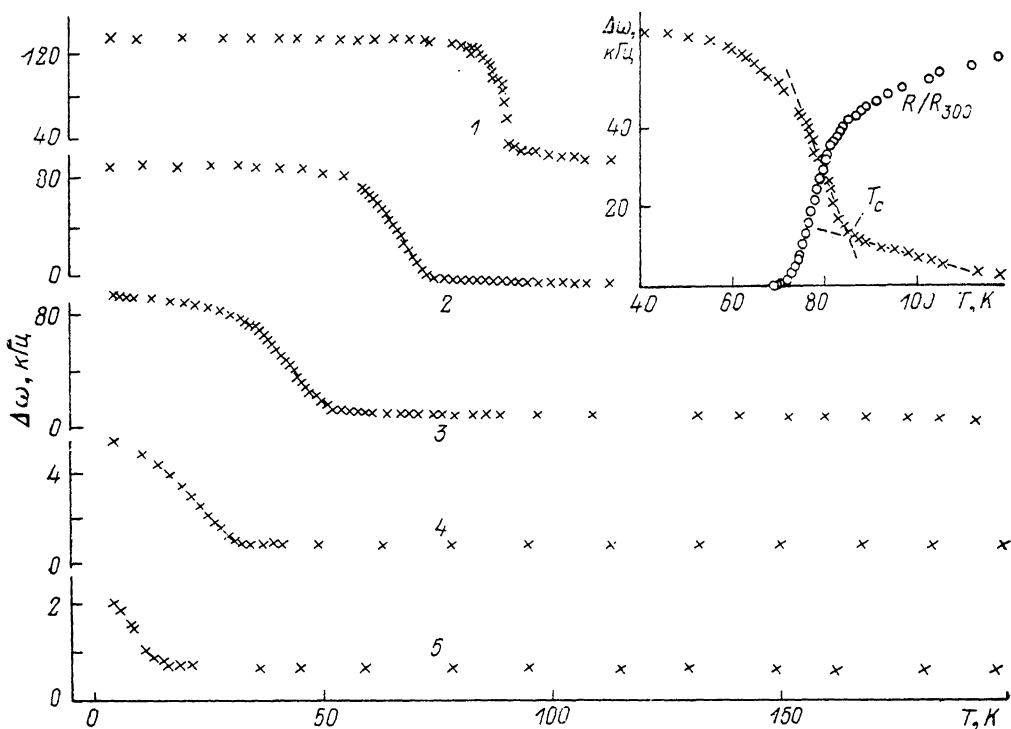


Рис. 1. Температурная зависимость сдвига частоты $\Delta\omega$ для образцов системы $\text{YBa}_2 \cdot (\text{Cu}_{0.99}^{57}\text{Fe}_{0.01})_3\text{O}_{7-y}$ с различным содержанием кислорода. $y=0.03$ (1), 0.19 (2), 0.36 (3), 0.63 (4), 0.73 (5).

На вставке для сравнения показан характер изменения проводимости в районе T_c в резистивном и индуктивном методах.

определению объема сверхпроводящей фазы для разных y была выполнена на одном и том же образце.

Температурная зависимость электропроводности в диапазоне 4.2—300 К измерялась двумя методами: резистивным (четырёхконтактным) на постоянном токе с использованием индиевых контактов и индуктивным, описанным в [8]. В индуктивном методе определялся сдвиг частоты LC -генератора $\Delta\omega$ при изменении электросопротивления образца, находящегося в катушке индуктивности этого генератора. В наших экспериментах собственная частота генератора составляла ~ 10 МГц, катушка индуктивности с образцом находилась в парах жидкого гелия. Типичные зависимости $\Delta\omega=f(T)$ показаны на рис. 1. При переходе в сверхпроводящее состояние наблюдается резкий скачок значения $\Delta\omega$. За величину T_c удобно принять точку пересечения двух прямых, аппроксимирующих температурную зависимость $\Delta\omega$ в нормальной фазе и в области резкого изменения сдвига частоты (рис. 1); при этом она приблизительно соответ-

вует точке начала перехода в сверхпроводящее состояние в резистивном методе. Ширина перехода, определяемая по уровню (10 %—90 %) $R_{\text{н}}$, для хороших образцов в обоих методах примерно совпадает.

