

- [1] Oliver W.C., Pharr G.M. J. Mater. Res. 7, 6, 1564 (1992).
 [2] Pharr G.M., Oliver W.C., Brotzen F.R. J. Mater. Res. 7, 3, 613 (1992).
 [3] Murakami Yu., Tanaka K., Itokazu M., Shimamoto A. Phil. Mag. A69, 6, 1131 (1994).

Физика твердого тела, том 38, № 4, 1996
 Solid State Physics, vol. 38, N 4, 1996

ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЬ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ПРИ $0.41 \leq x \leq 0.88$

© Е.И.Никулин, Ю.П.Степанов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
 194021 Санкт-Петербург, Россия
 (Поступило в Редакцию 11 октября 1995 г.)

Важнейшими характеристиками сверхпроводника являются температура сверхпроводящего перехода T_c и величина энергетической щели Δ . В настоящей работе приведены результаты измерения T_c и Δ образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в широкой области изменения содержания кислорода x до исчезновения сверхпроводимости.

Была приготовлена серия керамических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ от $x = 0.88$ до $x = 0.41$. Исходный материал получали золь-гельным методом из особо чистых нитратов иттрия, бария и меди. Вариации концентрации кислорода в образцах достигались термической обработкой в вакууме. Содержание кислорода в образцах x определялось иодометрическим методом с точностью 0.01. Для обеспечения однородности образцы отжигались при температуре 550°C в течение 5 h и затем охлаждались со скоростью 10 градусов в час. Образцы представляли собой прямоугольные бруски размером $2 \times 2 \times 10$ mm. Измерение проводимости σ и температуры перехода T_c производилось на постоянном токе четырехконтактным методом.

Переход был резким при больших содержаниях кислорода и становился заметно размытым при меньших x (например; при $x = 0.50$ переход растягивался на 10 градусов). Как обычно, T_c соответствует уменьшению сопротивления образца вдвое.

Для определения значения энергетической щели была разработана методика, связанная с измерением дополнительного сопротивления на границе нормальный металл-ВТСП (NS-границе) [1]. Массивный медный электрод был плотно прижат к полированной поверхности бруска $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, образуя туннельный контакт, где роль изолирующего слоя (и NS-границы) играет воздушный зазор и (или) слой окисла на поверхности ВТСП. Сопротивление такой ячейки включает последовательно соединенные сопротивления массивного медного электрода, туннельного контакта и образца ВТСП. Все измерения проводились при гелиевых температурах. При 4.2 K сопротивление медного электрода близко к нулю, сопротивление образца ВТСП равно нулю и сопротивление ячейки определяет туннельный контакт. При пропускании тока падение напряжения на туннельном NS-контакте V

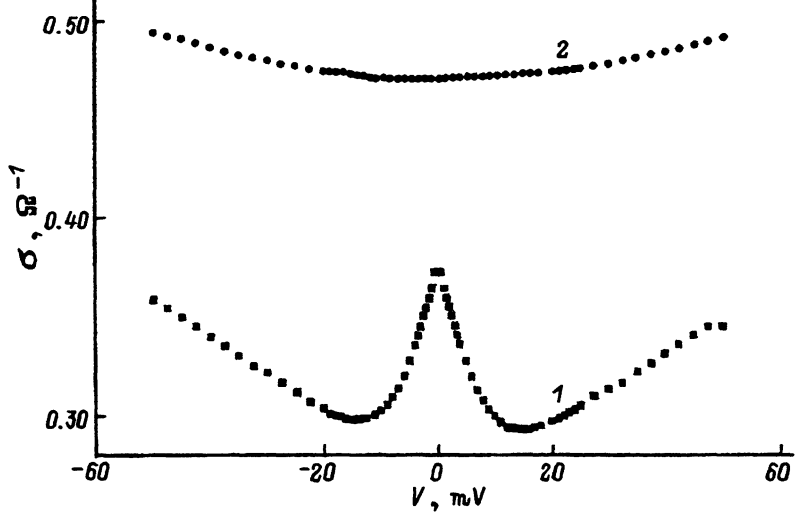


Рис. 1. Проводимость σ ячейки $\text{Cu}-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.71}-\text{Cu}$ при 4.2 (1) и 78 К (2).

