

# Изменение электронной плотности в узлах меди при сверхпроводящем переходе в маталлоксидах меди

© Н.П. Серегин

Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,  
198103 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 15 марта 2002 г.)

Для соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ,  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$  при температурах выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  температурная зависимость центра тяжести  $S$  мессбауэровского спектра примесных атомов  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  в узлах меди и иттрия определяется доплеровским сдвигом второго порядка. В области  $T < T_c$  на величину  $S$  оказывает влияние зонный механизм, связанный с процессом образования куперовских пар и их бозе-конденсацией. Обнаружена зависимость между изменением электронной плотности в металлическом узле кристалла и температурой перехода его в сверхпроводящее состояние. Для соединений, содержащих две структурно-неэквивалентные позиции для атомов меди, показано, что изменение электронной плотности, создаваемой бозе-конденсатом куперовских пар, различно для этих узлов. Экспериментальная зависимость доли сверхпроводящих электронов от температуры для всех исследованных узлов согласуется с аналогичной зависимостью, следуемой из теории БКШ.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РФ (грант Е 00-3.4-42).

Распределение электронной плотности в узлах кристаллической решетки различается для сверхпроводящей и обычной (металлической) фаз, и это различие может быть измерено с помощью мессбауэровской спектроскопии. Как было продемонстрировано в [1], условия обнаружения куперовских пар в маталлоксидах меди методом мессбауэровской спектроскопии наиболее благоприятны для случая изотопа  $^{67}\text{Zn}$ , если используется эмиссионный вариант спектроскопии с материнскими ядрами  $^{67}\text{Cu}$  (дочерний зонд  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  занимает узлы меди) или  $^{67}\text{Ga}$  (дочерний зонд  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  занимает узлы иттрия или редкоземельного металла).

В настоящей работе приводятся результаты исследования распределения электронной плотности в медных узлах решетки высокотемпературных сверхпроводников  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $T_c = 90\text{ K}$ ),  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  ( $T_c = 50\text{ K}$ ) и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  ( $T_c = 80\text{ K}$ ) методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопах  $^{67}\text{Cu}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ) и  $^{67}\text{Ga}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ). В структуре этих соединений атомы меди занимают две структурно-неэквивалентные позиции  $\text{Cu}(1)$  и  $\text{Cu}(2)$  с отношением их заселенностей как 1:2 (для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ ) [2] или 1:1 (для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ) [3], и предполагалось, что изменение электронной плотности в этих узлах при переводе соединения в сверхпроводящее состояние будет различным. Для сравнения исследованы также соединения  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  ( $T_c = 79\text{ K}$ ),  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$  ( $T_c = 93\text{ K}$ ) и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ( $T_c = 80\text{ K}$ ), в структуре которых медь занимает единственную позицию [4–6].

## 1. Методика эксперимента

Мессбауэровские источники готовились путем диффузии радиоактивных  $^{67}\text{Cu}$  и  $^{67}\text{Ga}$  в поликристаллические образцы в вакуумированных кварцевых ампулах при

$450^\circ\text{C}$  в течение 2 часов. Синтез исходных образцов проводился по методикам, описанным в [4–8]. В качестве контрольных образцов, для которых не наблюдается переход в сверхпроводящее состояние, использовались материалы, полученные путем отжига исходных (сверхпроводящих) образцов на воздухе при  $600^\circ\text{C}$  в течение 2 часов.

Измерение мессбауэровских спектров  $^{67}\text{Zn}$  проводилось на промышленном спектрометре МС-2201 с модернизированной системой движения. В качестве модулятора выбран пьезоэлектрический преобразователь на основе PZT керамики. Максимальная развертка по скорости составляла  $\pm 150\text{ }\mu\text{m/s}$ . Калибровка спектрометра проводилась по спектру металлического  $^{67}\text{Zn}$  с источником  $^{67}\text{Cu}$ . Регистрация гамма-квантов осуществлялась полупроводниковым детектором  $\text{Ge}(\text{Li})$ , сенсibilизированным в области  $100\text{ keV}$ . Мессбауэровские спектры снимались с поглотителем  $^{67}\text{ZnS}$ . Охлаждение источника и поглотителя проводилось потоком холодного гелия, а нагревание источника осуществлялось электрической печью. Температура контролировалась полупроводниковым датчиком. Температура поглотителя составляла  $10 \pm 1\text{ K}$ , а температура источника могла меняться в интервале от  $10 \pm 2$  до  $90 \pm 2\text{ K}$ .

