

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

538.945

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ  
С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА****Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин**

*Экспериментальные данные. — Анализ экспериментальных данных в окрестности  $T_c$ . — Некоторые оценки микроскопических параметров высокотемпературных сверхпроводников. — Зависимость от состава и проблема основного состояния.*

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Со времени открытия высокотемпературной сверхпроводимости<sup>1</sup> накоплен значительный экспериментальный материал, касающийся сверхпроводящих и нормальных свойств новых соединений. Однако теоретическое понимание явления высокотемпературной сверхпроводимости пока еще не достигнуто. Этому в значительной мере препятствует разрозненность и большой разброс экспериментальных данных. Не до конца изучены и свойства новых материалов нормальной фазе.

В настоящей статье сделана попытка некоторого обобщения и интерпретации имеющегося экспериментального материала с целью прояснить следующие кардинальные вопросы: 1) насколько широка флуктуационная область вблизи  $T_c$ ; 2) в какой мере анизотропия свойств новых материалов сказывается на их сверхпроводящих свойствах; 3) возможно ли использование ферми-жидкостной картины для описания нормальных и сверхпроводящих свойств этих соединений (отвлекаясь от конкретного механизма спаривания), другими словами, описываются ли свойства новых материалов в нормальной фазе в предположении, что выше  $T_c$  имеется достаточно широкая делокализованная электронная зона. Все эти вопросы естественно возникают, во-первых, по причине большого объема элементарной ячейки, резко выраженной слоистости кристаллической структуры новых сверхпроводников, и, во-вторых, самого факта высокой критической температуры в них. Если исходить из ферми-жидкостной картины, то отмеченные факторы приводили бы, с одной стороны, к малой плотности носителей (и малости импульса Ферми) и большой эффективной массе квазичастиц (что эквивалентно узости зоны проводимости). С другой стороны, высокие значения  $T_c$  на фоне большой эффективной массы уже в обычных представлениях дают довольно малую длину когерентности  $\xi_0 = \hbar v_F / 2\pi T_c$ . Все это вместе обуславливает не очень благоприятные для привычной картины значения параметров  $T_c/E_F$  или  $\hbar/p_F \xi_0$ .

Альтернативой ферми-жидкостному подходу является предположение о сильно коррелированной электронной системе. Привлекательность подобных идей состоит в том, что располагая лишь большой характерной энергией взаимодействия электронов и при условии, что найден соответствующий механизм спаривания, легко представить себе возможность высоких значений

$T_c$ , быть может, даже сравнимых со шкалой порядка соответствующих электронных энергий  $E_0$ . Примером приложения этих идей является так называемая модель резонирующих валентных связей Андерсона<sup>2</sup>. В частности, существенным качественным выводом, сделанным в рамках этой модели, является наличие бесщелевых фермионов, не несущих заряда, но обладающих спином. Тем самым, в этой модели теплоемкость при низких температурах должна зависеть от  $T$  линейно, в том числе и в сверхпроводящем состоянии. Линейный член в теплоемкости действительно наблюдается в большинстве экспериментов при  $T$  ниже  $T_c$ , однако пока трудно сказать, обязан ли этот вклад собственно свойствам сверхпроводящего состояния, либо присутствию посторонних несверхпроводящих фаз. В работе<sup>3</sup> получены интересные результаты относительно зависимости линейного члена в теплоемкости от концентрации стронция в соединении  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ; они обсуждаются в разделе 5.

Для выбора между этими точками зрения, в частности, для проверки справедливости предположения о делокализованных электронах важно иметь оценку величины отношения  $T_c$  к характерной электронной энергии. С величиной этого отношения была бы связана также и ширина флуктуационной области вблизи  $T_c$ .

Вопрос о возможно «двумерном» характере сверхпроводимости возникает из-за большой анизотропии, наблюдаемой как по измерениям сопротивления, так и для величин критических магнитных полей. По этому поводу также отсутствует единая точка зрения.

С целью ответить на поставленные вопросы мы сделали попытку проанализировать имеющиеся в литературе экспериментальные данные по измерению теплоемкости, сопротивления, критических магнитных полей, восприимчивости выше  $T_c$ , эффекта Холла, а также некоторые другие измерения. Наш обзор не претендует на исчерпывающий характер. Количество экспериментальных данных можно легко увеличить. Тем не менее, суммируя эти результаты, можно сказать, что большинство экспериментальных данных по сверхпроводящим свойствам не противоречит предположению о присутствии достаточно широкой делокализованной зоны. Флуктуационная область вблизи  $T_c$  оказывается довольно узкой, а сверхпроводимость представляется скорее трехмерной. Двумерный характер, точнее, слоистость структуры была бы существенна для количественного описания, по-видимому, лишь при температурах, достаточно далеких от  $T_c$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Обсуждаемые ниже экспериментальные данные по измерению теплоемкости, сопротивления, критических магнитных полей, парамагнитной восприимчивости выше  $T_c$ , эффекта Холла собраны в табл. I—III. В них включены результаты, полученные в соединениях  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . В ряде случаев эти результаты зависят от состава. Последний пункт заслуживает особого обсуждения, что и будет сделано в конце; см. раздел 5. По поводу экспериментальных данных в целом следует сказать, что они обнаруживают заметный разброс. Не всегда ясно, связан ли этот разброс с составом (тем более, что последний контролируется плохо), или с несовершенством образца, в том числе и со способом приготовления. Основную трудность для анализа данных представляет то обстоятельство, что разные характеристики обычно измерялись на разных образцах и в разных лабораториях. Комплексное изучение различных свойств на одном и том же образце пока редкость.

При оценке паулиевской восприимчивости,  $\chi_{\text{Pauli}}$ , по измеренной парамагнитной восприимчивости выше  $T_c$  обычно вводится поправка на диамагнетизм ионных остовов из расчета  $\chi_{\text{core}} = -0,98 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/моль Cu для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\chi_{\text{core}} = -0,66 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/моль Cu для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}$  (см., например,<sup>15, 31</sup>). В тех случаях, когда авторы цитированных работ сами

не производили выделения парамагнитного вклада  $\chi_{\text{Pauli}}$ , такие пересчеты проделаны нами. Нужно отметить также, что при оценках  $\chi_{\text{Pauli}}$  можно, по-видимому, не учитывать диамагнетизм Ландау электронов проводимости, так как относительный вклад последних пропорционален  $1/3 (m_0/m^*)^2$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона, а  $m^*$  — эффективная масса. Эффективные массы оказываются довольно велики, как будет видно из дальнейшего, так что диамагнетизм Ландау составляет всего несколько процентов от полной восприимчивости.

Для удельных сопротивлений приведены либо их значения непосредственно перед сверхпроводящим переходом,  $\rho(T_c)$ , либо величины сопротивления, экстраполированные к нулевой температуре,  $\rho(\text{res})$ .

Данные для монокристаллов включают также результаты по ориентированным эпитаксиальным пленкам.

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ В ОКРЕСТНОСТИ $T_c$

Поведение сверхпроводящих характеристик в окрестности  $T_c$  естественно попытаться описать в рамках феноменологической теории Гинзбурга — Ландау. Плотность свободной энергии в анизотропном случае имеет вид<sup>71</sup>

$$F = \alpha(T - T_c)|\Psi|^2 + \frac{b}{2}|\Psi|^4 + \sum_{i=1, 2, 3} (4M_i)^{-1} \left| \left( -i\hbar\nabla_i - \frac{2e}{c} A_i \right) \Psi \right|^2; \quad (1)$$

здесь  $M_i^{-1}$  — главные значения так называемого тензора обратных масс. Параметры  $\alpha$ ,  $b$  и  $M_i$  определяют термодинамическое критическое магнитное поле  $H_{cm}$  и глубины проникновения. Поскольку значения последних измерены недостаточно надежно, в качестве основных величин мы будем использовать скачок теплоемкости  $\Delta C_p$  при сверхпроводящем переходе

$$\frac{\Delta C_p}{T_c} = \left[ \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_{T_c} \right]^2 \quad (2)$$

и наклон верхнего критического магнитного поля  $(\partial H_{c2}/\partial T)_{T_c}$ . Наблюдаемая анизотропия сопротивления и  $H_{c2}$  является одноосной, что связано, возможно, с двойникованием в кристаллографической плоскости  $a$ ,  $b$ . В принципе, симметрия, например, соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  является орторомбической. При одноосной анизотропии

$$H_{c2}^{\parallel} = \sqrt{2} \kappa_{ab} H_{cm}, \quad \frac{H_{c2}^{\perp}}{H_{c2}^{\parallel}} = \left( \frac{M_c}{M_{ab}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\parallel$  и  $\perp$  означает ориентацию магнитного поля относительно оси  $c$ . Глубины проникновения магнитного поля связаны с  $H_{cm}$  соотношением

$$\delta_{ab}^{-2}(T) = \frac{2\sqrt{2}eH_{cm}}{\hbar c \kappa_{ab}}, \quad \delta_c(T) = \delta_{ab}(T) \left( \frac{M_c}{M_{ab}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

В свою очередь, параметры когерентности теории Гинзбурга — Ландау

$$\xi_{ab}(T) = \frac{\delta_{ab}(T)}{\kappa_{ab}}, \quad \xi_c(T) = \xi_{ab}(T) \left( \frac{M_{ab}}{M_c} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

В чистом пределе при экстраполяции к  $T = 0$  они дают размеры пары соответственно в плоскости  $a$ ,  $b$  и вдоль оси  $c$ .

