

PACS: 74.72.-h

М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, А.В. Самойлов

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОМПРЕССИОННОГО ИЗМЕНЕНИЯ  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ КВАЗИДВУМЕРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ  
НА ОСНОВЕ ИТТРИЯ И ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ С РАЗЛИЧНОЙ  
СТЕПЕНЬЮ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СТЕХИОМЕТРИИ

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Статья поступила в редакцию 16 сентября 2004 года

*Представлены результаты исследований влияния высокого гидростатического давления до 14 kbar на электросопротивление и критическую температуру слоистых монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  с различной степенью отклонения от стехиометрии. Изломы на барических зависимостях  $T_c(P)$  обсуждаются в терминах наличия сингулярностей в электронном спектре двумерных решеток. Отмечается важность разделения «истинного» эффекта давления и эффекта, обусловленного перераспределением кислорода. Обнаружено, что энергия активации процесса релаксации электросопротивления является функцией распределения кислорода.*

Одним из основных вопросов при исследовании физических свойств слоистых соединений является выяснение роли и влияния размерности на транспортные и сверхпроводящие свойства таких структур. Неоценимую роль при этом играет применение высокого давления как инструмента, позволяющего не только проверить адекватность различных теоретических моделей, но и определить эмпирические пути улучшения критических параметров сверхпроводящих соединений, что особенно важно для их практического применения.

В рамках такого подхода из имеющегося к настоящему времени экспериментального материала следует отметить нетривиальные результаты, полученные при изучении влияния одноосного давления на критическую температуру  $T_c$  двух видов квазидвумерных соединений: традиционного низкотемпературного сверхпроводника  $NbSe_2$  [1] и высокотемпературного  $YBaCuO$  [2], у которых было обнаружено изменение знака барических производных  $dT_c/dP$ . При этом для соединений на основе  $NbSe_2$  при увеличении давления от 0 до 3 kbar величина  $T_c$  возрастала от 7 до  $\sim 7.6$  К, после чего уменьшалась до 6.8 К при дальнейшем повышении давления до 6 kbar. С другой стороны, приложение нагрузки вдоль оси  $a$  монокристалла  $YBaCuO$  также приводило к увели-

чению  $T_c$ , в то время как при приложении нагрузки вдоль оси **b** она уменьшалась с близкими по величине значениями  $dT_c/dP \approx 2$  K/GPa. Следует отметить, что наблюдаемые эффекты не удалось объяснить в рамках традиционных представлений о механизмах компрессионного изменения критической температуры в обоих соединениях. Так, например, в случае NbSe<sub>2</sub> увеличение  $T_c$  под давлением обычно связывалось с подавлением перехода в состояние волны зарядовой плотности (ВЗП), характерным для слоистых дихалькогенидов переходных металлов. Однако для образцов с добавками олова Nb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se<sub>2</sub> переход в состояние ВЗП не наблюдался вообще при сохранении эффекта изменения знака  $dT_c/dP$ . В то же время для соединения YBaCuO, на первый взгляд, такого эффекта не должно быть в силу того, что элементарная ячейка в *ab*-плоскости имеет форму, близкую квадратной, что, в принципе, должно исключать существенную анизотропию физических свойств вдоль кристаллографических направлений **a** и **b**. В свете всего вышесказанного, представляет большой интерес вопрос о том, каким образом названные особенности будут проявляться в случае применения гидростатического сжатия.

