Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 271–277

О влиянии давления и примеси серебра на сверхпроводящие свойства ВТСП $YBa_2Cu_4O_8$

В. З. Клейнер, О. Н. Овчаренко, А. А. Саньков, Н. С. Терешина, В. А. Финкель

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: kfti@rocket.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 12 июня 1996 г., после переработки 24 сентября 1996 г.

Исследовано влияние всестороннего сжатия на температуру сверхпроводящего перехода ВТСП керамики $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ (x = 0; 0,05; 0,1; 0,15). Обнаружено, что эффект давления в этих соединениях имеет существенные отличия по сравнению с системой $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$. Наблюдаемые особенности обсуждаются в рамках представлений об аномалии Ван Хова в электронном энергетическом спектре оксидных купратов. Обсуждается соответствие сверхпроводящих свойств систем 124 и 123 под давлением некоторым моделям ВТСП. Изучен характер нелинейности температурной зависимости электросопротивления 124 в нормальном состоянии и влияние на него замещения меди серебром, построена соответствующая фазовая диаграмма. Обнаружено повышение температуры кроссовера при замещении, обсуждается его соответствие теории Нагаоза—Ли.

Досліджено вплив гідростатичного тиску на температуру надпровідного переходу ВТНП кераміки $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ (x = 0; 0,05; 0,1; 0,15). Знайдено, що вплив тиску в цих сполуках має істотні відміни порівняно з системою $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$. Спостережувані особливості обговорюються в рамках уявлень про аномалію Ван Хова в електронному енергетичному спектрі оксидних купратів. Обговорюється відповідність надпровідних властивостей систем 124 та 123 під тиском деяким моделям високотемпературної надпровідності. Вивчено характер нелінійності температурної залежності електроопору в нормальному стані та вплив на нього заміщення міді сріблом, побудовано відповідну фазову діаграму. Виявлено збільшення температури кросовера при заміщенні, обговорюється його відповідність теорії Нагаоза—Лі.

PACS: 74.25.–q, 74.62.Dh, 74.62.Fj, 74.72.Bk

Введение

Ряд исследований высокотемпературных сверхпроводящих купратных оксидов под давлением показал, что различные атомные замещения в них существенно влияют как на знак, так и на величину производной T_c по давлению, причем эта величина часто оказывается нелинейной функцией концентрации x замещающего элемента даже в области малых x. В частности, в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при частичном замещении ионов Y^{3+} ионами Pr^{3+} наряду с монотонным понижением T_c при увеличении содержания празеодима x наблюдалось сильное изменение характера нелинейной зависимости T_c от давления в интервале $0 \le x \le 0{,}5$ [1]. Аналогичный нелинейный эффект в $(dT_c/dP)(x)$ наблюдался в соединении $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ при частичном замещении Y^{3+} ионами Ca^{2+} ($0 \le x \le 0{,}3$). При этом значение критической температуры, в отличие от $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, повышалось и достигало максимума [2]. В обоих случаях нелинейная зависимость dT_c/dP от x объяснялась проявлением сингулярности в электронной плотности состояний вследствие изменения числа носителей при замещении иттрия. Эти результаты являются важным доводом в пользу сложившихся в последнее время представлений о «ван-хововском» сценарии высокотемпературной сверхпроводимости [3]. С другой стороны, известно, что замещение меди ионами ее ближайшего химического аналога — серебра — в структуре 123 приводит к незначительному изменению критической температуры и иному характеру зависимости $(dT_c/dP)(x)$ [2]. Различие в эффекте давления в системах 123 и 124 хорошо известно и связывается с особенностью кристаллической структуры 124 — наличием двойных медь-кислородных цепочек, а не одинарных, как в 123. Поэтому представляется интересным сравнить и эффекты замещения меди серебром в обеих структурных модификациях.

Исследование особенностей нормальных свойств ВТСП служит также важным источником информации о природе высокотемпературной сверхпроводимости. Это делает понятным большой интерес к некоторым необычным свойствам системы 124 выше температуры сверхпроводящего перехода. Как известно, температурный ход сопротивления $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ обнаруживает отклонения от типичной для высокотемпературных сверхпроводников линейной зависимости $R(T)$ в нормальной области [4,5]. Согласно результатам ряда работ, данные свойства могут свидетельствовать о характере самого механизма высокотемпературной сверхпроводимости. В связи с этим представляется очень интересным вопрос: влияют ли атомные замещения на особенности нормальной проводимости 124?

Эксперимент

1. Исследования сверхпроводящего и нормального состояний выполнены нами на образцах керамики $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ при $0 \le x \le 0{,}15$, полученных по следующей методике. Предварительно синтезировались соединения номинального состава $YBa_2(Cu_{1-4/3\,x}Ag_{4/3\,x})_3O_{7-\delta}$ ($x = 0$; 0,05; 0,1; 0,15) по обычной керамической технологии. Затем они измельчались в порошок с размерами частиц 1 мкм и смешивались с эквимолекулярными количествами оксида меди CuO. Из полученной смеси прессовали образцы в виде параллелепипедов размерами 3×2×20 мм, спекали на воздухе при температуре 950 °С в течение нескольких часов и охлаждали вместе с печью. Затем образцы помещали в камеру высокого давления и отжигали в атмосфере кислорода вблизи верхней границы стабильности фазы 124 в течение ~ 100 ч при температуре 800 °С и давлении $P = 16$ атм, затем медленно охлаждали. Для измерения электросопротивления на образцы при изготовлении наносили серебряные контакты.