Ширину флуктуационной области можно оценить как обычно, вычислив флуктуационную поправку к теплоемкости<sup>72</sup>. Выше  $T_c$

$$C_p - C_p^{(0)} = \frac{T_c^2 \alpha^2}{16\pi^3} \int \frac{d^3k}{[\alpha(T - T_c) + \sum_i (4M_i)^{-1} k_i^2]^2}. \quad (6)$$

В трехмерном случае

$$C_p - C_p^{(0)} = \frac{T_c^2 \alpha^{3/2} (M_1 M_2 M_3)^{1/2}}{2\pi (T - T_c)^{1/2}}. \quad (7)$$

Сравнивая эту поправку со скачком теплоемкости  $\Delta C_p / T_c = \alpha^2 / b$ , находим, что в трехмерном режиме флуктуации малы при

$$\frac{|T - T_c|}{T_c} > \text{Gi}_{3D} = \frac{T_c M_1 M_2 M_3 b^2}{4\pi^2 \alpha}.$$

Выражая все величины через скачок теплоемкости и  $H_{c2}$ , получаем

$$\text{Gi}_{3D} = \frac{\pi}{32} \frac{T_c^2 (\partial H_{c2}^\perp / \partial T)^2 |\partial H_{c2}^\parallel / \partial T|}{(\Delta C_p)^2 \phi_0^3}, \quad (8)$$

где  $\phi_0 = 2\pi\hbar c / 2e$  — квант магнитного потока. Если анизотропия велика, например, осуществляется слоистая структура:  $M_3 \gg M_1, M_2$ , то достаточно далеко от  $T_c$ , при температурах  $T$  таких, что

$$M_3 \alpha |T - T_c| \gg \left(\frac{z}{c_0}\right)^2$$

(где  $c_0$  — размер элементарной ячейки вдоль оси  $c$ , а  $z$  — число слоев в элементарной ячейке), интегрирование в (6) становится двумерным, и поправка к теплоемкости

$$C_p - C_p^{(0)} = \frac{T_c^2 \alpha z (M_1 M_2)^{1/2}}{2\pi c_0 (T - T_c)}. \quad (9)$$

Критерий Гинзбурга в двумерном случае имеет вид

$$\frac{|T - T_c|}{T_c} > \text{Gi}_{2D} = \frac{z}{4c_0} \frac{T_c |\partial H_{c2}^\parallel / \partial T|}{\Delta C_p \phi_0}. \quad (10)$$

Температуру перехода от трехмерного режима к двумерному,  $T^*$ , можно условно определить как температуру, при которой равны флуктуационные поправки к теплоемкости (7) и (9):

$$M_3 \alpha |T^* - T_c| = \left(\frac{z}{c_0}\right)^2,$$

т. е., когда

$$\xi_c(T^*) = \frac{c_0}{2z}. \quad (11)$$

Слова, что сверхпроводимость приобретает двумерный характер, означают лишь, что при большом удалении от  $T_c$  разложение по градиентам вдоль оси  $c$  в (1) является недостаточным. Обсуждение этого вопроса см., например, в <sup>73</sup>.

Таким образом, величина скачка теплоемкости при сверхпроводящем переходе и наклон  $H_{c2}$  позволяет определить длину когерентности и глубину проникновения вблизи  $T_c$ , ширину флуктуационной области и температуру  $T^*$ , при которой осуществляется переход от трехмерного к слоистому описанию сверхпроводимости.

Рассмотрим сначала ситуацию для соединений на основе купратов лантана. Из табл. I видно, что скачок теплоемкости составляет

$$\frac{\Delta C_p}{T_c} \approx 15 \text{ мДж/К}^2 \text{ моль Cu} \quad (12)$$

с относительной точностью около 20%. С помощью (2) находим

$$-\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} = 1,8 \cdot 10^2 \text{ Э/К}$$

с точностью около 10%. Ширина резистивного перехода обычно составляет 0,5—2 К и увеличивается с магнитным полем. Причиной тому, по-видимому,

Таблица 1. Экспериментальные данные для керамических и монокристаллических образцов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x \geq 0,15$ )

| $T_c$ , К и ссылки   | $\rho$ , мОм см   | $d\rho/dT$ ,<br>мОм см/К | $-dH_{c2}/dT$ , Тл/К  | $-dH_{c1}/dT$ ,<br>Э/К | $\Delta C_p/T_c$ ,<br>Дж/К <sup>2</sup> моль Cu | $\chi_{\text{Pauli}}$ ,<br>$10^{-4}$ см <sup>3</sup> /моль Cu | $\omega_p$ , эВ                | $n$ , $10^{21}$ см <sup>-3</sup> | $\theta_D$ , К |
|----------------------|---|--------------------------|---|------------------------|---|---|--------------------------------|----------------------------------|----------------|
| <b>Керамика</b>      |   |                          |   |                        |   |   |                                |                                  |                |
| 34 5                 | 430 ( $T_c$ ) 5   | 6,8 5                    | 2,7 5   | 5,1 9                  | 7,6 9   | 1,6 15  | 1,7 6                          | 19                               | 300 20         |
| 40 7                 | 300 ( $T_c$ ) 7   | 6 7                      | 1,75 9  |                        | 24 13   | 1,4 41  | $0,9\varepsilon_0^{1/2}$ 6) 41 | 2,1 r) 66                        | 400 43, 43     |
| 33 10, 48            | 320 ( $T_c$ ) 9   | 4,4 10, 48               | 1,5 10, 48  |                        | 17 15   | 1,6 43, 43  | $0,8\varepsilon_0^{1/2}$ 6) 58 | 3,7 r) 67                        | 450 16         |
| 36 15                | 400 ( $T_c$ ) 10, 48  | 4,7 36                   | 2,2—4,5 11  |                        | 20 16   | 1,5 57  | 2 r)                           | 68                               |                |
| 31 18                | 100 (res) 36  | 4 a)                     | 2,5 38  |                        | 10 20   | 1,6 61  |                                |                                  |                |
| 37 20                | 350 ( $T_c$ ) 47  | 3,4 a) 65                | 4,7 45  |                        | 14 42, 43                                       |   |                                |                                  |                |
| 33 45                | 300 (res) 65  |                          | 1,3—4 47  |                        |   |   |                                |                                  |                |
| 34 47                |   |                          |   |                        |   |   |                                |                                  |                |
| <b>Монокристаллы</b> |   |                          |   |                        |   |   |                                |                                  |                |
| 30—33 4, 44          | $\left\{ \begin{array}{l} \rho_{ab}(T_c) = 10^3 \\ \rho_c/\rho_{ab} = 19^{4, 44} \end{array} \right.$ | 1,7 8                    | $\left\{ \begin{array}{l} 0,3 (\mathbf{H} \parallel c) \\ 4 (\mathbf{H} \perp c) \end{array} \right.$ 4, 44 |                        |   |   |                                | 6—9 в) 40                        |                |
| 23 8                 | $\rho_{ab}(T_c) = 250^8$  |                          |   |                        |   |   |                                | 5—7 в) 8                         |                |

<sup>a)</sup> Линейная зависимость сохраняется примерно до 100 К.  
<sup>б)</sup> Диэлектрическая постоянная  $\varepsilon_0$  за счет поляризации ионных остовов не определялась. В работе <sup>6</sup> использовалось значение  $\varepsilon_0 = 4$ .  
<sup>в)</sup> Плотность носителей, определенная как  $n = (R_H e)^{-1}$ , возрастает с температурой и изменяется в указанном интервале при повышении температуры от  $T_c$  до 300 К.  
<sup>1)</sup> Зависит от содержания стронция (см. раздел 5)

Таблица II. Экспериментальные данные для керамических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 

| $T_c$ , К | $\rho$ , $\Omega/\text{см}$ | $d\rho/dT$<br>$\text{мк}\Omega/\text{см}/\text{К}$ | $-dH_{c2}/dT$ , Тл/К | $-dH_{c1}/dT$ ,<br>$\text{мТл}/\text{К}$ | $-dH_{c2}/dT$ ,<br>$\text{мТл}/\text{К}$ | $\Delta C_p/T_c$ ,<br>$\text{мДж}/\text{К}^2\text{моль Cu}$ | $\chi_{\text{Pauli}}$ ,<br>$10^{-4} \text{ см}^3/\text{К моль Cu}$ | $\rho_p$ , $\Omega\text{В}$ | $n$ , $10^{21} \text{ см}^{-3}$ | $T_D$ , К  |
|-----------|-----------------------------|--|----------------------|--|--|---|--|-----------------------------|---------------------------------|------------|
| 92 17     | 200—250 ( $T_c$ ) 17        | 1,7—2,5 17   | 1,3 17               | 7 17                                     | 4,8·10 <sup>2</sup> 59                   | 21 12   | 1,9 25   | 2,6 29                      | >4,2                            | 18 440 32  |
| 92 27     | 250 (res) 26                | 0,8 26   | 1,9 18               | 9 39                                     |  | 13 26   | 1,3 26   | 2,1 34                      | 3,5—4(6) 26                     | 360 35     |
| 95 28     | 200 ( $T_c$ ) 28            | 1,9 28   | 1,2—4,5 26           | 17 62                                    |  | 13 27   | 1,3 27   |                             | 4(6) 30                         | 380 12, 43 |
| 93 31     | 510 ( $T_c$ ) 39            | 2 а) 50  | 4,6 27               |  |  | 15 32   | 1,6 31   |                             | <3,4 г) 69                      | 400 60     |
| 90 32     | 200 ( $T_c$ ) 47            |  | 4,6 38               |  |  | 23 35   | 1,5 35   |                             |                                 |            |
| 90 37     |                             |  | 1,25 39              |  |  | 13 42, 43   | 1,8 37   |                             |                                 |            |
| 92 39     |                             |  | 2,3 45               |  |  | 11 60   | 1,3 42, 43   |                             |                                 |            |
| 90 45     |                             |  | 2,2 46               |  |  | 23 62   | 1,4 70   |                             |                                 |            |
| 95 47     |                             |  | 2,2—3,6 47           |  |  | 19 70   |  |                             |                                 |            |
| 93 62     |                             |  | 3 51                 |  |  |   |  |                             |                                 |            |
| 92 63     |                             |  | 4,6 59               |  |  |   |  |                             |                                 |            |
|           |                             |  | 2 62                 |  |  |   |  |                             |                                 |            |
|           |                             |  | 3,2 63               |  |  |   |  |                             |                                 |            |

а) Линейная зависимость сохраняется примерно до 550 К.

