

05.4

Экспериментальное определение температурной зависимости эффективной плотности сверхтекучих электронов в высокотемпературных сверхпроводниках

© *Е.И. Теруков, П.П. Серегин, А.В. Марченко*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Российский государственный педагогический университет
им. А.И. Герцена, С.-Петербург
E-mail: ppseregin@hotmail.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2006 г.

Показано, что отсутствует согласие расчетных (теория Бардина–Купера–Шриффера (БКШ)) и экспериментальных (данные мессбауэровской спектроскопии) температурных зависимостей эффективной плотности сверхтекучих электронов для узлов Cu(1) в решетках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$, однако имеется удовлетворительное согласие для узлов Cu(2).

PACS: 74.72.-h, 61.18.Fs

Мессбауэровская спектроскопия позволяет изучать процессы бозеконденсации электронных пар в сверхпроводниках путем прецизионного измерения температурной зависимости центрального сдвига [1]. В настоящей работе проведено определение температурной зависимости эффективной плотности сверхтекучих электронов при сверхпроводящем фазовом переходе в металлоксидах меди $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$,

$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ и $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе $^{67}Cu(^{67}Zn)$. Особенностью этих соединений является наличие в них двух структурно-неэквивалентных позиций для атомов меди — $Cu(1)$ и $Cu(2)$, причем перенос тока в сверхпроводящем состоянии осуществляется преимущественно по плоскостям, образованным центрами $Cu(2)$ [2].

Мессбауэровские источники готовились методом диффузии изотопа ^{67}Cu в готовую керамику при температурах $500\text{--}600^\circ\text{C}$ в течение 2 h в атмосфере кислорода [$YBa_2Cu_3O_7$ (температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 80\text{ K}$), $YBa_2Cu_4O_8$ ($T_c = 60\text{ K}$), $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ ($T_c = 120\text{ K}$), $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ ($T_c = 80\text{ K}$)] или на воздухе [$HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ ($T_c = 112\text{ K}$)]. В качестве контрольных объектов, для которых не наблюдалось перехода в сверхпроводящее состояние, были выбраны керамики того же состава, которые получали путем нагрева соответствующих сверхпроводящих образцов в вакууме при 1300°C в течение 2 h.

Следует иметь в виду, что при таких измерениях необходимо учитывать возможность изменения центрального сдвига мессбауэровского спектра ^{67}Zn не только за счет изменения пространственного распределения электронной плотности при фазовом переходе, но и за счет температурного изменения неоднородного электрического поля, поляризующего электронные оболочки зонда. Мерой температурного изменения неоднородного электрического поля служит температурное изменение квадрупольного расщепления. Квадрупольное расщепление связано с вкладами в градиент электрического поля (ГЭП) от валентных электронов и ионов кристаллической решетки: величина вклада от ионов решетки практически не зависит от температуры, что объясняется слабой температурной зависимостью постоянных кристаллических решеток, тогда как величина вклада от валентных электронов, как правило, довольно резко зависит от температуры.

Таким образом, для исключения влияния неоднородного электрического поля на центральный сдвиг мессбауэровских спектров необходимо использовать „кристаллические“ зонды, т.е. зонды, ГЭП на ядрах которых образуется преимущественно за счет ионов кристаллической решетки. Очевидно, критерием „кристалличности“ зонда в данном соединении может служить слабая температурная зависимость квадрупольного расщепления мессбауэровского спектра этого соединения.

На рис. 1 приведены температурные зависимости постоянной квадрупольного взаимодействия $C = eQU_{zz}$ (выраженной в единицах