определяет при 4.2 К энергию электронов, идущих из нормального металла в сверхпроводник. Если энергия электронов eV не превышает величины энергетической щели ($eV < \Delta$), то они пересекают NS-границу без создания дополнительного сопротивления (по Андрееву) [2]. Если же энергия электронов превышает величину энергетической щели ВТСП ($eV > \Delta$), то на NS-границе возникает дополнительное сопротивление, обусловленное проникновением электрического поля в сверхпроводник [3]. При измерении проводимости ячейки как функции приложенного напряжения это дополнительное приграничное сопротивление вызывает уменьшение проводимости до минимального значения при $V_{\min} = \Delta/e$, а затем проводимость растет по параболическому закону, характерному для туннельного контакта. Эта парабола в случае контакта нормальный металл-ВТСП асимметрична относительно $V = 0$ из-за процессов выпрямления на межфазной границе полупроводник-сверхпроводник в ВТСП [4]. Для исключения асимметрии была предложена измененная конструкция ячейки: к полированным торцам прямоугольного бруска YBaCuO плотно прижимались два одинаковых медных электрода, т.е. в ячейке имеются два практически одинаковых включенных навстречу друг другу туннельных NS-контакта. Теперь при измерении проводимости ячейки мы имеем практически симметричную кривую относительно $V = 0$.

На рис. 1 представлены результаты измерения проводимости ячейки $\text{Cu}-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.71}-\text{Cu}$ при 4.2 и 78 К как функции приложенного напряжения. Сверхпроводник с таким содержанием кислорода имеет $T_c = 58$ К. При 78 К проводимость ячейки (кривая 2) изменяется по параболическому закону, так как она определяется в основном проводимостью туннельного контакта. Никаких особенностей при $V \approx 0$ не наблюдается. При 4.2 К (кривая 1) при малых смещениях наблюдается максимум, затем проводимость падает до минимального значения при $V_{\min} = 2\Delta/e$, а потом растет по параболическому закону.

На рис. 2 представлены зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c и энергетической щели 2Δ образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ от

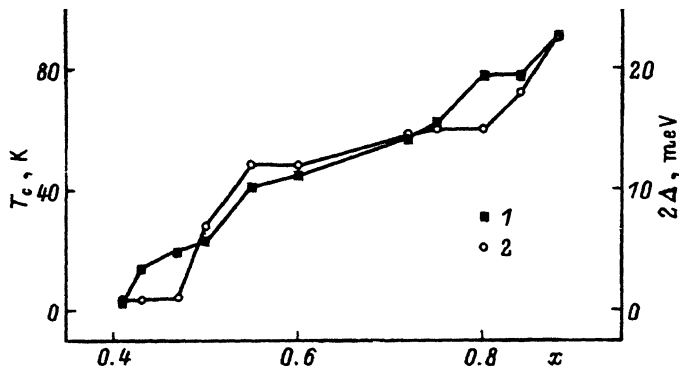


Рис. 2. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c (1) и энергетической щели 2Δ (2) от содержания кислорода x в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

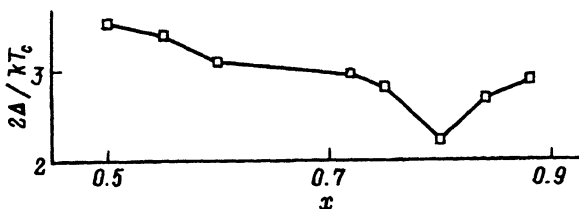


Рис. 3. Изменение соотношения $2\Delta/kT_c$ в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в зависимости от содержания кислорода x .

содержания кислорода x . Формы кривых, проведенных по экспериментальным точкам, идентичны. При уменьшении содержания кислорода наблюдаются два скачкообразных изменения T_c и 2Δ при $x \approx 0.8$ и 0.5 . Первый скачок соответствует переходу от ромбической фазы I к ромбической II, второй — от ромбической II к тетрагональной фазе [5].