б) Плотность носителей, определенная как  $n = (H_{c2}/e)^{-1}$ , возрастает с температурой и изменяется в указанном интервале при повышении температуры от 400 К до 300 К.

в) Вычислено на основании магнитных измерений.

г) Зависит от содержания кислорода (см. раздел 5)

является несовершенство образцов. В результате, зависимость  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  обнаруживает большой разброс. Для керамических образцов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  средний (по экспериментальным данным) наклон верхнего критического поля составляет  $\partial H_{c2}/\partial T \simeq -2,5$  Тл/К с точностью около 15%.  $H_{c2}$  зависит от концентрации Sr, но не очень сильно. Для монокристаллических образцов, насколько нам известно, верхнее критическое поле измерялось только одной экспериментальной группой, поэтому надежность этих данных оценить трудно. Из табл. I имеем  $-\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T = 0,3$  Тл/К,  $-\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T = 4$  Тл/К. Результаты обработки экспериментальных данных по формулам (2) — (5), (8), (11) представлены ниже, в табл. IV. Величины  $\delta$  и  $\xi$  связаны с соответствующими длинами  $\delta(T)$ ,  $\xi(T)$  соотношениями

$$\begin{aligned}\xi_{ab,c}(T) &= \xi_{ab,c} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}, \\ \delta_{ab,c}(T) &= \delta_{ab,c} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}.\end{aligned}\quad (13)$$

Если воспользоваться интерполяционной формулой

$$\delta(T) = \delta(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{-1/2}, \quad (14)$$

то для  $\delta(0)$  получим  $\delta(0) = 4000 \text{ \AA}$  (керамика);  $\delta_{ab}(0) = 1400 \text{ \AA}$ ,  $\delta_c(0) = 2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$  (монокристалл).

Для соединений 1—2—3 скачок теплоемкости (табл. II)

$$\frac{\Delta C_p}{T_c} \approx 16 \text{ мДж К}^2\text{моль Cu} \quad (15)$$

с относительной точностью около 15%. С помощью (2) находим

$$-\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} = 2,4 \cdot 10^2 \text{ Э/К}.$$

Это несколько отличается от результата непосредственных измерений<sup>59</sup> (см. табл. II), где  $H_{cm}$  получалось интегрированием экспериментальной зависимости  $M(H)$ . Отличие может объясняться тем, что при обработке результатов в<sup>59</sup> использовалось несколько завышенное значение  $|\partial H_{c2}/\partial T| = 4,6$  Тл/К. Кроме того, величина скачка  $\Delta C_p$  зависит от образца, что, по-видимому, связано с неполным переходом в сверхпроводящее состояние всего объема керамики. Там, где одновременно измеряется и  $\Delta C_p$ , и  $M(H)$ , имеется хорошее согласие для обоих способов<sup>70</sup>.

Выше уже говорилось, что резистивный переход в поле довольно размыт по сравнению с обычными сверхпроводниками. Наклон  $H_{c2}(T)$  следует определять, по-видимому, вне области размытости перехода, но и в этой области кривые  $H_{c2}^{\parallel}(T)$  обнаруживают заметную положительную кривизну, так что наклон  $\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T$  устанавливается неоднозначно. Так, в работе<sup>21</sup>, например, наклон  $-\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T$  менялся от 0,37 Тл/К вблизи  $T_c$  до 0,9 Тл/К на расстоянии около 10 К от  $T_c$ . Наклон  $\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T$  вне области размытости перехода был практически постоянен и равен  $-3$  Тл/К. Из табл. III видно, что такие данные являются характерными для монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Обработка этих результатов приводит к величинам, указанным ниже в табл. V, где отдельно рассмотрены случаи: а)  $\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T = -0,37$  Тл/К,  $\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T = -3$  Тл/К; б)  $\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T = -0,9$  Тл/К,  $\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T = -3$  Тл/К. Если воспользоваться интерполяционной формулой (14), то для глубины проникновения при  $T = 0$  получим

$$\begin{aligned}\text{а) } \delta_{ab}(0) &= 670 \text{ \AA}, \quad \delta_c(0) = 5400 \text{ \AA}, \\ \text{б) } \delta_{ab}(0) &= 1050 \text{ \AA}, \quad \delta_c(0) = 3500 \text{ \AA}.\end{aligned}$$

Таблица III. Экспериментальные данные для монокристаллических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 

| $T_c$ , К                     | $\rho_{ab}$ ,<br>мкОм см       | $d\rho_{ab}/dT$ ,<br>мкОм см/К | $\rho_c(T_c)/\rho_{ab}(T_c)$ | $-dH_{c2}/dT$ ,<br>Тл/К<br>( $\begin{smallmatrix} H \parallel c \\ H \perp c \end{smallmatrix}$ ) | $\chi_{\text{Pauli}}$ ,<br>$10^{-4}$<br>см <sup>3</sup> /моль Cu | $\omega_p$ ,<br>эВ | $n$ ,<br>$10^{21}$ см <sup>-3</sup> |
|-------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------------------|---|--|--------------------|-------------------------------------|
| 90 <sup>44</sup>              | 200 (res) <sup>22</sup>        | 6 <sup>22</sup>                | 95 <sup>52</sup>             | $\begin{cases} 0,37 \div 0,9 \\ 3 \end{cases}$ <sup>21</sup>                                      | 1,8 <sup>14</sup>  | 2,6 <sup>53</sup>  | 7 $\div$ 9 <sup>52</sup>            |
| 89 <sup>49</sup>              | 200 (res) <sup>23</sup>        | 6 <sup>23</sup>                | 23 <sup>56</sup>             | $\begin{cases} 1,1 \\ 3,8 \end{cases}$ <sup>23</sup>  |  |                    | 3 $\div$ 6 а) <sup>64</sup>         |
| 90 <sup>53</sup>              | 135 (res) <sup>24</sup>        | 2 <sup>24</sup>                |                              | $\begin{cases} 0,37 \div 0,9 \\ 3 \end{cases}$ <sup>22</sup>                                      |  |                    |                                     |
| 90 <sup>54</sup>              | 400 (res) <sup>33</sup>        | 2 <sup>33</sup>                |                              | $\begin{cases} 0,37 \\ 2 \end{cases}$ <sup>44</sup>   |  |                    |                                     |
| 92 <sup>54</sup>              | 75 (res) <sup>52</sup>         | 1,3 <sup>52</sup>              |                              | $\begin{cases} 0,46 \\ 2,3 \end{cases}$ <sup>49</sup>   |  |                    |                                     |
| 93 <sup>55</sup>              | 15 (res) <sup>53</sup>         | 1,2 <sup>53</sup>              |                              | $\begin{cases} 0,2-1,1 \\ 0,7-3,6 \end{cases}$ <sup>54</sup>                                      |  |                    |                                     |
| 60 $\div$ 80 в) <sup>55</sup> | 140 ( $T_c$ ) <sup>54</sup>    | 1,5 <sup>54</sup>              |                              | $\begin{cases} 0,96 \\ 4,0 \end{cases}$ <sup>54</sup>   |  |                    |                                     |
| 90 <sup>56</sup>              | 54 ( $T_c$ ) б) <sup>55</sup>  | 0,9 б) <sup>55</sup>           |                              | $\begin{cases} 0,93 \\ 2,3 \end{cases}$ <sup>64</sup>   |  |                    |                                     |
|                               | 150 ( $T_c$ ) в) <sup>55</sup> | 1,3 в) <sup>55</sup>           |                              |   |  |                    |                                     |
|                               | 60 ( $T_c$ ) <sup>56</sup>     | 0,9 <sup>56</sup>              |                              |   |  |                    |                                     |

а) Плотность носителей возрастает с температурой в указанном интервале при повышении температуры от 100 К до 300 К.  
б) Ромбическая фаза.  
в) Тетрагональная фаза

Отметим, что независимые оценки глубины проникновения<sup>30, 74, 75</sup> дают  $\delta(0) \sim (1,5-3) \cdot 10^3$  Å. Эти оценки, в свою очередь, получены из измерений  $\mu^+$ -мезонного спинового резонанса и также не слишком надежны, так как распределение магнитного поля в образцах в точности не известно.