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Мессбауэровские спектры  $^{67}\text{Cu}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ) всех исследованных соединений представляли собой либо квадрупольные триплеты (для соединений, включающих единственную позицию атомов меди), либо суперпозицию двух квадрупольных триплетов (для соединений, включающих две структурно-неэквивалентные позиции атомов меди). Тонкая структура спектров и идентификация

триплетов с соответствующим узлом меди описаны в [9–12]. Изомерный сдвиг ( $IS$ ) всех спектров отвечает ионам  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  ( $IS \approx 67\text{--}77 \mu\text{m/s}$  относительно спектра источника  $^{67}\text{Ga}$  в меди). Предполагалось, что материнские атомы  $^{67}\text{Cu}$  в процессе диффузионного легирования занимают узлы меди (в пользу этого свидетельствуют данные [6,7]), и, следовательно, зонд  $^{67}\text{Zn}^{2+}$ , образовавшийся после распада  $^{67}\text{Cu}$ , находится в узлах меди.

Мессбауэровские спектры  $^{67}\text{Ga}(^{67}\text{Zn})$  соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  представляли собой квадрупольные триплеты, изомерный сдвиг которых отвечает ионам  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  ( $IS \approx 100\text{--}107 \mu\text{m/s}$ ). Тонкая структура спектров и идентификация триплетов как принадлежащих центрам  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  в узлах иттрия описаны в [10,13].

Постоянные квадрупольного взаимодействия  $C$  для центров  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  как в узлах меди, так и в узлах иттрия практически не зависят от температуры. Этот факт объясняется тем, что для зонда  $\text{Zn}^{2+}$  градиент электрического поля на ядрах  $^{67}\text{Zn}$  создается преимущественно ионами кристаллической решетки, а изменения постоянных решеток исследованных соединений в интервале температур 4.2–100 К весьма малы [2,3].

Температурная зависимость центра тяжести  $S$  мессбауэровского спектра  $^{67}\text{Zn}$  при постоянном давлении  $P$  определяется [14]

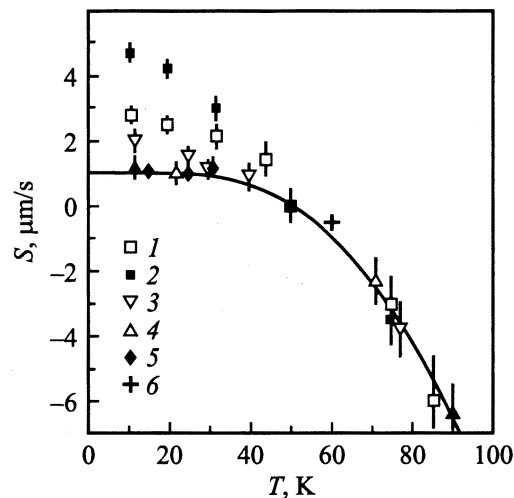
$$(\delta S/\delta T)_P = [\delta(IS)/\delta \ln V]_T (\delta \ln V/\delta T)_P + (\delta D/\delta T)_P + [\delta(IS)/\delta T]_V. \quad (1)$$

Первый член в (1) представляет зависимость изомерного сдвига от объема  $V$  и проявляется при структурных фазовых переходах. Второй член представляет температурную зависимость доплеровского сдвига второго порядка  $D$  и в дебаевском приближении имеет вид [15]

$$(\delta S/\delta T)_P = -(3k_0 E_0/2Mc^2)F(T/\Theta), \quad (2)$$

где  $k_0$  — постоянная Больцмана,  $E_0$  — энергия изомерного перехода,  $M$  — масса ядра-зонда,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\Theta$  — температура Дебая,  $F(T/\Theta)$  — функция Дебая. Хотя модель Дебая удовлетворительно описывает колебательные свойства только примитивных решеток, тем не менее формула (2) удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости  $S(T)$  для сложных в кристаллохимическом отношении соединений [1]. Объясняется это тем, что зависимость  $D(T)$  зависит преимущественно от коротковолновой области фононного спектра, которая достаточно хорошо описывается дебаевским приближением. Наконец, третий член в (1) описывает температурную зависимость изомерного сдвига; появление этого члена вызвано изменением электронной плотности на мессбауэровских ядрах, которое ожидается при переходе матрицы в сверхпроводящее состояние.