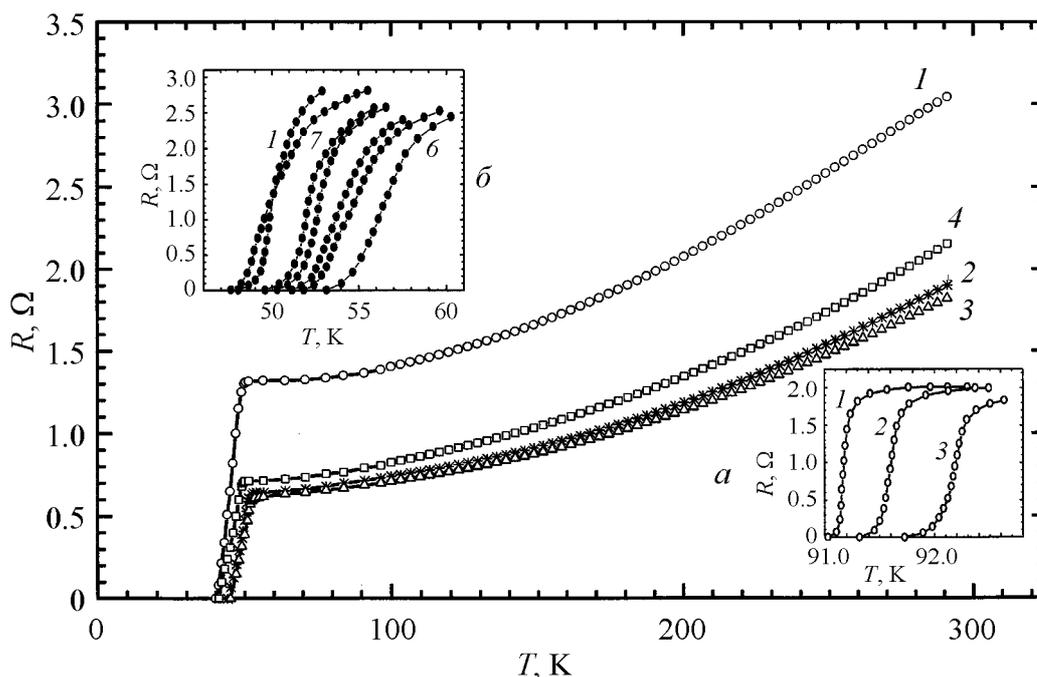
### Методики исследований

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния высокого гидростатического давления до 14 kbar на электросопротивление и критическую температуру слоистых монокристаллов YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> с различной степенью дефицита кислорода ( $0.1 < \delta < 0.5$ ) и Nb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se<sub>2</sub>, допированных оловом ( $x = 0.1$  и  $x = 0.15$ ). Методика выращивания монокристаллов и получения образцов с отклонением от стехиометрии подробно описана в [1,3].

Гидростатическое давление создавали в автономной камере типа поршень–цилиндр по методике, описанной в [4]. Величину давления определяли с помощью манганинового манометра, температуру – медьконстантановой термопарой, вмонтированной в наружную поверхность камеры. Электросопротивление в *ab*-плоскости измеряли по стандартной четырехконтактной схеме на постоянном токе 1–10 mA.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, 2 представлены результаты измерений соответственно температурных зависимостей электросопротивления  $R(T)$  при различных давлениях и барических зависимостей критической температуры  $T_c(P)$ . Видно, что приложение давления приводит к уменьшению электросопротивления и увеличению  $T_c$  для всех образцов. При этом, как и в [1], у соединений Nb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se<sub>2</sub> не наблюдалось особенностей поведения  $R(T)$ , связанных с электронным переходом в состояние ВЗП и обусловленных электронными неустойчивостями, вызванными наличием совмещенных участков поверхности Ферми. Таким образом, ВЗП-переход в исследованных образцах либо полностью отсутствует, либо в значительной степени подавлен, и его влияние на  $T_c$  не должно сказываться.