Отметим следующее обстоятельство. При уменьшении содержания кислорода образцы и туннельные контакты становятся все более высокоомными, что уменьшает точность определения величины энергетической щели. Поэтому при $x < 0.5$ можно только приблизительно оценить ее значение порядка (она составляет ~ 1 meV).

В теории БКШ для классических сверхпроводников установлено соотношение между величиной энергетической щели и температурой сверхпроводящего перехода

$$2\Delta/kT_c = 3.52.$$

Это соотношение подтверждено многочисленными экспериментами на обычных сверхпроводниках.

Оценим величину $2\Delta/kT_c$ для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с различным содержанием кислорода x (кроме $x < 0.5$, так как здесь величина щели определена только приблизительно). Результаты представлены на рис. 3. Видно, что соотношение $2\Delta/kT_c$ в среднем для всех образцов лежит в пределах 3.0 ± 0.5 , что в пределах ошибки эксперимента совпадает со значением 3.52 по теории БКШ.

Авторы признательны Б.П.Захарчене за поддержку работы.

- [1] Никулин Е.И. ФТТ **37**, 4, 1235 (1995).
 [2] Андреев А.Ф. ЖЭТФ **46**, 5, 1823 (1964).
 [3] Yu M.L., Mercereau I.E. Phys. Rev. **B12**, 11, 4909 (1975).
 [4] Medina R., Aporte I., Ostavio M. Physica **B165-166**, 1595 (1990).
 [5] В сб.: Высокотемпературная сверхпроводимость. Л. (1990). Т. 1. С. 136.

Физика твердого тела, том 38, № 4, 1996
 Solid State Physics, vol. 38, N 4, 1996

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ EuMn_2O_5

© И.А.Зобкало, В.А.Поляков, О.П.Смирнов, С.В.Гаврилов,
 В.П.Платий, И.В.Голосовский, С.Н.Шарыгин

Петербургский институт ядерной физики
 им.Б.П.Константинова Российской академии наук,
 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия
 (Поступило в Редакцию 20 июля 1995 г.
 В окончательной редакции 18 октября 1995 г.)

1. Соединения редкоземельных манганатов с общей формулой RMn_2O_5 (R — редкоземельный ион), к семейству которых принадлежит EuMn_2O_5 , кристаллизуются в орторомбическую структуру с пространственной группой $Pbam$. В элементарной ячейке такого соединения два иона марганца (Mn^{3+} и Mn^{4+}) занимают различные кристаллографические положения. Обменное взаимодействие для пар ионов $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{3+}$, $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}$, $\text{Mn}^{4+}-\text{Mn}^{4+}$ может иметь разный знак [1], а конкуренция этих взаимодействий приводит к магнитному упорядочению с несоизмерным вектором распространения, что наблюдалось в нейтронных исследованиях некоторых соединений из этого ряда (с $R = \text{Er}$, Tb [1-3], Lu , Nd , Ho , Y [1,2], Dy [4]). Индивидуальные особенности редкоземельных ионов обуславливают исключительное разнообразие магнитных явлений в этих соединениях. В частности, в EuMn_2O_5 измерения диэлектрической проницаемости [5], а также магнитной восприимчивости [6] обнаруживают корреляцию магнитных и диэлектрических свойств.

Природный Eu имеет очень большое сечение поглощения тепловых нейтронов, поэтому для наших экспериментов были выращены (по технологии, описанной в [5]) монокристаллы EuMn_2O_5 , содержащие изотоп ^{153}Eu , относительно прозрачный для нейтронов.

Нейтронные исследования EuMn_2O_5 проводились на установках, расположенных на реакторе ВВР-М ПИЯФ РАН: на многосчетчиковом порошковом дифрактометре и на спектрометре поляризованных нейтронов.

2. Порошковые исследования были выполнены при температурах образца 40, 25 и 4.2 К и длине волны нейтронов 1.386 Å. Параметры кристаллической структуры получены методом Ритвельда, реализованным в программе FULLPROF. Все рефлексy в парамагнитной фазе