Типичные зависимости  $S(T)$  для узлов Cu(1), Cu(2) и Y в решетках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  приведены

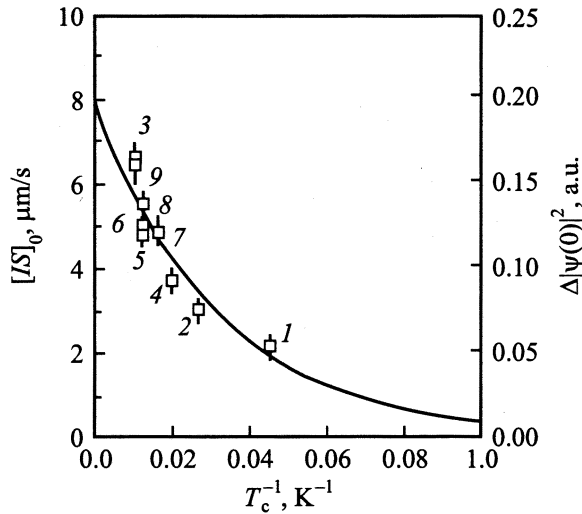


**Рис. 1.** Температурные зависимости центра тяжести  $S$  мессбауэровских спектров  $^{67}\text{Zn}^{2+}$  в узлах Cu(1) [1,4], Cu(2) [2,5] и Y [3,6], измеренные относительно их значений при 50 К, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  (1–3) и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$  (4–6). Сплошной линией показана теоретическая температурная зависимость  $S$  для случая доплеровского сдвига второго порядка при  $\Theta = 420$  К.

на рис. 1. Оказалось, что температурная зависимость центра тяжести спектра  $S$ , измеренного относительно его значения при  $T_c$ , для всех контрольных образцов в температурном интервале 10–90 К хорошо описывается формулой (2), если использовать дебаевские температуры  $420 \pm 10$  К (для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ ),  $400 \pm 10$  К (для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_x$ ),  $260 \pm 10$  К (для  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ) и  $360 \pm 10$  К (для  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_x$  и  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ). (Приведенные температуры Дебая согласуются с известными в литературе температурами Дебая, полученными из измерений теплоемкости [16–19]). Иными словами, изменения изомерного сдвига как за счет изменения объема, так и за счет изменения температуры практически не сказываются на зависимости  $S(T)$  для несверхпроводящих образцов. Поскольку для исследованных соединений в температурном интервале 10–90 К не происходит структурных фазовых переходов [2,3], такое поведение  $S(T)$  является вполне ожидаемым.

Для всех сверхпроводящих образцов зависимость  $S(T)$  при  $T > T_c$  также описывается доплеровским сдвигом второго порядка (2), и температуры Дебая остаются неизменными по сравнению с контрольными образцами. Для области температур  $T < T_c$  величина  $S$  зависит от температуры более резко, чем это следует из формулы (2), и в выражении (1) следует принимать во внимание третий член, который описывает температурную зависимость изомерного сдвига.

Для количественного описания наблюдавшегося явления следует ввести величины: изомерный сдвиг  $[IS]_T$  при данной температуре  $T$ , который находится как разность  $[IS]_T = S_T - D_T$  (где  $S_T$  и  $D_T$  — центр тяжести спектра и доплеровский сдвиг спектра при температуре  $T$ ),



**Рис. 2.** Зависимость  $[IS]_0$  и  $\Delta|\Psi(0)|^2$  от  $T_c^{-1}$ . Точками представлены данные для: 1 — Cu в  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ , 2 — Cu в  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ , 3 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ , 4 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ , 5 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_4O_8$ , 6 — Cu в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , 7 — Cu в  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ , 8 — Cu в  $HgBa_2CuO_4$  и 9 — Cu в  $HgBa_2CaCu_2O_6$ . Данные для  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ ,  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  и  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$  взяты из [1].