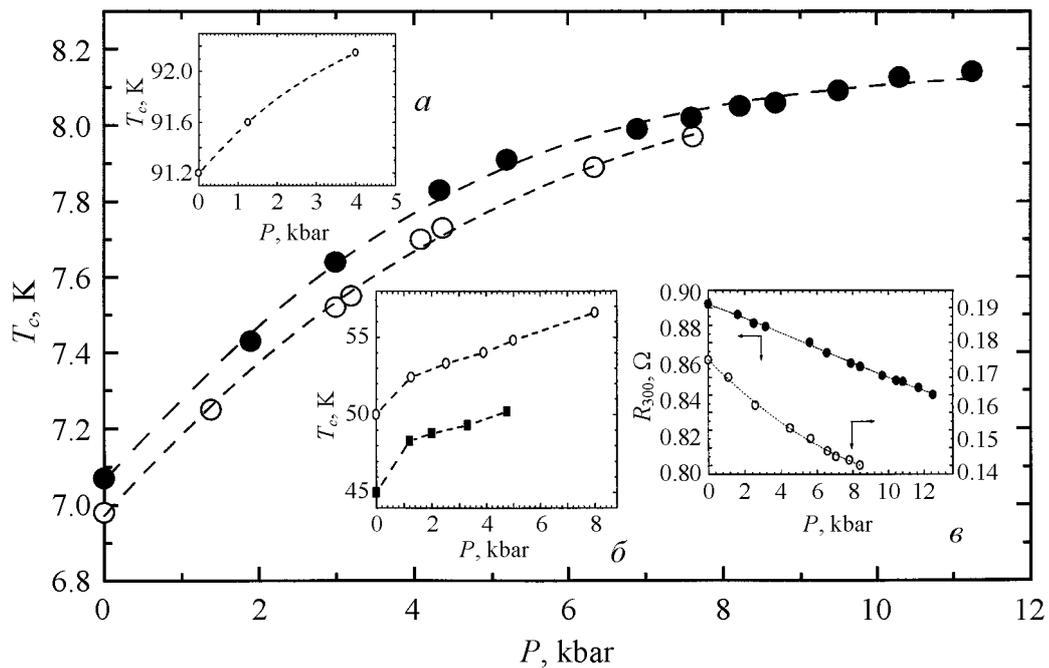


**Рис. 1.** Температурные зависимости электросопротивления кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0.5$  при давлениях  $P$ , kbar: 1 – 0, 2 – 4.3, 3 – 6.4, 4 – сразу после снятия давления. На вставке *a* представлены сверхпроводящие переходы монокристалла с  $\delta < 0.1$ , кривым 1, 2, 3 соответствуют давления 0; 1.25 и 4 kbar. На вставке *б* показаны сверхпроводящие переходы монокристалла с  $\delta \approx 0.45$ , кривым 1–6 соответствуют давления 0; 1.26; 2.53; 3.9; 5 и 8 kbar, кривая 7 измерена непосредственно после снятия давления

В то же время, как видно из рис. 2, при  $P = 0$  увеличение дефицита кислорода для монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и повышение концентрации олова для  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  приводит к понижению  $T_c$  для обоих соединений. При этом обращает на себя внимание качественно подобный характер кривых  $T_c(P)$ , отмеченный наличием характерного излома в интервале давлений 2–3 kbar (при которых происходило изменение знака  $dT_c/dP$  для соединений  $\text{NbSe}_2$  и  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  в случае приложения одноосного сжатия). В указанной области давлений происходит уменьшение барических производных  $dT_c/dP$  в 2.5–3 раза для обоих видов соединений (от 0.22 до 0.06 K/kbar для  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  и от 1.44 до 0.53–0.56 K/kbar для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ).

Традиционное использование для качественного анализа зависимостей  $T_c(P)$  известной формулы Макмиллана [5] показывает, что в случае  $\text{NbSe}_2$  компрессионное возрастание  $T_c$  может обуславливаться как увеличением температуры Дебая (т.е. изменением фононного спектра), с одной стороны, так и изменением плотности состояний на уровне Ферми – с другой:

$$T_c = \frac{\theta_D}{1.45} \exp \left[ -\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)} \right], \quad (1)$$



**Рис. 2.** Барические зависимости критической температуры монокристаллов  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  при  $x = 0.1$  (●) и  $0.15$  (○). На вставке *a* представлена зависимость критической температуры от давления для кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с  $\delta < 0.1$ ; на вставке *б* – зависимости критической температуры от давления для кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с  $\delta \approx 0.5$  (■) и  $\delta \approx 0.45$  (○); на вставке *в* – зависимости  $R_{300}(P)$  монокристаллов  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  при  $x = 0.1$  (●) и  $0.2$  (○)

где  $\theta_D$  – температура Дебая;  $\mu^*$  – экранированный кулоновский псевдопотенциал, характеризующий отталкивание электронов;  $\lambda$  – константа электрон-фононного взаимодействия, которая, в свою очередь, зависит от параметров электронного и фононного спектров сверхпроводника:

$$\lambda = \frac{N(\epsilon_F) \langle I^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \rangle}{M\theta_D^2}, \quad (2)$$

где  $N(\epsilon_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $I$  – усредненный по поверхности Ферми матричный элемент электрон-фононного взаимодействия,  $M$  – масса иона.