На рис. 2, а показано изменение температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c от степени кислородной стехиометрии y в образцах $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.99}\text{Fe}_{0.01})_3\text{O}_{7-y}$. Обращает на себя внимание отсутствие монотонного падения T_c с уменьшением содержания кислорода. На кривой $T_c = f(y)$ можно выделить участки $0 < y < 0.1$ и $0.2 < y < 0.45$, где величина T_c сравнительно слабо зависит от y и стабилизируется соответственно на уровне $T_c \approx 90$ и $T_c \approx 60$ К. Таким образом, наши данные подтверждают существование двух ступенек на кривой $T_c = f(y)$. Обратим внимание, что присутствие 1 % примесных парамагнитных атомов Fe не меняет общий характер зависимости $T_c = f(y)$, наблюдаемый в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

При исследовании кривых $\Delta\omega = f(T)$ мы обнаружили, что с ростом y наряду с изменением T_c происходит заметное уменьшение абсолютного значения величины $\Delta\omega$, экстраполированной к $T=0$ К, $\Delta\omega_0$ (рис. 1). Измерения на одном и том же образце при разных y позволяют отождествить величину $\Delta\omega_0$ с объемом сверхпроводящей фазы в образце. Если принять, что величина $\Delta\omega_0$ ($y=0.03$) соответствует 100 % объема сверхпроводящей фазы

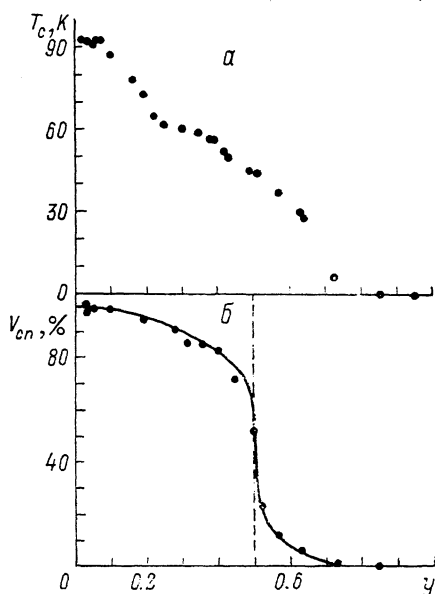


Рис. 2. Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c (а) и относительного объема сверхпроводящей фазы $V_{\text{сн}}$ (б) от кислородной нестехиометрии y в системе $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.99}^{57}\text{Fe}_{0.01})_3\text{O}_{7-y}$.

в образце $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.99}\text{Fe}_{0.01})_3\text{O}_{6.97}$, содержащем максимальное количество кислорода ($y=0.03$), то, нормируя величины $\Delta\omega_0(y)$ к значению $\Delta\omega_0(0.03)$, можно получить относительное изменение объема сверхпроводящей фазы $V_{\text{сн}}$ с изменением y . Построенная таким способом кривая $V_{\text{сн}} = f(y)$ должна давать правильное представление об изменении объема сверхпроводящей фазы вне зависимости от того, каково абсолютное значение этого объема в исходном образце.

Зависимость $V_{\text{сн}} = f(y)$, приведенная на рис. 2, б, обнаруживает резкое падение $V_{\text{сн}}$ при приближении y к значению 0.5. Этот результат, по-видимому, указывает, что индивидуальная фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ не является сверхпроводящей, так как в противном случае при $y=0.5$ значение $V_{\text{сн}}$ должно быть близким к 100 % вне зависимости от величины T_c .