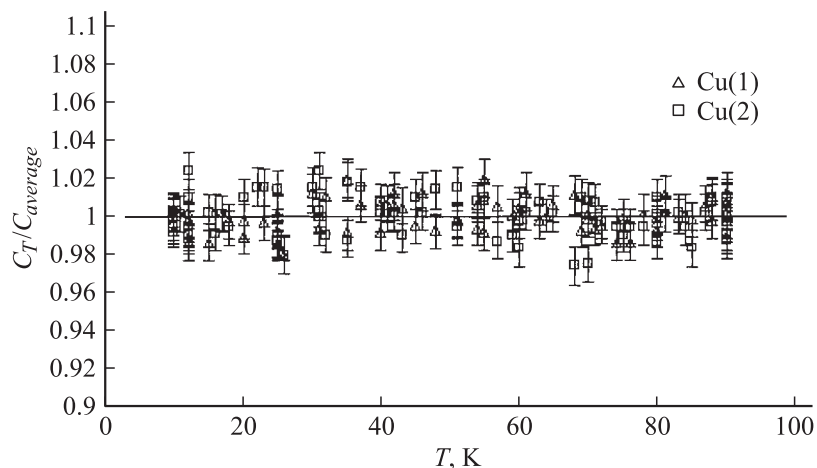


Рис. 1. Температурные зависимости постоянной квадрупольного взаимодействия для узлов меди в решетках высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$.

$C_T/C_{average}$, где C_T — постоянная квадрупольного взаимодействия при температуре T , $C_{average}$ — среднее значение постоянной квадрупольного взаимодействия в выбранном интервале температур) для центров ^{67}Zn в узлах меди решеток $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (здесь e — заряд электрона, Q — квадрупольный момент ядра ^{67}Zn , U_{zz} — главная компонента тензора суммарного ГЭП). Видно, что для всех узлов меди температурная зависимость постоянной квадрупольного взаимодействия слабая и это свидетельствует о „кристалличности“ зонда ^{67}Zn .

Для определения температурных зависимостей эффективной плотности сверхтекучих электронов строились температурные зависимости центра тяжести S для контрольного и сверхпроводящего соединения. Для контрольных соединений эти зависимости описывались температурной зависимостью дебаевского сдвига

$$\left(\frac{\delta D}{\delta T}\right)_p = -\frac{3k_0 E_0}{2Mc^2} F\left(\frac{T}{\theta}\right)$$

(здесь E_0 — энергия изомерного перехода, k_0 — постоянная Больцмана, M — масса ядра-зонда, c — скорость света, θ — температура Дебая,

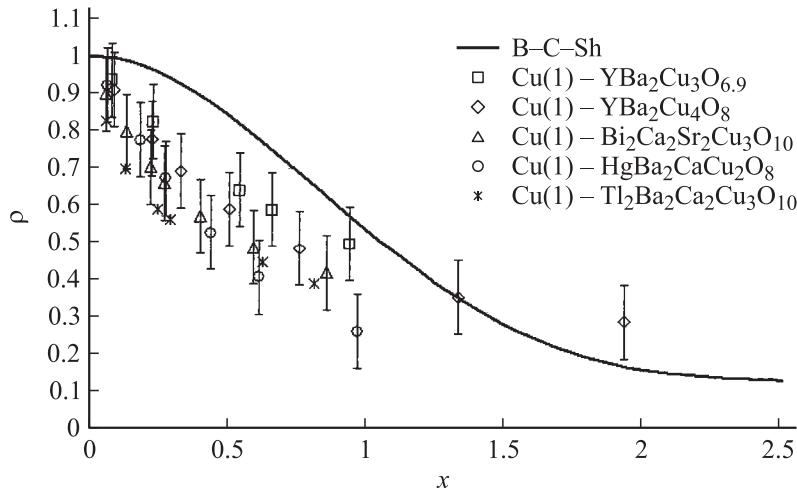


Рис. 2. Зависимость доли электронов в бозе-конденсате ρ от параметра $x = 1.76(k_0T/\Delta)$ для узлов Cu(1) в решетках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$. Сплошной кривой показана теоретическая зависимость эффективной плотности сверхтекучих электронов от параметра x , взятая из [3]. Точками представлены экспериментальные данные.

$F(\frac{T}{\theta})$ — функция Дебая), тогда как для сверхпроводящих соединений зависимости $S(T)$ были более резкими.