Можно предположить, что введение тяжелой примеси олова приводит к понижению  $T_c$ , поскольку  $\theta_D \sim M^{-1/2}$ . Использование значений  $\lambda = 0.81$  и  $\mu^* = 0.1$  [6] дает оценочные величины  $\theta_D = 175.5$  и  $\theta_D = 177.8$  К для  $x = 0.1$  и  $x = 0.15$  соответственно. Однако следует отметить, что оценки величины изменения  $\theta_D$  при относительно небольших давлениях 2–3 кбар дают значения, на порядок меньшие соответствующих значений  $dT_c/dP$ , полученных из эксперимента. Следовательно, изменение  $\theta_D$ , по-видимому, не является решающим фактором, определяющим зависимость  $T_c(P)$ , и эволюция  $T_c$  в условиях гидростатического сжатия не может обуславливаться только «ужесточением»

фононного спектра, а, вероятно, в основном определяется изменением плотности состояний на уровне Ферми.

Принимая во внимание тот факт, что оба соединения имеют близкий параметр анизотропии и слоистую структуру, можно предположить, что изменение величины  $dT_c/dP$  является результатом наличия особенностей плотности состояний в спектре носителей заряда. Действительно, как известно из литературных данных, в низкоразмерных системах всегда существуют значительные плоские участки на ферми-поверхности, приводящие к появлению сингулярностей в функции состояний. В частности, для  $NbSe_2$  в [1] было получено выражение для трехмерной плотности состояний

$$N(E) \sim 1/2\pi a \sqrt{4t^2 - (E - \varepsilon_0)^2}, \quad (3)$$

в котором учтено, что закон дисперсии электронов вдоль оси  $c$  в  $NbSe_2$  соответствует взаимодействию лишь соседних слоев:

$$\varepsilon(p_z) = 2t \cos(ap_z). \quad (4)$$

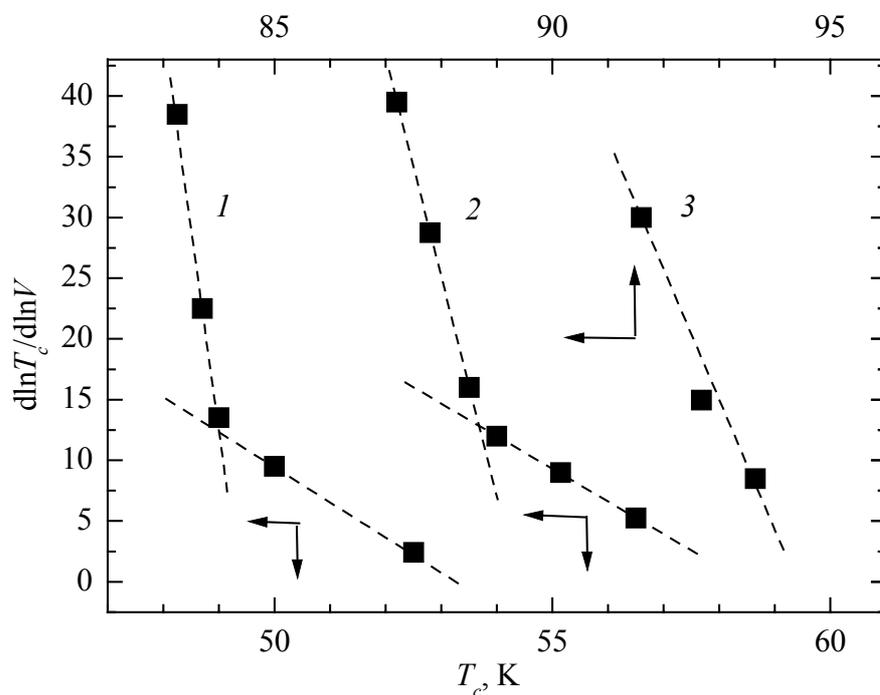
Из (3) видно, что в плотности состояний образуется «двуглавый» пик, ширина которого  $4t$  определяется интегралом межслоевого перекрытия волновых функций  $t$ . В то же время численные расчеты электронной плотности состояний  $N(E)$ , проведенные в [7], показали, что уровень Ферми в  $NbSe_2$  расположен вблизи острого пика. Следовательно, при увеличении интеграла перекрытия слоев, обусловленного давлением, плотность состояний на уровне Ферми может проходить через максимум.