Из табл. IV и V видно, что флуктуационная область в высокотемпературных сверхпроводниках должна быть довольно узкой. Слоистость струк-

Таблица IV. Параметры теории Гинзбурга—Ландау для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x \geq 0,15$ )

|                          | $\kappa_{ab}$ | $\frac{M_c}{M_{ab}}$ | $\frac{ T^*-T_c }{T_c}$ | $\delta_{ab}$ , Å | $\delta_c$ , Å       | $\xi_{ab}$ , Å | $\xi_c$ , Å | $G_{3D}$                                 |
|--------------------------|---------------|----------------------|-------------------------|-------------------|----------------------|----------------|-------------|--|
| Керамика<br>Монокристалл | 100<br>12     | —<br>180             | —<br>0,4                | 2000<br>700       | —<br>10 <sup>4</sup> | 20<br>58       | —<br>4,3    | $2 \cdot 10^{-5}$<br>$0,5 \cdot 10^{-5}$ |

Таблица V. Параметры теории Гинзбурга—Ландау для монокристаллического  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 

| $\kappa_{ab}$ | $\frac{M_c}{M_{ab}}$ | $\frac{ T^*-T_c }{T_c}$ | $\delta_{ab}$ , Å | $\delta_c$ , Å | $\xi_{ab}$ , Å | $\xi_c$ , Å | $G_{3D}$            |
|---------------|----------------------|-------------------------|-------------------|----------------|----------------|-------------|---------------------|
| а) 11         | 65                   | 0,4                     | 335               | 2700           | 30             | 3,8         | $0,3 \cdot 10^{-5}$ |
| б) 27         | 11                   | $\sim 1$                | 525               | 1740           | 20             | 6           | $0,8 \cdot 10^{-5}$ |



туры также проявляется лишь достаточно далеко от  $T_c$ . При оценках температуры «кроссовера»  $T^*$  в табл. IV и V брались наиболее «благоприятные» для двумерной сверхпроводимости значения  $z = 1$  как для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , так и для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Отметим, что в действительности число слоев на элементарную ячейку совпадает скорее с числом атомов Cu, т. е.  $z = 2$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $z = 3$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Вывод о трехмерном характере сверхпроводимости согласуется с результатами анализа флуктуационной проводимости в работах<sup>76, 77</sup>, но расходится с утверждением работ<sup>78–80</sup>.

К сказанному добавим следующее. Вопрос о «двумерности» сверхпроводимости возник прежде всего из того наблюдения, что в соединениях 1–2–3 замена иттрия на любой редкоземельный элемент, имеющий локальный магнитный момент (скажем, Gd), практически не меняет  $T_c$ . Поскольку эти моменты неупорядочены, естественно было бы ожидать понижения  $T_c$ , как это происходит в сплавах с парамагнитными примесями. В феноменологическом гамильтониане (1) присутствует градиентный член. Если мы стартуем от представлений о сверхпроводимости, возникающей в двумерных слоях Cu — O, то трехмерность перехода обеспечивается членами вида  $J \sum \Psi_i \Psi_{i+1}^*$ , где  $\Psi_i$  — параметр порядка в слое. Если же в нормальной фазе электронный спектр пусть и анизотропен, но обеспечивает когерентное движение электронов вдоль оси  $c$ , то тензор масс определяется, в основном, характеристиками электронного спектра. В последнем случае анизотропия критических полей и анизотропия сопротивлений связаны соотношением

$$\frac{H_{c2}^{\parallel}}{H_{c2}^{\perp}} \sim \left( \frac{\rho_{ab}}{\rho_c} \right)^{1/2},$$

что обычно и имеет место. Нечувствительность  $T_c$  к замене редкоземельного элемента в соединениях  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  свидетельствует, видимо, в пользу «трубчатого» строения электронного спектра, обязанного направленности и пространственной локализации электронных  $d$ -функций атомов меди и  $p$ -орбиталей кислорода.

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

В предыдущем разделе мы видели, что сверхпроводящие свойства новых материалов феноменологически близки к свойствам обычных сверхпроводников. Соответственно, при анализе экспериментальных данных, касающихся электронных характеристик высокотемпературных сверхпроводников в нормальной фазе, мы будем предполагать, что в них также имеется какая-то делокализованная электронная зона (эта зона могла бы возникать и за счет легирования в хаббардовском состоянии). В пользу этого свидетельствует, например, металлический характер проводимости монокристаллов (скажем, в плоскости  $a$ ,  $b$ ) и постоянство парамагнитной восприимчивости выше  $T_c$ . Отметим, что в «чистом»  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  наблюдается прыжковый закон проводимости<sup>81</sup>, однако при легировании стронцием характер проводимости и величина сопротивления резко меняются. Вместе с данными по эффекту Холла<sup>66–68</sup> это может явиться указанием, что при легировании стронцием система из диэлектрического (мотовского) состояния переходит в состояние с делокализованными электронами. Подробнее мы остановимся на последнем вопросе ниже. Пока же мы попытаемся грубо оценить параметры делокализованной зоны.

При описании электронного спектра мы будем предполагать, что поверхность Ферми является цилиндрической. Действительно, большая анизотропия критического магнитного поля  $H_{c2}$ , а также имеющиеся различия в величине удельного сопротивления, а иногда и в характере проводимости в плоскости  $a$ ,  $b$  и вдоль оси  $c$  (см., например,<sup>52</sup>), указывают на то, что транспорт-

ные свойства электронов сильно анизотропны. По поводу сопротивления вдоль оси  $c$  нужно сказать, что надежных данных пока мало. В ранних работах  $\rho_c(T)$  обнаруживало (в отличие от  $\rho_{ab}(T)$ ) локализационную тенденцию при температурах порядка  $T_c$ . Недавние работы (см., например, <sup>82-84</sup>) показали, что  $\rho_c(T)$ , так же как  $\rho_{ab}(T)$ , линейно зависит от температуры.

Для цилиндрической поверхности Ферми плотность состояний (на один спин)

$$\nu(0) = \frac{zm_{ab}}{2\pi c_0 \hbar^2}, \quad (16)$$

где  $m_{ab}$  — эффективная зонная масса. Импульс Ферми

$$\frac{p_F}{\hbar} = \left( \frac{2\pi c_0 n}{z} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $n$  — концентрация носителей. Плотность состояний (13) не зависит о фермиевского импульса, поэтому плазменная частота электронов

$$[\omega_p^{(ab)}]^2 = 4\pi e^2 \nu v_F^2 = \frac{4e^2 z E_F}{c_0 \hbar^2} \quad (18)$$

выражается непосредственно через энергию Ферми  $E_F = p_F^2 / 2m_{ab}$  и параметры решетки. Выражение (18) позволяет определить энергию Ферми, исходя из экспериментально наблюдаемых значений плазменной частоты.

Для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  размер элементарной ячейки вдоль оси  $c$  равен  $c_0 \approx 13 \text{ \AA}$ ,  $z = 2$ , а для плазменной частоты согласно табл. I имеем 1,7 эВ. Отсюда для энергии Ферми с помощью (18) получаем  $E_F \approx 0,34 \text{ эВ}$ . Стехиометрический состав  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  отвечает одному носителю на примитивную ячейку, поэтому в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  зона должна была бы быть заполнена примерно наполовину. В действительности, дело обстоит сложнее. Сказанное, однако, видимо верно при  $x > 0,15$  (см. раздел 5). Если принять такую точку зрения, то для ширины зоны можно взять  $\Delta E = 2E_F \approx 0,7 \text{ эВ}$ . Для отношения  $T_c/E_F$  получается оценка  $T_c/E_F \approx 0,8 \cdot 10^{-2}$ .

Аналогично, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  имеем  $c_0 = 11,7 \text{ \AA}$ ,  $z = 3$ , а плазменная частота  $\omega_p \approx 2,3 \text{ эВ}$  (см. табл. II и III). Таким образом, получаем  $E_F \approx 0,37 \text{ эВ}$ , ширина зоны  $\Delta E = 2E_F \approx 0,74 \text{ эВ}$ . Отношение  $T_c/E_F \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Эти оценки свидетельствуют в пользу довольно широкой делокализованной зоны.

Заметим, что определение  $\omega_p$  из оптических данных страдает известной неопределенностью. В ряде случаев определение  $\omega_p$  возможно по так называемым «электронным потерям»; оба способа дают близкие результаты.

Точно определить концентрацию носителей в этих материалах на основании экспериментальных данных по эффекту Холла трудно. Постоянная Холла в слабых полях зависит от усредненного поперечника рассеяния. В случае носителей обоих знаков в нее входит также отношение подвижностей. Именно такая ситуация, видимо, имеет место в монокристаллическом  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , где по эффекту Холла иногда наблюдались носители обоих знаков<sup>52</sup>. Поскольку подвижности зависят от температуры, постоянная Холла  $R_H$  также может зависеть от температуры. Такое поведение  $R_H$  наблюдается в монокристаллах и  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (см. табл. I—III), где  $R_H$  падает с понижением температуры от 300 К до  $T_c$ . При 300 К из формулы  $R_H^{-1} = n e c$  можно получить  $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$  как для лантановых, так и для иттриевых монокристаллов. Концентрация  $n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  для лантановых соединений как раз отвечает одному носителю на примитивную ячейку (т. е. два носителя на элементарную ячейку Браве объемом  $V_0 \approx 1,9 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ ), поэтому оценка  $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при  $x > 0,15$  представляется разумной. Обратим внимание, что при малых  $x$  постоянная Холла зависит от  $x$ :  $R_H \propto x^{-1}$ <sup>66</sup>, эта зависимость обсуждается ниже. Для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  с объемом элементарной ячейки  $V_0 \approx 1,74 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$  такая концентрация отвечает

примерно 1,7 носителя на ячейку. В то же время при температурах порядка 100 К эксперимент дает 1,2—1,5 носителя каждого знака на ячейку<sup>52</sup>. (Для наших оценок этот разброс не очень существен, хотя в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  при  $y \approx 6,5$  также наблюдалась сильная зависимость  $R_H$  от концентрации кислорода<sup>69</sup>, видимо, близкая по своей природе к тому, что происходит в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при малых  $x$ .) Мы принимаем, таким образом, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  концентрацию  $n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , хотя такая оценка может оказаться неточной.