и предельную величину изомерного сдвига  $IS$  при  $T \rightarrow 0$  К, определяемую как разность  $[IS]_0 = S_0 - D_0$  (где  $S_0$  и  $D_0$  — центр тяжести спектра и доплеровский сдвиг спектра при  $T \rightarrow 0$  К). Как видно из рис. 2, величина  $[IS]_0$  тем больше, чем выше температура перехода соединения в сверхпроводящее состояние. Величина  $[IS]_0$  зависит также от узла, в котором локализован мессбауэровский зонд. Наибольшая величина  $[IS]_0$  наблюдается для узлов Cu(2), значительно меньшая — для узлов Cu(1) и минимальная — для узлов Y, если сравнить отклонения для узлов в одной решетке ( $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ ,  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$  или  $YBa_2Cu_4O_8$ ) (см. таблицу).

Согласно теории БКШ, при понижении температуры и переходе через  $T_c$  в решетке сверхпроводника возникают куперовские пары (спариваются электроны с противоположными импульсами и противоположными спинами, так что полный импульс, орбитальный момент и спин куперовской пары равны нулю) и образуется бозе-конденсат [20]. Это должно приводить к изменению электронной плотности в узлах кристаллической решетки: при температурах  $T > T_c$  электроны проводимости металлической фазы описываются блоховскими волновыми функциями, а при  $T < T_c$  они описываются единой когерентной волновой функцией. Величина изомерного сдвига мессбауэровских спектров по соотношению

$$IS = \alpha \Delta|\Psi(0)|^2 \quad (3)$$

(здесь  $\Delta|\Psi(0)|^2$  — разность релятивистских электронных плотностей на исследуемых ядрах в двух образцах,

$\alpha$  — постоянная, зависящая от ядерных параметров используемого изотопа) непосредственно связана с изменением электронной плотности на ядрах  $^{67}Zn$ , причем величина  $[IS]_0$  характеризует электронную плотность, создаваемую бозе-конденсатом в условиях, когда все электроны проводимости образовали куперовские пары. При переводе  $[IS]_0$  в  $\Delta|\Psi(0)|^2$  мы использовали величину  $\alpha$ , взятую из [21]. На рис. 2 приведена зависимость  $\Delta|\Psi(0)|^2$  от  $T_c^{-1}$ : с ростом  $T_c$  величина  $\Delta|\Psi(0)|^2 = |\Psi_c(0)|^2 - |\Psi_0(0)|^2$  возрастает, что отражает факт возрастания электронной плотности на ядрах  $^{67}Zn$  при переходе от несверхпроводящей (электронная плотность на ядрах  $^{67}Zn$   $|\Psi_0(0)|^2$ ) к сверхпроводящей (электронная плотность на ядрах  $^{67}Zn$   $|\Psi_c(0)|^2$ ) фазе.

Зависимость  $\Delta|\Psi(0)|^2$  от  $T_c$  может быть понята, если учесть, что стандартная корреляционная длина  $\xi_0$  („размер“ куперовской пары при  $T \rightarrow 0$  К) для анизотропных сверхпроводников определяется как  $\xi_0 \sim T^{-1}$ , таким образом, рис. 2 отражает зависимость  $[IS]_0$  и  $\Delta|\Psi(0)|^2$  от  $T_c^{-1}$  и от стандартной корреляционной длины  $\xi_0$ . Эта зависимость носит экспоненциальный характер

$$[IS]_0 = 7.9 \exp[-31.4/T_c]$$

или

$$\Delta|\Psi(0)|^2 = 0.2 \exp[-31.4/T_c],$$

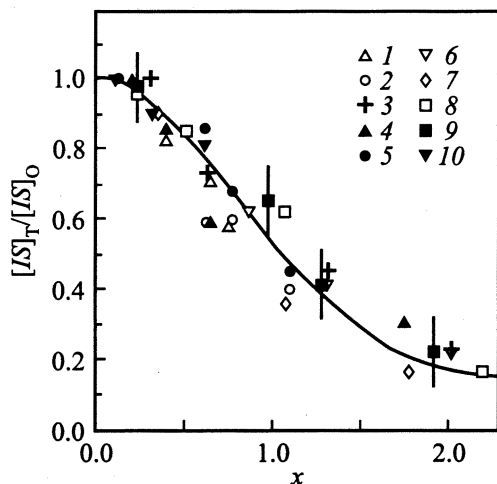
где  $IS$  измеряется в  $\mu\text{m/s}$ ,  $|\Psi(0)|^2$  в а.е. и  $T_c$  в К.