Необходимо отметить, что при исследованиях высокотемпературных соединений важность роли сингулярностей в электронном спектре подчеркивалась еще на ранних этапах изучения [8] и в дальнейшем неоднократно подтверждалась экспериментально, в частности фотоэмиссионной спектроскопией и результатами измерения скачка теплоемкости [9]. Из теоретических работ следует отметить модель, рассмотренную в [10], где было показано, что для кристаллов с  $T_c \approx 90$  К уровень Ферми лежит в долине между двумя пиками плотности состояний, которая на уровне Ферми  $N(E_F)$  существенным образом зависит от анизотропии. Увеличение отношения  $(a - b)/a$  вызывает рост расстояния между пиками плотности состояний и соответственно понижение  $N(E_F)$  и  $T_c$ . Уменьшение же отношения  $(a - b)/a$  приводит к сближению пиков плотности состояний, что вызывает рост  $N(E_F)$  и  $T_c$ . Как отмечалось выше, такая закономерность изменения  $T_c$  наблюдалась экспериментально при исследовании влияния одноосного сжатия вдоль осей **a** и **b** на критическую температуру монокристаллов с  $T_c \approx 90$  К [2]: при приложении нагрузки вдоль оси **a** критическая температура повышалась, а вдоль оси **b** она уменьшалась. При воздействии гидростатического давления величина отношения  $(a - b)/a$  изменяется слабо, поскольку определяется только разницей модулей сжатия вдоль осей **a** и **b**. Поэтому изменение критической

температуры стехиометрических образцов с  $T_c \approx 90$  К при воздействии гидростатического давления относительно мало. Для кристаллов нестехиометрического состава с  $T_c \approx 60$  К уровень Ферми сдвинут с середины зоны и расположен в стороне от сингулярности Ван Хофа. Поэтому, если величина критической температуры в первую очередь определяется плотностью электронных состояний, то при воздействии гидростатического давления уровень Ферми должен смещаться в сторону пика плотности состояний.

В пользу последнего предположения свидетельствуют данные, показанные на рис. 3, на котором представлены диаграммы  $T_c \sim d\ln T_c/d\ln V$  кристаллов с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0.5$  и  $\delta \approx 0.45$  (соответственно 1, 2), а также образца состава, близкого к стехиометрическому  $\delta \leq 0.1$  (3), рассчитанные с учетом объемных модулей (100 GPa при  $\delta < 0.1$  и 115 GPa при  $\delta > 0.1$  [11]). На зависимостях  $d\ln T_c/d\ln V(T_c)$  для образцов нестехиометрического состава наблюдается излом, который может свидетельствовать о переходе из 60-градусной фазы в 90-градусную, различающиеся по величине  $dT_c/dP$ .

Таким образом, сопоставление результатов исследования влияния гидростатического давления на  $T_c$  слоистых соединений  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$  дает основание предположить, что особенности на зависимостях  $T_c(P)$  являются следствием изменений в энергетическом спектре носителей. Это может быть обусловлено либо другой валентностью замещающего элемента, влияющего



**Рис. 3.** Диаграммы  $T_c \sim d\ln T_c/d\ln V$  кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0.5$  (1) и  $\delta \approx 0.45$  (2), а также образца состава, близкого к стехиометрическому  $\delta \leq 0.1$  (3), рассчитанные с учетом объемных модулей (100 GPa при  $x < 0.1$  и 115 GPa при  $x > 0.1$  [11])

на плотность носителей, либо изменением параметров кристаллической решетки в результате понижения содержания кислорода, что, в свою очередь, влияет на электронный энергетический спектр.