Теперь с помощью (16) — (18) можно оценить импульс Ферми и зонную массу. Для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x \gtrsim 0,15$ ) и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  имеем соответственно

$$\frac{p_F}{\hbar} \approx 0,64 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}, \quad \frac{m_{ab}}{m_0} \approx 4,7 \quad (19)$$

$$\frac{p_F}{\hbar} \approx 0,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}, \quad \frac{m_{ab}}{m_0} \approx 2,6. \quad (20)$$

Как видно из табл. I—III, паулиевская восприимчивость измерена сравнительно надежно. Она составляет около  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{моль Cu}$  для обоих типов сверхпроводящих соединений. По формуле

$$\chi_{\text{Pauli}} = \frac{2\mu_B^2 v(0)}{1 + Z_0}, \quad (21)$$

где фактор  $(1 + Z_0)^{-1}$  учитывает перенормировку за счет обменных ферми-жидкостных эффектов, можно оценить эффективную массу  $m^{(x)} = m_{ab} / (1 + Z_0)$ . В результате получаем  $m^{(x)}/m_0 \approx 7,5$  как для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , так и для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

трации носителей. Обратим внимание на совпадение восприимчивостей в расчете на моль Cu и соответствующих эффективных масс для обоих типов соединений. В то же время эффективные массы  $m_{ab}$  и  $m^{(x)}$  заметно отличаются друг от друга: отношение  $m^{(x)}/m_{ab}$  равно 1,6 и 2,9 соответственно для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Пока трудно сказать, в какой мере эти факты связаны со спиновыми корреляциями электронов, как они зависят от оценки концентрации носителей, неточности измерений  $\omega_p$  или от каких-то других факторов.

Если ввести постоянную Зоммерфельда  $\gamma$  (коэффициент при линейном члене в низкотемпературной теплоемкости нормального состояния):

$$\gamma = \frac{2\pi^2}{3} v(0) (1 + \lambda). \quad (22)$$

где множитель  $(1 + \lambda)$  обязан электрон-фононному взаимодействию, то на основании результатов для  $\chi_{\text{Pauli}}$  получаем

$$\frac{\gamma}{(1 + \lambda)(1 + Z_0)} \approx 11 \text{ мДж/К}^2\text{моль Cu} \quad (23)$$

для обоих типов соединений. Интересно сопоставить это значение со скачком теплоемкости  $\Delta C_p/T_c$  из (12) и (15). Обозначим  $\beta(\lambda) = \Delta C_p/T_c \gamma$  — отношение скачка теплоемкости к постоянной Зоммерфельда для сильного электрон-фононного взаимодействия. В случае слабой связи  $\beta(0) \approx 1,43$ . Легко видеть, что

$$\frac{\Delta C_p}{\beta(0) T_c} = 10,5 - 11,2 \text{ мДж/К}^2\text{моль Cu},$$

что весьма близко к величине  $\gamma$  из (23), если пренебречь всеми перенормировками. Этот факт отмечался в литературе и является несколько неожиданным результатом. Согласно<sup>85</sup> имеем

$$\beta(\lambda) = \beta(0) \left[ 1 + 1,8 \left( \frac{\pi T_c}{\omega_0} \right)^2 \left( \ln \frac{\omega_0}{T_c} + 0,5 \right) \right] \quad (24)$$

при малых  $T_c/\omega_0$ , где  $\omega_0$  — характерная частота фононов. Если для  $\text{LaSrCuO}$  поправку еще можно считать малой, то в случае  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , где  $T_c \approx 95$  К, а  $\theta_D \approx 400$  К, она достигает порядка единицы. Оценить с помощью формул типа (23), (24) величину электрон-фононного взаимодействия затруднительно, так как  $\omega_0$  в (24) не обязательно совпадает с  $\theta_D$ .

Обратимся теперь к данным по сопротивлению. Зная удельное сопротивление, можно определить длину пробега обычным образом:

$$l = \frac{p_F}{\rho n e^2}. \quad (25)$$

Воспользовавшись полученными оценками для импульса Ферми и плотности носителей, получим

$$l = 27 \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right) \text{ \AA} \text{ для } \text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4, \quad l = 21 \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right) \text{ \AA} \text{ для } \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7, \quad (26)$$

где  $\rho_0 = 100$  мкОм·см — выбранное для удобства характерное значение удельного сопротивления. Сравнивая выражения (26) с величиной  $\xi$  из табл. IV, видим, что даже лучшие образцы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с удельным сопротивлением  $\rho(T_c) \approx 250$  мкОм·см являются эффективно «грязными». При таком сопротивлении длина пробега в окрестности  $T_c$  должна быть порядка 10 Å. В грязном пределе теории БКШ параметр  $\xi_{ab}$  из табл. IV связан с  $\xi_0 = \hbar v_F / 2\pi T_c$  соотношением  $\xi_{ab} = 0,91 (\xi_0 l)^{1/2}$ . Отсюда находим  $\xi_0 \approx 48$  Å для керамики  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Для монокристаллического  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x \times \text{CuO}_4$  с сопротивлением 250 мкОм·см (см. табл. I) получаем  $\xi_{0ab} \approx 400$  Å. Столь большая величина  $\xi_{0ab}$  обусловлена, видимо, заниженным значением наклона  $|\partial H_{c2}^0 / \partial T| \approx 0,3$  Тл/К, полученным в <sup>4, 44</sup>. В работе <sup>65</sup> высказывается предположение, что система  $\text{LaSrCuO}$  относится к числу «чистых» сверхпроводников. Основным аргументом в <sup>66</sup> является утверждение, что критическое магнитное поле  $H_{c2}$  не зависит от сопротивления образцов, т. е. от длины пробега. Между тем из табл. I можно заключить, что из-за большого разброса данных по  $H_{c2}$  трудно судить о наличии или отсутствии зависимости  $H_{c2}$  от сопротивления.

Из табл. V и выражения (26) видно, что лучшие монокристаллические образцы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (с сопротивлением  $\rho(T_c) < 100$  мкОм·см) можно считать чистыми. По формуле БКШ в чистом пределе  $\xi_{ab} = 0,84 \xi_{0ab}$  (и аналогично для  $\xi_c$ ) получаем  $\xi_{0ab} = 24 - 36$  Å и  $\xi_{0c} = 4,5 - 7$  Å. Оценки некоторых микроскопических параметров сведены в табл. VI.

Таблица VI. Некоторые микроскопические параметры для соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

|  | $E_F$ , эВ | $T_c/E_F$           | $\xi_{0ab}$ , Å | $\xi_{0c}$ , Å | $n$ , $10^{21}$ см <sup>-3</sup> | $p_F/\hbar$ , $10^8$ см <sup>-1</sup> | $\hbar/p_F \xi_{0ab}$          |
|--|------------|---------------------|-----------------|----------------|----------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------|
| $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$<br>(керамика) | 0,34       | $0,8 \cdot 10^{-2}$ | 48              | —              | 10                               | 0,64                                  | $0,3 \cdot 10^{-1}$            |
| $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$<br>(монокристалл)  | 0,37       | $2 \cdot 10^{-2}$   | $24 \div 36$    | $4,5 \div 7$   | 10                               | 0,5                                   | $(0,6 \div 0,8) \cdot 10^{-1}$ |

Величину  $\xi_F = \hbar v_F / 2\pi T_c$  можно попытаться вычислить непосредственно. Взяв эффективную массу  $m_{ab}/m_0 = 4,7 - 7,5$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (см. выше), получим  $\xi_{0ab} = 37 - 55$  Å. Для  $\text{YBaCuO}$  с эффективной массой  $m_{ab}/m_0 \approx 2,6 - 7,5$  имеем  $\xi_{0ab} = 10 - 28$  Å. Такие оценки, в общем, неплохо согласуются с величинами из табл. VI.