Для каждой температуры, при которой измерялся спектр сверхпроводящего соединения, определялся изомерный сдвиг как разность $I = [S - D]$ (здесь D — доплеровский сдвиг спектра контрольного соединения), строилась температурная зависимость I и путем экстраполяции этой зависимости на $T \rightarrow 0$ К определялось предельное значение изомерного сдвига I_0 .

Величина $\rho(T) \sim \frac{I_T}{I_0}$ есть эффективная плотность сверхтекучих электронов, которая согласно теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) определяется как [3]

$$\rho(T) = 1 - \left[\frac{2\beta E_F}{k_F^5} \right] \int_0^\infty \frac{k^4 \exp(\beta E_k)}{[\exp(\beta E_k) + 1]^2} dk,$$

где $E_F = \frac{k_F^2}{2m}$ — энергия Ферми, m — эффективная масса электрона, k — волновой вектор, k_F — значение волнового вектора на поверхности Ферми, E_k — энергия k -состояния, $\beta = \frac{1}{k_0T}$.

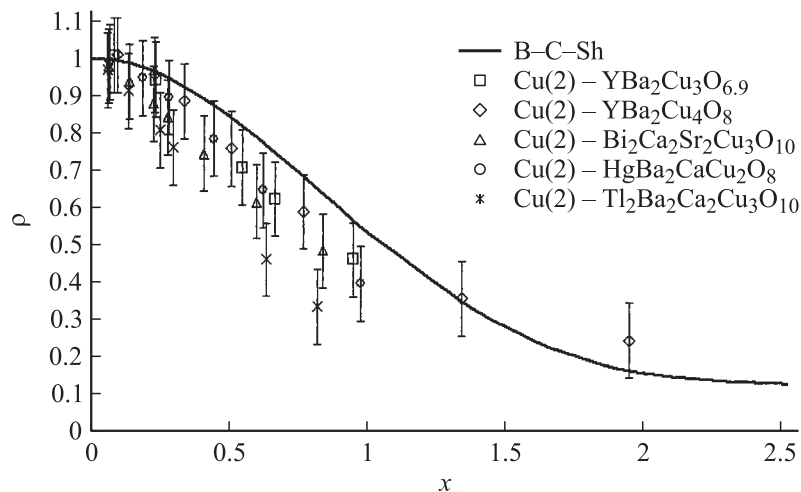


Рис. 3. Зависимость доли электронов в бозе-конденсате ρ от параметра $x = 1.76(k_0T/\Delta)$ для узлов Cu(2) в решетках YBa₂Cu₃O₇, YBa₂Cu₄O₈, Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀, Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ и HgBa₂Ca₂Cu₃O₈. Сплошной кривой показана теоретическая зависимость эффективной плотности сверхтекучих электронов от параметра x , взятая из [3]. Точками представлены экспериментальные данные.

Поэтому на рис. 2 и 3 приведены как теоретическая зависимость $\rho(x)$, так и экспериментальные зависимости I/I_0 от параметра x для узлов Cu(1) и Cu(2) в соединениях YBa₂Cu₃O₇, YBa₂Cu₄O₈, Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀, Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ и HgBa₂Ca₂Cu₃O₈ (здесь $x = 1.76 \frac{k_0T}{\Delta}$, Δ — энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника). Видно, что отсутствует согласие расчетных и экспериментальных зависимостей для узлов Cu(1), однако имеется удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных температурных зависимостей эффективной плотности сверхтекучих электронов для узлов Cu(2). Это является неожиданным, поскольку в литературе обсуждалась проблема применимости модели БКШ для описания свойств высокотемпературных сверхпроводников [2]. Это согласие следует рассматривать как указание на то, что процессы образования электронных пар и их бозе-конденсация в подрешетках, по которым осуществляется перенос сверхтекучих электронов, должны присутствовать в любой теории высокотемпературной сверхпроводимости.

Список литературы

- [1] *Теруков Е.И., Волков В.П.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 6. С. 36.
- [2] *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников* / Ред. Д.М. Гинзберг. М., 1990.
- [3] *Шриффер Дж.* Теория сверхпроводимости. М., 1970.