Действительно, согласно рентгенографическим исследованиям, проведенным в [12], насыщение кислородом вызывает изменения параметров кристаллической решетки от  $a = 3.872 \text{ \AA}$ ,  $b = 3.879 \text{ \AA}$ ,  $c = 11.809 \text{ \AA}$  до  $a = 3.833 \text{ \AA}$ ,  $b = 3.898 \text{ \AA}$ ,  $c = 11.700 \text{ \AA}$ , т.е. увеличение орторомбического искажения. Это, в свою очередь, приводит к росту степени расщепления критической точки Ван Хофа. Интересно отметить, что аналогичные особенности поведения барических производных  $dT_c/dP$  в зависимости от изменения состава наблюдались в монокристаллах  $\text{NbSe}_2$ , интеркалированных дейтерием до 2 at.%, что приводило к росту  $dT_c/dP$  в 2–3 раза по сравнению с чистым образцом [13].

Принимая во внимание указанные аналогии, а также учитывая результаты работ [1,10], в которых были рассмотрены модели, предполагающие наличие сингулярностей в электронном спектре двумерных решеток, можно предположить, что изменение состава в таких соединениях, по-видимому, может приводить к сдвигу уровня Ферми относительно особенностей плотности состояний.

Необходимо отметить, что все вышесказанное относится к так называемому «истинному» эффекту давления, обусловленному непосредственным сжатием образца. В работах [14,15] по исследованию влияния давления на транспортные свойства беспримесных образцов, а также в серии работ по изучению влияния давления на кислородное упорядочение в керамических соединениях с добавками Ca, Sr и различных редкоземельных элементов [16–20] было показано, что при определении  $dT_c/dP$  следует различать два эффекта, связанных с уменьшением объема элементарной ячейки и перераспределением кислорода. С целью максимального уменьшения влияния перераспределения кислорода непосредственно после приложения давления нами проводилось быстрое (15–20 min) охлаждение камеры с образцом до температур, при которых отсутствуют релаксационные эффекты. Затем на отогреве производили измерение  $R(T)$  до комнатных температур, после чего осуществляли измерения временных зависимостей. После этого производили повторные измерения  $R(T)$  в цикле охлаждение–нагревание. Результаты измерений  $T_c(P)$  и  $\Delta T_c(P)$  для кристалла с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0.45$  приведены в таблице.

Величину  $T_c$  определяли по середине резистивного перехода в сверхпроводящее состояние на уровне  $R = R_N/2$ , где  $R_N$  – остаточное электросопротивление в нормальном состоянии. Ширину сверхпроводящих переходов  $\Delta T_c$  получали как разность температур  $T_c^0$  и  $T_c^f$  (начала и конца сверхпроводящего перехода), соответствующих значениям электросопротивления  $0.95R_N$  и  $0.05R_N$ .

Таблица

Результаты измерений  $T_c(P)$  и  $\Delta T_c(P)$

$P$ , kbar	До выдержки при $T = 300$ К		После выдержки при $T = 300$ К	
	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К
0	50.6	2.4	50.6	2.4
1.26	52.4	2.4	52.5	2.7
2.53	53.0	2.8	53.0	2.9
3.90	54.0	2.9	54.1	3.2
5.00	54.8	3.2	54.8	3.4
8.00	56.6	3.5	56.7	4.1
После снятия давления	50.6	3.5	50.6	2.8
Трое суток после снятия давления	50.6	3.5	50.5	2.4

Как видно из результатов, представленных в таблице, критическая температура, определяемая по середине сверхпроводящего перехода, практически не зависит от времени выдержки образца при комнатной температуре, а определяется только величиной приложенного давления. В то же время ширина сверхпроводящего перехода возрастает при таких условиях и практически не меняется при измерениях, выполненных непосредственно после приложения–снятия давления, что, по-видимому, вызвано влиянием перераспределения кислорода. Это предположение подтверждается и результатами, полученными в [21,22], где было показано, что приложение гидростатического давления приводит к изменению ширины и формы (высоты ступенек) сверхпроводящего перехода кислороддефицитных образцов  $YBaCuO$  при фиксированной  $T_c$ , что может быть обусловлено перераспределением кислорода между фазами, характеризующимися различным содержанием кислорода и типом его упорядочения. Например, при увеличении давления часть кислорода из фазы с меньшей  $T_c$  мигрирует в фазу с большей критической температурой, а при уменьшении давления происходит обратное перераспределение. При этом оценка размеров кластеров  $L_0 = (Dt)^{1/2}$  дает величину 30–300 Å, сопоставимую с расстоянием 50–400 Å, полученным из нейтронографических [23] и оптических [24] исследований, на котором реализуется упорядочение кислорода в монокристаллах с  $\delta \approx 0.5$  при комнатной температуре.