Наиболее интересной особенностью сопротивления новых сверхпроводящих материалов является его линейная зависимость от температуры, наблю-

даемая в диапазоне практически сразу от  $T_c$  и до весьма высоких температур (примерно до 1000 К в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ <sup>50, 65</sup> и до 500 К в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <sup>50</sup>). Если представить длину пробега в виде  $l^{-1} = l_{\text{res}}^{-1} + l_T^{-1}$ , где  $l_T^{-1}$  пропорциональна  $T$ , то из формулы (25) можно оценить  $l_T(T_c)$ . Мы обсудим результаты, полученные в работах<sup>50, 65</sup> для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , где наблюдался линейный ход сопротивления до 1000 К. Для наклона  $\partial\rho/\partial T = 4$  мкОм·см/К, измеренного в<sup>55</sup>, получаем  $l_T(T_c) \approx 20$  Å, а для наклона  $\partial\rho/\partial T = 3,4$  мкОм·см/К из работы<sup>65</sup> имеем  $l_T(T_c) \approx 24$  Å. При повышении температуры от примерно 40 К до 1000 К длина пробега уменьшается примерно в 25 раз и становится равной 0,7–0,8 Å. Произведение  $p_F l / \hbar$  при  $T = 1000$  К равно примерно 0,5. Такая величина  $p_F l / \hbar$ , конечно, довольно мала. При столь малых значениях этого параметра уже следовало бы ожидать насыщения сопротивления согласно правилу Иоффе — Регеля<sup>86</sup>. В модели, где транспортные свойства электронов предполагаются двумерными, параметр  $p_F l / \hbar$  из (17) и (25) равен

$$\frac{p_F l}{\hbar} = \frac{2\pi c_0 \hbar}{ze^2 \rho}.$$

Таким образом, произведение  $p_F l / \hbar$  выражается только через измеряемое сопротивление и параметры решетки. Оно, в частности, не зависит от предположения относительно концентрации носителей  $n$ , а также от механизма рассеяния носителей и величины соответствующего взаимодействия. Поэтому отсутствие насыщения при  $p_F l / \hbar = 0,5$  может лишь свидетельствовать либо о том, что такое насыщение наступит несколько позднее, причем простое выражение (25) уже не применимо при столь малых длинах пробега (см., например,<sup>87</sup>), либо, и это весьма вероятно, что измеренное сопротивление несколько завышено (это может быть связано с неоднородностью образца). Отметим, что в работе<sup>8</sup> для эпитаксиальной пленки  $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$  был получен в 2 раза меньший наклон  $\partial\rho/\partial T \cong 1,7$  мкОм·см/К, однако в этой работе не было установлено, до каких температур сохраняется линейный ход  $\rho(T)$ . Подчеркнем, что эти рассуждения не зависят от конкретного механизма рассеяния, а сам факт отсутствия насыщения еще не позволяет сделать каких-либо оценок для величины взаимодействия, обуславливающего это рассеяние, в отличие от утверждения работы<sup>50</sup>.

Линейная зависимость сопротивления еще не получила надежного объяснения. Кроме традиционного фононного механизма, который, вообще говоря, пока нельзя полностью исключить, можно, например, допустить, что линейная зависимость обусловлена рассеянием на центрах, заряд которых флуктуирует, что как раз дало бы пропорциональность сопротивления температуре<sup>88</sup>. В рамках модели Андерсона также можно получить линейную зависимость  $\rho(T)$ <sup>89</sup>. Не конкретизируя природу всего явления, можно, однако, сделать некоторые оценки исходя из самой величины наклона сопротивления.

Прежде всего ясно, что линейный ход сопротивления (во всяком случае, в лантановых соединениях) не может быть связан с той частью фононного спектра, которая располагается около характерной дебаевской частоты  $\theta_D \approx 400$  К и которая, в принципе, могла бы быть ответственной за сверхпроводящее спаривание. Если обозначить константу взаимодействия электронов с такими фононами через  $\lambda$ , то исходя из линейной зависимости  $\rho(T)$  можно сделать верхнюю оценку для  $\lambda$ . Действительно, положим  $\hbar v_F l_T^{-1} = 2\pi T \lambda_{\text{эфф}}$ , так что  $\lambda_{\text{эфф}}$  определяет наклон удельного сопротивления  $\partial\rho/\partial T$ . Как обычно, из (25) и выражения  $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m_{ab}$  можно получить

$$\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\hbar \omega_p^2}{8\pi^2} \frac{\partial \rho}{\partial T}. \quad (27)$$

Подстановка в (27) значений  $\omega_p = 1,7$  эВ и  $\partial\rho/\partial T = 3,4$  мкОм·см/К для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  дает  $\lambda_{\text{эфф}} \approx 2,4$ . Тот факт, что линейный ход сопротивления в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  не нарушается в области температур порядка 100–400 К,

где должны «включаться» фононы с характерной энергией порядка  $\theta_D$ , показывает, что константа взаимодействия электронов с соответствующей частью фононного спектра  $\lambda$  мала по сравнению с  $\lambda_{эфф}$ . Хорошая линейность  $\rho(T)$  в области 100–400 К, по-видимому, накладывает неравенство  $\lambda \lesssim 0,1 \lambda_{эфф}$ . Таким образом, для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  можно получить оценку  $\lambda \lesssim 0,2$ . В принципе, линейный ход сопротивления мог бы быть связан с рассеянием на фононах и с характерной энергией меньшей или порядка  $T_c$ . Действительно, в графике  $C(T)/T^2$  имеется максимум при  $T \approx 20$  К<sup>42</sup>. Это находится в соответствии с пиком фононных плотностей состояний при энергии фононов около 11 мэВ, найденным в нейтронных измерениях фононного спектра<sup>81, 90</sup>. В такой ситуации  $\lambda_{эфф}$  можно связать с константой взаимодействия с низколежащей частью фононного спектра.

В соединениях 1–2–3 линейность  $\rho(T)$  имеет место в интервале от 100 К до 500 К<sup>50</sup>. Из (27) для  $\omega_p = 2,3$  эВ и  $d\rho/dT = 0,9$  мкОм·см/К получаем  $\lambda_{эфф} \approx 1,2$ . В принципе, для этих соединений линейный ход  $\rho(T)$  мог бы быть обусловлен рассеянием на фононах с характерной энергией порядка  $\theta_D \approx 400$  К, поскольку практически линейность  $\rho(T)$  начинается при  $T \gtrsim 0,25 \theta_D$ . Это, тем не менее, маловероятно, потому что при  $T \sim \theta_D$  и  $\lambda \sim 1$  рассеяние на фононах является сильно неупругим. Формально этот эффект, как ожидается, должен приводить к подавлению сверхпроводимости. Так или иначе, линейность сопротивления предполагает для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  неравенство  $\lambda \lesssim \lambda_{эфф}$ , откуда следует верхняя оценка  $\lambda \lesssim 1,2$ .

##### 5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СОСТАВА И ПРОБЛЕМА ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

В этом разделе мы попытаемся оценить «качество» и надежность использованных выше данных. Согласно табл. I–III большинство экспериментальных результатов, например, для скачка теплоемкости в точке сверхпроводящего перехода, группируются около некоторых средних значений. Разброс в данных по сопротивлению можно приписать прежде всего разным способам приготовления образцов и их качеству. Показательны в этом отношении для соединений  $\text{YBaCuO}$  эксперименты по измерению сопротивления вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c(T)$ . Если  $\rho_{ab}(T)$  обнаруживает металлический ход во всех работах, то в большинстве из них составляющая  $\rho_c(T)$  при понижении  $T$  возрастает, демонстрируя локализационное поведение. Лишь в работах<sup>82–84, 91</sup>, доложенных на недавней конференции в Интерлакене (Швейцария), было показано, что с улучшением качества образцов  $\rho_c(T)$  приобретает тот же характерный линейный ход, что и  $\rho_{ab}(T)$ . В общем, довольно мало чувствительны к образцам величины паулиевской восприимчивости  $\chi_{\text{Pauli}}$ , критических полей  $H_{c2}$  и др. как в  $\text{YBaCuO}$ , так и в  $\text{LaSrCuO}$  (при заметном легировании). Вместе с тем, сейчас хорошо известно, что ситуация значительно тоньше, и ряд физических измерений показывает, что некоторые важные свойства новых материалов сильно зависят от их состава. Эта зависимость проявляется в довольно узком интервале концентраций (вблизи стехиометрического состава для  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и для соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  вблизи состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  по кислороду).

В обычных ферми-жидкостных представлениях, скажем, стехиометрическое соединение  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  обязано было бы быть металлом с наполовину заполненной зоной. Вместо этого соединение  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$  при малых  $x$  и  $y$  (на шкале  $x \sim y \sim 10^{-2}$ ) обнаруживает магнитные свойства, в частности антиферромагнитный двумерный и трехмерный порядок<sup>92</sup>. Иными словами, электроны достаточно локализованы, чтобы характеризоваться локальным моментом. Естественно отнести это обстоятельство за счет кулоновских корреляций, и считать, что основное состояние имеет природу моттовского диэлектрика. Дальнейшее легирование, однако, разрушает магнитный порядок и, как сейчас считается (см., например,<sup>3, 92</sup>), возникает состояние, которое соответствует либо «спиновому стеклу», либо «спиновой жидкости». (Это

состояние является кандидатом на предложенное Андерсоном состояние RVB в его модели.) С дальнейшим увеличением концентрации,  $x \gtrsim 0,1$ , развивается сверхпроводимость. Обычно (см., например, <sup>93</sup>) принято полагать концентрацию  $x \approx 0,15$  оптимальной, так как  $T_c$  имеет здесь пологий максимум. Естественный вопрос, что скрывается за этим утверждением. В этом отношении наиболее ярко выражены данные по эффекту Холла. Вкратце эти результаты могут быть изложены следующим образом. Если стехиометрический состав  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  действительно отвечает моттовскому изолятору, то носители появляются по мере легирования, и в системе  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x \times \text{CuO}_4$  число дырок должно быть пропорционально  $x$ , а, следовательно, коэффициент Холла  $R_H \propto x^{-1}$ . В экспериментах <sup>66,68</sup> показано, что это действительно так при  $x < 0,15$ . При  $x \gtrsim 0,15$   $R_H$  резко падает, и число носителей увеличивается примерно до стехиометрического состава (1 дырка на атом меди, или  $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), см. также <sup>67</sup>. Такие концентрации Sr мы обычно и имели в виду выше, стараясь показать, что при этом свойства сверхпроводимости и картина нормального состояния в целом не противоречит обычным представлениям. Было бы любопытно проследить тенденцию в поведении, скажем, сверхпроводящих свойств в окрестности  $x \sim 0,15$  и при меньших  $x$  в том смысле, как они анализировались в разделе 2, но, к сожалению, при существующем положении дел это пока представляется недоступным. Резкое изменение коэффициента Холла наблюдалось и в системе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  при  $y \approx 6,5$  <sup>69</sup>. Конечно, описанные явления соблазнительно приписать переходу между состояниями диэлектрик — металл. Если это и так, то экспериментальные свойства, такие, как восприимчивость, параметры решетки и некоторые другие, не показывают драматических изменений; резкого скачка сопротивления также, видимо, не отмечалось (хотя удельные сопротивления у легированных и «чистых» образцов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  отличаются на два порядка). Отсюда следует, что диэлектрическое состояние и металлическая фаза должны быть достаточно близки по энергии. Указанный переход пока обсуждался в функции от концентрации. Если природа перечисленных явлений действительно связана с моттовским переходом, то в этой окрестности концентраций его, видимо, следует искать также в функции от температуры.