Видно, что экспериментально измеренное значение изменения электронной плотности на ядрах  $^{67}Zn$  при сверхпроводящем переходе не превышает 0.2 а.е. и соответствует минимально возможному „размеру“ куперовской пары. Существование такого минимального размера связано, по-видимому, с физической невозможностью существования куперовских пар с расстоянием между компонентами, меньшим некоторой критической длины.

В теории БКШ может быть найдена температурная зависимость эффективной плотности сверхтекучих электронов  $\rho(T)$  [20], а с другой стороны, следовало ожидать, что  $\rho(T) \sim [IS]_T/[IS]_0$ . Поэтому на рис. 3 приведены теоретическая зависимость  $\rho$  от параметра  $x = 1.76(k_0T/\Delta)$  ( $\Delta$  — энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника, взятая из [20]) вместе с нашими данными по зависимости

Величины  $[IS]_0$  для различных узлов решеток  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ ,  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$  и  $YBa_2Cu_4O_8$

Соединение	Узел	$[IS]_0$ , $\mu\text{m/s}$
$YBa_2Cu_3O_{6.6}$ , $T_c = 50$ К	Cu(1)	1.8(3)
	Cu(2)	3.7(3)
	Y	1.0(3)
$YBa_2Cu_3O_{6.9}$ , $T_c = 90$ К	Cu(1)	2.9(3)
	Cu(2)	6.6(3)
	Y	1.9(3)
$YBa_2Cu_4O_8$ , $T_c = 80$ К	Cu(1)	2.2(3)
	Cu(2)	4.8(3)
	Y	1.0(3)



**Рис. 3.** Зависимость  $[IS]_T/[IS]_0$  от параметра  $x = 1.76(k_0 T/\Delta)$ . Сплошной кривой показана теоретическая зависимость эффективной плотности сверхтекучих электронов от параметра  $x$ . Точками представлены данные для узлов: 1 — Cu(1) в  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ , 2 — Cu(1) в  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ , 3 — Cu(1) в  $YBa_2Cu_4O_8$ , 4 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ , 5 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ , 6 — Cu(2) в  $YBa_2Cu_4O_8$ , 7 — Cu в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , 8 — Cu в  $HgBa_2CuO_4$ , 9 — Cu в  $Hg_2Ba_2CaCu_2O_6$ , 10 — Y в  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ .

$[IS]_T/[IS]_0$  от параметра  $x$  для различных металлоксидов меди. Видно, что имеется удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных температурных зависимостей эффективной плотности сверхтекучих электронов. Это является неожиданным фактом: в литературе достаточно подробно обсуждалась проблема применимости модели БКШ для описания свойств высокотемпературных сверхпроводников [22], поэтому следует с осторожностью относиться к обнаруженному нами согласию между теоретической и экспериментальной зависимостями эффективной плотности сверхтекучих электронов от параметра  $x$  для указанной группы сверхпроводников и возможностью использовать теорию БКШ в ее немодифицированном виде для описания высокотемпературной сверхпроводимости. По-видимому, это согласие следует рассматривать как доказательство того, что процессы образования куперовских пар и их бозе-конденсация должны быть обязательными в любой теории высокотемпературной сверхпроводимости.

Особенность соединений, данные о которых приведены на рис. 3, заключается в том, что для узлов Cu(1) и Cu(2) обнаружено различие в величинах  $[IS]_0$ . Очевидно, это является следствием пространственной неоднородности электронной плотности, создаваемой бозе-конденсатом куперовских пар. Тем не менее, и для узлов Cu(1), и для узлов Cu(2) (а также и для узлов Y) обнаруживается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных температурных зависимостей эффективной плотности сверхтекучих электронов.

Таким образом в настоящей работе установлено, что для металлоксидов меди  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ ,  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ ,  $YBa_2Cu_4O_8$ ,  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ ,  $HgBa_2CuO_4$  и  $HgBa_2CaCu_2O_6$  в области температур выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  температурная зависимость центра тяжести  $S$  мессбауэровского спектра кристаллического зонда  $^{67}Zn^{2+}$  определяется доплеровским сдвигом второго порядка. В области  $T < T_c$  на величину  $S$  оказывает влияние зонный механизм, связанный с процессом образования куперовских пар и их бозе-конденсацией. Существует зависимость между изменением электронной плотности в металлическом узле кристалла и температурой его перехода в сверхпроводящее состояние. Для кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ ,  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ ,  $YBa_2Cu_4O_8$ , содержащих две структурно-неэквивалентные позиции для атомов меди, показано, что изменение электронной плотности, создаваемой бозе-конденсатом куперовских пар, различно для этих узлов, а также для узлов иттрия. Максимальное изменение электронной плотности наблюдается для узлов Cu(2), значительно меньшее изменение — для узлов Cu(1) и минимальное — для узлов Y. Экспериментально обнаруженная зависимость доли сверхпроводящих электронов от температуры для всех исследованных узлов [Cu(1), Cu(2), Y] удовлетворительно согласуется с аналогичной зависимостью, следуемой из теории БКШ.