В пользу данного предположения свидетельствуют и результаты измерений изотермической релаксации электросопротивления под действием гидростатического давления, из которых методом изменения наклона кривых и методом разрезов была определена энергия активации процесса, составившая величину  $3 \cdot 10^3$  К. При этом следует отметить, что после выдержки образцов на протяжении 20 h при комнатной температуре величина энергии активации увеличилась до  $12 \cdot 10^3$  К. Такая зависимость энергии активации от времени выдержки образца при фиксированной температуре свидетельствует о том, что энергия активации тоже является функцией распределения кислорода.

### Выводы

В заключение необходимо еще раз отметить важность разделения эффекта непосредственного уменьшения объема элементарной ячейки и перераспределения кислорода в процессе приложения давления к образцам YBaCuO нестехиометрического состава. При этом барические зависимости критической температуры, определяемой по середине сверхпроводящего перехода, испытывают качественно схожее поведение с аналогичными зависимостями, полученными для монокристаллов диселенида ниобия с примесью олова. Учитывая слоистую структуру и близкий параметр анизотропии обоих соединений, а также принимая во внимание результаты работ по приложению одноосного давления [1,2] и теоретической модели [10], логично предположить, что характерные изломы в области малых давлений на зависимостях  $T_c(P)$  обоих соединений могут быть обусловлены смещением уровня Ферми в сторону особенностей плотности состояний при воздействии гидростатического давления. Увеличение в несколько раз энергии активации процесса релаксации электросопротивления в случае отжига при комнатных температурах и выдержки под гидростатическим давлением может свидетельствовать о переходе к другому механизму упорядочения лабильной компоненты.

Работа поддержана ГФФИ Украины согласно договору ф7/394-2001.

1. М.А. Оболенский, Х.Б. Чашка, В.И. Белецкий, В.М. Гвоздикова, ФНТ **15**, 984 (1989).
2. U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, W. Nessler, J. Downey, G.W. Crabtree, J. Guimpel, Phys. Rev. Lett. **69**, 2130 (1992).
3. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, М.О. Зубарева, ФНТ **15**, 1152 (1989).
4. Е.С. Ицкевич, ПТЭ № 4, 148 (1963).
5. W.L. McMillan, Phys. Rev. **167**, 331 (1968).
6. Х.Б. Чашка, В.И. Белецкий, М.А. Оболенский, ФНТ **17**, 833 (1991).
7. N.J. Dorant, B. Ricco, D.J. Titterton, G. Wexler, J. Phys. **C11**, 685 (1978).
8. P.A. Lee, N. Reed, Phys. Rev. Lett. **58**, 2691 (1987).
9. C.C. Tsuei, C.C. Chi, D.M. Newns, P.C. Pattnaik, M. Daumling, Phys. Rev. Lett. **69**, 2134 (1992).
10. V.M. Gvozdkov, Physica **C235–240**, 2127 (1994).
11. И.В. Александров, А.Ф. Гончаров, С.М. Стишов, Письма в ЖЭТФ **47**, 357 (1988).
12. А.В. Бондаренко, Б.И. Веркин, М.О. Зубарева, М.А. Оболенский, Препринт ФТИНТ, Харьков (1988).
13. Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, М.А. Оболенский, Х.Б. Чашка, Тез. докл. II Всесоюзного симпозиума «Неоднородные электронные состояния», Новосибирск (1987), с. 68.
14. J. Metzler, T. Weber, W.H. Fietz, K. Grube, H.A. Ludwig, T. Wolf, H. Wuhl, Physica **C214**, 371 (1993).
15. W.H. Fietz, R. Quenzel, K. Grube, J. Metzler, T. Weber, H.A. Ludwig, Physica **C235**, 1786 (1994).