В недавних работах <sup>3, 94</sup> была также сделана попытка связать проблему низкотемпературного линейного члена в теплоемкости в системе  $\text{LaCuO}$  с уровнем легирования. Согласно этим результатам линейный член  $\gamma^*$  отсутствует в антиферромагнитной фазе систем  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ , затем резко возрастает при переходе от  $x \approx 0,02$  до  $0,04$ . В <sup>3</sup> найдено, что  $\gamma^*$  затем вновь спадает к  $x \approx 0,15$ .

Если результаты <sup>3</sup> верны, то они, несомненно, коррелируют с описанной выше схематической фазовой диаграммой, и в то же время их трудно однозначно интерпретировать в пользу модели Андерсона. Следует однако заметить, что низкотемпературные измерения теплоемкости для соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  в зависимости от содержания кислорода дали независимый от  $y$  линейный низкотемпературный вклад  $\gamma^*$  в интервале  $y = 7 \div 6$  <sup>35</sup>. Тем не менее, в настоящее время нельзя исключить возможность того, что  $\gamma^*$  объяснано малому (около 1%) включению посторонних фаз (см., например, <sup>95</sup>).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Соберем вместе те качественные выводы, к которым можно прийти из предшествующего анализа. Итак, если считать, что при легировании  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (или в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ) сверхпроводящие свойства возникают в рамках привычных ферми-жидкостных представлений о достаточно широкой делокализованной зоне, то для ширины этой зоны получим  $\Delta E \sim 0,7 \text{ эВ}$ , что сравнимо с параметрами органических материалов. Разброс данных пока, скажем для  $\omega_p$ , довольно велик, и эта оценка не является окончательной. Вместе с тем, это значение ширины зоны достаточно мало, чтобы в ней мог прояв-

ляться заметный поляронный эффект<sup>96</sup>. В рамки ферми-жидкостного подхода укладываются и такие характеристики как  $\gamma$ ,  $\chi_{\text{Pauli}}$ . Даже оценка размера куперовской пары  $\xi_0 = \hbar v_F / 2\pi T_c$  неплохо соответствует эксперименту. Относительно наших выводов, касающихся природы сверхпроводимости в новых материалах, важно подчеркнуть, что с точки зрения феноменологии Гинзбурга — Ландау они представляют собой хорошо определенные трехмерные анизотропные материалы, в которых флуктуационная область по-прежнему относительно узка, а следовательно, это также согласуется с картиной достаточно широкой зоны (причем результаты первых разделов и последнего в этом смысле совпадают количественно). Практическим следствием отсюда оказывается утверждение, что теория сверхпроводимости для новых материалов, видимо, также будет моделью среднего поля. Слоистость этих соединений, столь удивительно проявляющаяся в независимости  $T_c$  от замены иттрия на атомы редких земель с моментом, особой роли вблизи  $T_c$  не играет, хотя вдали от  $T_c$  формулы, например, для  $H_{c2}$ , видимо, должны быть иными, чем теории БКШ. Флуктуационная область согласно табл. 4,5 должна составлять  $\Delta T \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  К. Нам кажется, что при той ширине резистивного и магнитного переходов (0,5—1 К), которая характерна для большинства образцов, пока рано судить о характере особенностей, связанных с флуктуациями. Наконец, простой взгляд на данные табл. I—III убеждает нас, что экспериментально достигнутый уровень изучения новых материалов далек от совершенства, и имеющийся разброс, например, в наклоне  $H_{c2}(T)$  говорит о плохом пока качестве монокристаллов. Соответственно, наши оценки и выводы еще могут измениться. Ключевым для всей проблемы остается изучение природы основного состояния (в нормальной фазе) в зависимости от состава. Большинство данных, собранных в табл. I—III, за исключением экспериментов по эффекту Холла, пока не позволяет установить определенных закономерностей и связи с возможными фазовыми переходами в оксидных сверхпроводниках.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить большое число своих коллег за полезные обсуждения, а В. П. Минеева за ценное замечание.

Институт теоретической физики  
им. Л. Д. Ландау АН СССР,  
Черноголовка (Московская обл.)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bednorz J. G., Müller K. A. // *Zs. Phys. Kl.* 1986. Bd 64. S. 189.
2. Anderson P. W. // *Science*. 1987. V. 235. P. 1196.
3. Kato M., Maeno Y., Fujita T. // *Physica. Ser. C*. 1988. V. 152. P. 116.
4. Midaka Y., Enomoto Y., Suzuki M., Oda M., Murakami T. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. P. L377.
5. Kobayashi N., Sasaoka T., Ohichi K., Sasaki T., Kikuchi M., Endo A., Matsuzaki K., Ivone A., Noto K., Syono Y., Saito Y., Masumoto T., Noto Y. // *Ibidem*. P. L358.
6. Tajima S., Uchida S., Tanaka S., Kane S., Kitazawa K., Fueki K. // *Ibidem*. P. L432.
7. Uchida S., Takagi H., Kishio K., Kitazawa K., Fueki K., Tanaka S. // *Ibidem*. P. L443.
8. Suzuki M., Murakami T. // *Ibidem*. P. L524.
9. Batlogg B., Ramirez A. P., Cava R. J., Van Dover R. B., Rietman E. A. // *Phys. Rev. Ser. B*. 1987. V. 35. P. 5340.
10. Kwok W. K., Carlbtree G. W., Hinks D. G., Capone D. W., Jorgensen J. D., Zhang K. // *Ibidem*. P. 5343.
11. Orlando T. P., Delin K. A., Foner S., McNiff E. J., Tarascon J. M., Green L. H., McKinnon W. R., Hull G. W. // *Ibidem*. P. 5347.
12. Kitazawa K., Atake T., Ishii H., Sato H., Takagi H., Uchida S., Saito Y., Fueki K., Tanaka S. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. P. L748.



13. Kitazawa K., Atake T., Sakai M., Uchida S., Takagi H., Kishio K., Hasegawa T., Fueki K., Saito Y., Tanaka S.// *Ibidem.* P. L751.
14. Nakazawa Y., Ishikawa M., Takabatake T., Koga K., Terakura K.//*Ibidem.* P. L796.
15. Decroux M., Junod A., Bezinge A., Cattani D., Cors J., Jorda J.-L., Stellar A., Francois M., Yvon K., Fisher Ø, Muller J.//*Europhys. Lett.* 1987. V. 3. P. 1035.
16. Dunlap B. D., Nevitt M. V., Slaski M., Klippert T. E., Sungaila Z., McKale A. G., Capone D. W., Poeppel R. B., Flandermeyer B. K.//*Phys. Rev. Ser. B.* 1987. V. 35. P. 7210.
17. Cava R. J., Batlogg B., Van Dover R. B., Murphy D. W., Sunshine S., Siegrist T., Remeika J. P., Rietman E. A., Zahurak S., Espinosa G. P.//*Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1676.
18. Panson A. J., Braginski A. I., Cavalier J. R., Hulm J. K., Janocko M. A., Pohl H. C., Stewart A. M., Talvacchio J., Wagner G. R.//*Phys. Rev. Ser. B.* 1987. V. 35. P. 8774.
19. Hundley M. F., Zettl A., Stacy A., Cohen M. L.//*Ibidem.* P. 8800.
20. Ramirez A. P., Batlogg B., Aeppli G., Cava R. J., Rietman E., Goldman A., Shirane G.//*Ibidem.* P. 8833.
21. Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Takei H.//*Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. P. L1057.
22. Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Takei H. Preprint.
23. Iye Y., Tamegai T., Takei H., Takeya H., Sakai F., Sakakibara T., Goto T., Miura N. Preprint.
24. Kwo J., Hong M., Fleming R. M., Hsieh T. C., Liou S. H., Davidson B. A. Novel Superconductivity/Eds S. A. Wolf, V. Z. Kresin.— New York: Plenum Press, 1987.— P. 699.
25. Datta T., Almasan G., Gubser D. U., Wolf S. A., Osofsky M., Toth L. E.//*Ibidem.*— P. 817.
26. Cheong S.-W., Brown S. E., Cooper R. J., Fisk Z., Kwok R. S., Petersen D. E., Thompson J. D., Wells G. L., Zirngiebl E., Gruner G. Preprint Los Alamos Nat. Lab.— 1987.
27. Junod A., Bezinge A., Graf T., Jorda J.-L., Muller J., Antognazza L., Cattani D., Cors J., Decroux M., Fisher Ø, Banovski M., Genoud P., Hoffman L., Manuel A., Peter M., Walker E., Francois M., Yvon K.//*Europhys. Lett.* 1987. V. 4. P. 247.
28. Khim Z. G., Lee S. C., Lee J. H., Suh B. J., Park Y. W., Park C., Yu I. S.//*Phys. Rev. Ser. B.* 1987. V. 36. P. 2305.
29. Sulewoki P. E., Noh T. W., McWhirter J. T., Sievers A. J., Russek S. E., Buhrman R. A., Jee C. S., Crow J. E., Salomon R. E., Myer G.//*Ibidem.* P. 2357.
30. Harshman D. R., Aeppli G., Ansaldo E. J., Batlogg B., Brewer J. H., Cardan J. F., Cava R. J., Celie M., Chaklader A. C. D., Hardy W. N., Kreitzman S. R., Luke G. M., Noakes D. R., Senba M.//*Ibidem.* P. 2386.
31. Nevitt M. V., Crabtree G. W., Klippert T. E.//*Ibidem.* P. 2398.
32. Inderhess S. E., Salamon M. B., Friedmann T. A., Ginsberg D. M.//*Ibidem.* P. 2401.
33. Enomoto Y., Murakami T., Suzuki M., Moriwaki K.//*Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. P. L1248.
34. Wang X., Naba T., Ikezawa M., Isikawa Y., Mori K., Kobayashi K., Kasai K., Sato K., Fukase T.//*Ibidem.* P. L1391.
35. Ayashe C., Barbara B., Bonjour E., Burlet P., Calemczuk R., Couach M., Jurgens M. J. G. M., Henry J. Y., Rossat-Mignod J.//*Proc. of Yamada Conference. August 1987.— Physica. Ser. B.* 1987. V. 148. P. 305.
36. Ishii H., Sato H., Kanazawa K., Kishio K., Fueki K., Tanaka S. Preprint.
37. Takagi H., Uchida S., Iwabuchi H., Eisaki H., Kishio K., Kitazawa K., Fueki K., Tanaka S. Preprint.
38. Junod A., Bezinge A., Cattani D., Cors J., Decroux M., Fisher Ø, Genoud P., Hoffmann L., Jorda J.-L., Muller J., Walker E.//*Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. Suppl. 26-3. P. 1021.
39. Song S. N., Hwu S. J., Poeppelmeier K., Mason T. O., Ketterson J. B.//*Ibidem.* P. 1039.
40. Suzuki M., Moriwaki K., Murakami T.//*Ibidem.* P. 1103.