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа, полученные образцы были однофазными со структурой 124 во всем интервале x. При этом величина орторомбической дисторсии $(b-a)/(b+a)$ несколько уменьшалась с ростом содержания Ag (рис. 1). Отметим, что по сравнению с соединением $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$ [2] данная зависимость параметра дисторсии от x более резкая, область ее заметного изменения сдвинута в сторону меньших значений x.

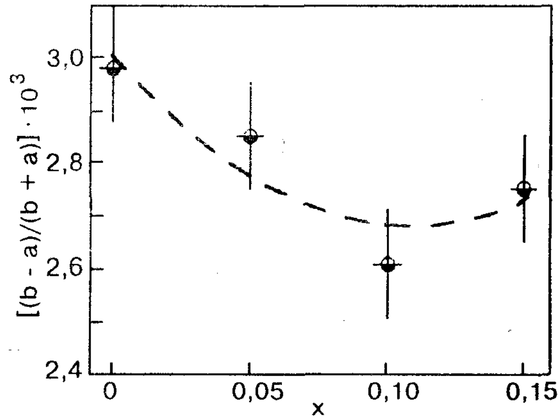

Рис. 1. Зависимость параметра орторомбической дисторсии от содержания Ag.

Образцы подвергались гидростатическому сжатию в бомбе из бериллиевой бронзы до давления 0,7 ГПа в температурном интервале сверхпроводящего перехода. Давление в бомбе определяли по электросопротивлению манганинового датчика, температуру в криостате — по показаниям стандартного германиевого термометра сопротивления. Переход в сверхпроводящее состояние регистрировался по температурному ходу электросопротивления, которое измерялось четырехзондовым методом на постоянном токе 1 и 5 мА, причем за T_c принималась температура, соответствующая уменьшению сопротивления в области перехода в два раза.

2. Во всех исследованных образцах наблюдался «металлический» температурный ход электросопротивления до перехода в сверхпроводящее состояние (рис. 2), причем величина удельного сопротивления монотонно уменьшалась с увеличением содержания серебра. На вставке рис. 2 изображены

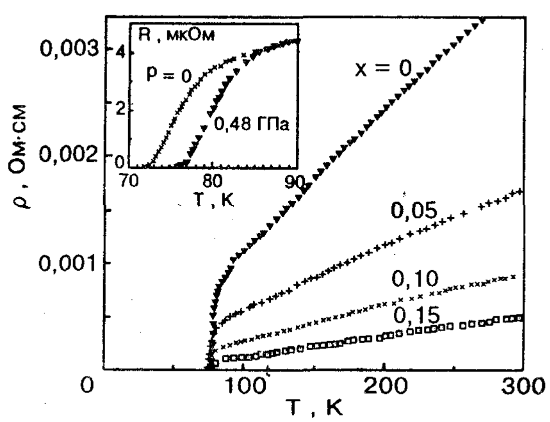

Рис. 2. Температурная зависимость удельного электросопротивления ρ образцов $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$. На вставке — смещение кривой сверхпроводящего перехода под давлением.

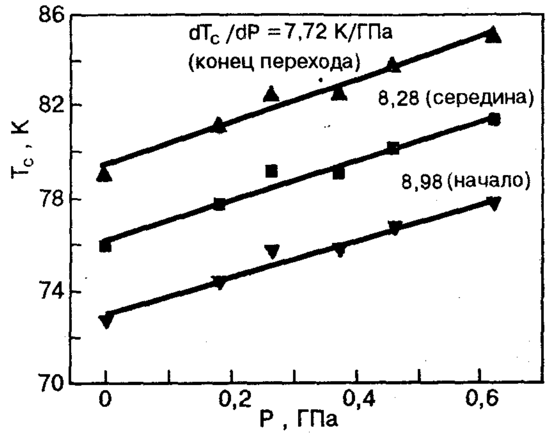

Рис. 3. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода поликристалла $YBa_2(Cu_{0,95}Ag_{0,05})_4O_{8\pm\delta}$ от давления.