## Список литературы

- [1] Н.П. Серегин, Ф.С. Насрединов, П.П. Серегин. ФТТ **43**, 587 (2001).
- [2] J. Capponi, C. Chaillout, A. Hewat, L. Lejay, J. Marezio, N. Nguyen, B. Raveau, J. Soubeyrou, J.L. Tholence, R. Tournier. Europhys. Lett. **3**, 1301 (1987).
- [3] E. Kaldis, P. Fischer, A.W. Hewat, E.A. Hewat, J. Karpinski, S. Rusiecki. Physica **C159**, 668 (1989).
- [4] O. Chmaissem, Q. Huang, S.N. Putilin, M. Marezio, A. Santoro. Physica **C212**, 259 (1993).
- [5] E.V. Antipov, J.J. Capponi, C. Chaillout, O. Chmaissem, S.M. Loureiro, M. Marezio, S.N. Putilin, A. Santoro, J.L. Tholence. Physica **C218**, 348 (1993).
- [6] J.M. Tarascon, W.R. McKinnon, P. Barboux, D.M. Hwang, B.G. Bagley, L.H. Greene, G.W. Hull, Y. LePage, N. Stoffel, M. Giroud. Phys. Rev. B **38**, 8885 (1988).
- [7] J.D. Jorgensen, B.W. Veal, A.P. Paulikas, L.J. Nowicki, G.W. Grabtree, H. Claus, W.K. Kwok. Phys. Rev. B **41**, 1863 (1990).
- [8] P. Gaptasarma, V.R. Palhar, M.S. Multane. Solid State Commun. **77**, 769 (1991).
- [9] П.П. Серегин, В.Ф. Мастеров, Ф.С. Насрединов, Н.П. Серегин, Ч.С. Саидов, К.Х. Бабамуратов. ФТТ **36**, 769 (1994).
- [10] F.S. Nasredinov, V.F. Masterov, N.P. Seregin, P.P. Seregin. J. Phys.: Condens. Matter **11**, 8291 (2000).
- [11] F.S. Nasredinov, V.F. Masterov, N.P. Seregin, P.P. Seregin. J. Phys.: Condens. Matter **12**, 7771 (2000).
- [12] В.Ф. Мастеров, Ф.С. Насрединов, Н.П. Серегин, П.П. Серегин. ЖЭТФ **114**, 1079 (1998).
- [13] В.Ф. Мастеров, Ф.С. Насрединов, Н.П. Серегин, П.П. Серегин. ФТТ **38**, 1986 (1996).

- [14] J.S. Shier, R.D. Taylor. Phys. Rev. **174**, 346 (1968).
- [15] Д. Надь. В кн.: Мессбауэровская спектроскопия замороженных растворов / Под ред. А. Вертеши и Д. Надь. Мир, М. (1998). С. 11.
- [16] T. Sasaki, N. Kobayashi, O. Nakatsu, T. Matsuhira, A. Tokima, M. Kikuchi, Y. Syono, Y. Muoto. Physica **C153–155**, 1012 (1988).
- [17] H.M. Ledbetter, S.A. Kim, R.B. Goldfarb. Phys. Rev. B **39**, 9689 (1989).
- [18] A. Junod, T. Craf, D. Sanchez, G. Triscone, J. Muller. Physica **C165 / 166**, 1335 (1990).
- [19] S.J. Collocott, R. Driver, C. Audrikidis, F. Pavese. Physica **C156**, 292 (1989).
- [20] Дж. Шриффер. Теория сверхпроводимости. Наука, М. (1970).
- [21] A. Svane, E. Antoncik. Phys. Rev. B **34**, 1944 (1986).
- [22] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберг. Мир, М. (1990).