41. Uchida S., Tajima S., Takagi H., Kishio K., Hasegawa T., Kitazawa K., Fueki K., Tanaka S.//Ibidem. P. 1105.
42. Junod A., Bezinge A., Cattani D., Cors J., Decroux M., Fisher Ø., Genoud P., Hoppmann L., Jorda J.-L., Muller J., Walker E.//Ibidem. P. 1119.
43. Fisher Ø. (частное сообщение).
44. Hidaka Y., Enomoto Y., Suzuki M., Oda M., Katsui A., Murakami T.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. Suppl. 26-3. P. 1133.
45. Okuda K., Noguchi S., Yamagishi A., Sugiyama K., Date M.//Ibidem. P. 1171.
46. Apfelstedt I., Flükiger R., Küpfer H., Meiser-Hirmer R., Obst B., Politis C., Shauer W., Weiss F.//Ibidem. P. 1181.
47. Fuller W.W., Osofsky M.S., Toth L.E., Quadri S.B., Lawrence S.H., Hein R.A., Gubser D.U.//Ibidem. P. 1189.
48. Kwok W.K., Crabtree G.W., Hinks D.G., Capone D.W.//Ibidem. P. 1197.
49. Worthington T.K., Gallagher W.J., Digner T.R.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1160.
50. Gurvitch M., Fiory A.T.//Ibidem. P. 1337.
51. Laborde O., Tholence J. L., Lejay P., Sulpice A., Tournier R., Capponi J. J., Michel C., Provost J.//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 877.
52. Tozer S.W., Kleinsasser A.W., Penney T., Kaiser D., Holtzberg F.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1768.
53. Bozovic I., Kirillov D., Kapitulnik A., Char K., Hahn M.R., Beasley M.R., Geballe T.H., Kim Y.H., Heeger A.J.//Ibidem. P. 2219.
54. Moosder J. S., Meservey R., Tkaczyk J. E., Hao C. X., Gibson G. A., Tedrow P. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 619.
55. Макаренко И. Н., Никифоров Д. В., Быков А. В., Мельников О. К., Стишов С. М.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 52.
56. Бураков Л. И., Винников Л. Я., Емельченко Г. А., Кононович П. А., Лаухин В. Н., Осипьян Ю. А., Щеголев И. Ф.//Ibidem. С. 50.
57. Green R. L., Maletta H., Plaskett T. S., Bednorz J. C., Müller K. A.//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 379.
58. Geserich H. P., Scheiber G., Renker B.//Ibidem. P. 657.
59. Bezinge A., Jorda J. L., Junod A., Muller J.//Sol. State Commun. 1987. V. 64. P. 79.
60. Li F., Li Q., Lu G., Wu K., Zhou Y., Li C., Yin D.//Ibidem. P. 209.
61. Allgeier C., Schilling J. S., Ku H. C., Klavins P., Shelton R. N.//Ibidem. P. 227.
62. Ayache C., Barbara B., Bonjour E., Calemczuk R., Couach M., Henry J. H., Rossat-Mignot J.//Ibidem. P. 247.
63. Moosder J. S., Tedrow P. M., Tkaczyk J. E.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. P. 8329.
64. Chaudhari P., Collins R. T., Freitas P., Cambino R. J., Kirtley J. R., Koch R. H., Laibowitz R. B., Le Goues F. K., McGuire T. R., Penney T., Schlesinger Z., Segmüller A. P., Foner S., McNiff E. J.//Ibidem. P. 8903.
65. Osquiguil E., Decca R., Nieva G., Civalé L., de la Cruz F.//Sol. State Commun. 1988. V. 65. P. 491.
66. Ong N. P., Wang Z. Z., Clayhold J., Tarascon J. M., Green L. H., McKinnon W. R.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 8807.
67. Cher C., Kaiser A. B., Gmelin E., Waltz L.//Ibidem. V. 36. P. 5676.
68. Maletta H., Shafer M. W., Penney T., Olson B. L., Torressen A. M., Green R. L.//Physica. Ser. B. 1987. V. 148. P. 233.
69. Wang Z. Z., Clayhold J., Ong N. P., Tarascon J. M., Green L. H., McKinnon W. R., Hull G. W. Preprint.//Phys. Rev. Ser. B (to be published).
70. Junod A., Bezinge A., Muller J.//Physica. Ser. C. 1988. V. 152. P. 50.
71. Кан Е. И.//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 1675.
72. Леванюк А. П.//ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 810.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978.
73. Klemm R. A., Luther A., Beasley M. R.//Phys. Rev. Ser. B. 1975. V. 12. P. 877.
74. Aerpli G., Cava R. J., Ansaldo E. J., Brewer J. H., Kreitzman S. R., Luke G. M., Noakes D. R., Kiefl R. F.//Ibidem. 1987. V. 35. P. 7129.

75. Винников Л. Я., Григорьева И. В.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 89.
76. Freitas P. P., Tsuei C. C., Plaskett T. S.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 833.
77. Goldenfeld M., Olmsted P. D., Friedmann T. A., Ginsberg D. M.//Sol. State Commun. 1988. V. 65. P. 465.
78. Oh B., Char K., Kent A. D., Naito M., Beasley M. R., Geballe T. H., Hammond R. H., Kapitulnik A., Graybeal J. M. Preprint.
79. Kapitulnik A., Beasley M. R., Castellani C., Di Castro C.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 537.
80. Auslos M., Laurent C.//Ibidem. P. 611.
81. Birgeneau R. J., Chen C. Y., Gabbe D. R., Jensen H. F., Kastner M. A., Peters C. J., Picone P. J., Thio T., Thurston T. R., Tuller H. L., Axe J. D., Böni P., Shirane G.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1329.
82. Iye Y. et al.//International Conference on High-Temperature Superconductivity and Materials, and Mechanisms of Superconductivity. Interlaken, Switzerland. February 29 — March 4, 1988.
83. Kitazawa K. et al.//Ibidem.
84. Ong N. P. et al.//Ibidem.
85. Кресин В. З., Пархоменко В. И.//ФТТ. 1975. Т. 16. С. 3363.
86. Ioffe A. F., Regel A. R.//Prog. Semicond. 1966. V. 4. P. 237.
87. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мнр, 1974.
88. Этншберг Г. М.//Письма ЖЭТФ 1987. Т. 46. Приложение. С. 94.
89. Anderson P. W., Zou Z.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 132.
90. Reeves M. E., Citrin D. S., Pasol B. G., Friedmann T. A., Ginsberg D. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 6915.
91. Щеголев И. Ф. и др.//<sup>82</sup>.
92. Aharoni A., Birgeneau R. J., Coniglio A., Kastner M. A., Stanley H. E.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1300.
93. Fleming R. M., Batlogg B., Cava R. J., Rietman E. A.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 7191.
94. Kumagai K., Nakamichi Y., Watanabe I., Nakamura Y., Nakajima H., Watanabe N., Lederer P.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 724.
95. Eckert D., Junod A., Graf T., Muller J.//<sup>82</sup>.
96. Александров А. С., Гребенев В. Н., Мазур Е. А.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 357.