16. В.И. Маркович, В.П. Дьяконов, Ф.А. Бойко, Г.Г. Левченко, И.М. Фита, ФТТ **36**, 1672 (1994).
17. В.П. Дьяконов, Г.Г. Левченко, В.И. Маркович, И.М. Фита, Н.А. Дорошенко, ФТТ **37**, 2826 (1995).
18. M. Baran, V.P. Dyakonov, L. Gladczuk, G.G. Levchenko, S. Piechota, H. Szymczak, Physica **C241**, 383 (1995).
19. М. Баран, Л. Гладчук, В.П. Дьяконов, В.И. Маркович, И.М. Фита, Г. Шимчак, ФНТ **22**, 1360 (1996).
20. В.П. Дьяконов, Л. Гладчук, Г.Г. Левченко, Г. Шимчак, ФТТ **38**, 3283 (1996).
21. М.А. Obolenskii, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan, D.D. Balla, The materials of the second international conference «Materials science of high-temperature superconductivity», Kharkov (1995), p. 205.
22. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Prodan, Low Temp. Phys. **23**, 777 (1997).
23. F. Heinmaa, H. Lütgemeier, S. Pecker, G. Krabbes, M. Buchgeister, Appl. Magn. Reson. **3**, 689 (1992).
24. K. Widder, A. Zibold, M. Merz, H.P. Geserich, A. Erb, G. Müller-Vogt, Physica **C232**, 82 (1994).

*M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, A.V. Samoilov*

#### SOME FEATURES OF COMPRESSION CHANGES IN SUPERCONDUCTING PROPERTIES OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL COMPOUNDS BASED ON YTTRIUM AND NIOBIUM DISELENIDE OF DIFFERENT DEGREE OF DEVIATION FROM STOICHIOMETRY

The effect of high hydrostatic pressure up to 14 kbar on electrical resistance and critical temperature of stratified single crystals  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  and  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  with a different degree of deviation from stoichiometry has been investigated. Breaks on the dependences  $T_c(P)$  come into question in terms of the presence of singularities in the electronic spectrum of two-dimensional lattice. Importance of differentiation between «veritable» effect of pressure and effect conditioned by the redistribution of oxygen is marked. It is shown that the activation energy of the relaxation process of electrical resistivity is the function of oxygen distribution.

**Fig. 1.** Temperature dependences of electrical resistivity of the crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  with the deficit of oxygen  $\delta \approx 0.5$  at pressures  $P$ , kbar: 1 – 0, 2 – 4.3, 3 – 6.4, 4 – at once after pressure relief. In the insert *a* superconducting transitions of single crystal are shown with  $\delta < 0.1$ , to the curves 1, 2, 3 pressures of 0, 1.25 and 4 kbar correspond. In the insert *b* superconducting transitions of single crystal are shown with  $\delta \approx 0.45$ , to the curves 1–6 pressures of 0; 1.26; 2.53; 3.9; 5 and 8 kbar correspond, the curve 7 is measured at once after pressure relief

**Fig. 2.** Baric dependences of critical temperature of single crystals  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  at  $x = 0.1$  (●) and 0.15 (○). Insert *a*: dependence of critical temperature on pressure for the crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  with  $\delta < 0.1$ ; insert *b*: dependences of critical temperature on pressure for

the crystals  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  with  $\delta \approx 0.5$  (■) and  $\delta \approx 0.45$  (○); insert  $\epsilon$ :  $R_{300}(P)$  dependences of single crystals  $\text{Nb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$  at  $x = 0.1$  (●) and  $0.2$  (○)

**Fig. 3.** Diagrams of the  $T_c \sim \text{dln}T_c/\text{dln}V$  for crystals  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  with the deficit of oxygen  $\delta \approx 0.5$  and  $\delta \approx 0.45$  (1, 2), and for stoichiometric composition of  $\delta \leq 0.1$  (3), calculated with bulk moduli taken into account (100 GPa at  $x < 0.1$  and 115 GPa at  $x > 0.1$  [11])