Изменение свойств межзеренных границ при отгонке кислорода может привести только к недооценке эффекта падения объема сверхпроводящей фазы, определяемой данным методом. Это связано с тем, что возможное возрастание сопротивления межгранульных контактов при уменьшении содержания кислорода приведет к увеличению объема, в который проникают вихри, т. е. к увеличению «измеряемого» объема образца. Нами были проведены также контрольные исследования мессбауэровских спектров (которые очень чувствительны к содержанию кислорода в образце [9]) от поверхности и объема образцов с разным содержанием кислорода. Они показали, что при той методике отгонки кислорода, которая применена в данной работе, кислород равномерно уходит из всего объема образца.

Результаты мессбауэровских исследований этой системы будут опубликованы позже.

- [1] Cava R. J., Batlogg B., Chen C. H., Rietman E. A., Zahurak S. M., Werder D. // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. N 10. P. 5719—5722.
- [2] Johnston D. C., Jacobson A. J., Newsam J. M., Lewandowski J. T., Goshorn D. P. // *Proceedings of the Symposium, Am. Chem. Soc. Nat. Mtg. New Orleans, LA.* 1987. P. 373.
- [3] Александров И. В., Быков А. Б., Зибров И. П., Макаренко И. Н., Мельников О. К., Молчанов В. Н., Мурадян Л. А., Никифоров Д. В., Свистов Л. Е., Симонов В. И., Чигишов С. М., Шапиро А. Я., Стишов С. М. // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 48. № 8. С. 449—452.
- [4] Александров И. В., Володин А. П., Макаренко И. Н., Свистов Л. Е., Стишов С. М. // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. Т. 49. № 5. С. 287—289.
- [5] Kubo Y., Ichihashi T., Manako T., Baba K., Tabuchi J., Igarashi H. // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. N 13. P. 7858—7860.
- [6] Молчанов В. Н., Мурадян Л. А., Симонов В. И. // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. Т. 49. № 4. С. 222—226.
- [7] Chaillout C., Alario-Franco M. A., Capponi J. J., Chenavas J., Strobel P., Marcio M. // *Solid State Comm.*, 1988. V. 65. N 4. P. 283—286.
- [8] Котюжанский Б. Я., Свистов Л. Е. // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. № 6. С. 317—320.
- [9] Lyubutin I. S., Terziev V. G., Smirnovskaya E. M., Shapiro A. Ya. // *Physica C.* 1990. V. 169. P. 361—370.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
12 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
29 ноября 1990 г.

УДК 537.533.8

© Физика твердого тела, том 33, № 6, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 6, 1991

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ИСТИННО-ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ

С. В. Мурашов, В. П. Пронин, А. М. Тютиков, И. И. Хинич

Исследование тонкой структуры (ТС) спектров истинно-вторичных электронов (ИВЭ) может дать ценную информацию об элементарных возбуждениях твердого тела и о механизмах генерации ИВЭ. Для металлов и полупроводников характерно сильное рассеяние ИВЭ на электронах проводимости, и в энергетическом спектре ИВЭ доминирует широкий «каскадный» максимум, вуалирующий особенности, соответствующие различным механизмам генерации. Вследствие этого наблюдение ТС спектра оказывается возможным только при измерениях спектров с угловым разрешением [1] и полученные данные не дают прямой информации о вкладе различных механизмов возбуждения ИВЭ. В диэлектриках основной механизм рассеяния вторичных электронов — фононный с малыми потерями энергии, что позволяет рассчитывать на проявление неискаженной ТС (даже на интегральных по углу отбора энергетических спектрах ИВЭ) и на возможность количественного определения доли вторичных электронов, соответствующих определенным механизмам генерации. Однако измерение энергетических спектров ИВЭ с диэлектриков осложняется зарядкой поверхности, что обычно приводит к их искажению.

Целью настоящей работы является разработка методики измерений ТС спектров ИВЭ диэлектриков, исключающей зарядку поверхности и получение данных о ТС интегральных спектров ИВЭ при энергиях первичных электронов E_p , при которых влиянием транспорта можно пренебречь.

Для измерения энергетических спектров ИВЭ диэлектриков использован прибор, состоящий из двухсеточного квазисферического анализатора, сочлененного с цилиндрическим монохроматором, подобный исполь-