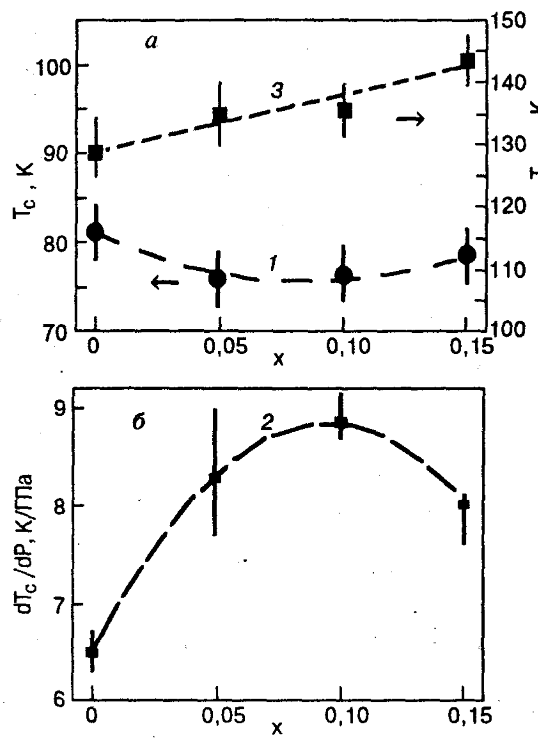

Рис. 4. Зависимости $T_c(x)$ и $T_{gap}(x)$ (*а*) и $(dT_c/dP)(x)$ (*б*).

типичные кривые сверхпроводящего перехода образца $YBa_2(Cu_{0,95}Ag_{0,05})_4O_{8\pm\delta}$, без давления и при $P = 0{,}48$ ГПа. Ширина перехода практически не зависела от давления и составляла около 7–8 К.

Под давлением до 0,7 ГПа температура перехода линейно возрастала во всем исследованном интервале x. В качестве примера на рис. 3 приведено изменение T_c этого же образца ($x = 0{,}05$) под давлением. Указанные величины наклона прямых соответствуют началу, середине и концу перехода. Видно, что величина dT_c/dP малочувствительна к способу определения T_c.

Обсуждение

1. На рис. 4 представлены данные, полученные для $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ из измерений T_c под давлением и при $P = 0$ в нормальном состоянии при различных x. Наблюдается заметное отличие в эффекте замещения меди в данной системе по сравнению с 123 [2]. Во-первых, обращает на себя внимание существенно более резкий первоначальный спад величины T_c при увеличении x (кривая *1*). Это коррелирует с различием в характере изменения в той же области параметра дисторсии в 123 и 124. Во-вторых, отличие проявляется в немонотонном ходе $T_c(x)$ в 124, чего нет в $T_c(x)$ в 123. Столь же существенно различны свойства двух структурных модификаций и в экспериментах под давлением. Действительно, в 124 зависимость $(dT_c/dP)(x)$ нелинейна с экстремумом (максимумом) при $x = 0{,}1$ (рис. 4, кривая *2*), причем величина изменения $(dT_c/dP)(x)$ почти на порядок превосходит соответствующее значение в $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$. С другой стороны, в этом можно видеть качественное сходство с эффектом давления в той же структуре 124 при замещении иттрия кальцием: в ней имеется минимум $(dT_c/dP)(x)$ [2]. Можно предположить, что наблюдаемый экстремум является следствием электронно-топологического перехода (аномалии Ван Хова в энергетическом спектре электронов) из-за изменения числа носителей при замещении иттрия или меди*. Непосредственной причиной электронного перехода могут быть либо валентность замещающего элемента, изменяющая плотность носителей, либо, что менее вероятно, искажение кристаллической решетки в результате замещения или внешнего механического воздействия, влияющего на электронный энергетический спектр, либо оба фактора одновременно.

* В недавней работе [6] получены данные спектроскопии, указывающие на существование аномалии Ван Хова в электронном спектре 124, соответствующей седловой точке поверхности Ферми.

Для анализа влияния давления на сверхпроводимость систем различного состава удобно рассматривать диаграмму $T_c - d \ln T_c/d \ln V$. Для исследованной нами системы она представлена на рис. 5 (для величины объемного модуля 124 используем значение B = 142 ГПа [14]). Там же приведены данные, относящиеся к структуре 124 состава $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ [2], а также результаты для структуры 123 $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$ [2] и $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [1], которые показывают заметные различия диаграмм для 123 и 124. Именно, для структур 124, состав которых, как явствует из диаграммы, далек от оптимального, наблюдается более медленное уменьшение T_c с ростом $d \ln T_c/d \ln V$. Следует отметить, что истинную величину этого различия мы не можем, строго говоря, оценить ввиду отсутствия данных о влиянии замещения на величину сжимаемости в 124.

Существующие в настоящее время модели ВТСП дают возможность количественно проанализировать корреляцию величин T_c и $d \ln T_c/d \ln V$ при различных атомных замещениях. Для структуры 123 эта зависимость с максимумом T_c неплохо согласуется с моделью Циро [15]. Из полученного в этой модели выражения для критической температуры

$$T_c = t\delta \exp\left(-\frac{U}{t}\delta\right)$$

(t — интеграл перескока; δ — плотность носителей; U — энергия кулоновского отталкивания), пренебрегая объемной зависимостью U, для указанного набора данных для $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$ и $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можно найти довольно разумные значения производных $d \ln t/d \ln V = -0{,}77$ и $d \ln \delta/d \ln V = 5{,}5$ (соответствует $\simeq 3\%$/ГПа). В то же время для системы 124 ($Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ и $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$) в той же модели получается положительная (?!) величина $d \ln t/d \ln V = +1{,}5$ и очень большое значение производной $d \ln \delta/d \ln V = 27$ ($\simeq 19\%$/ГПа), что, по-видимому, указывает на отсутствие согласия.

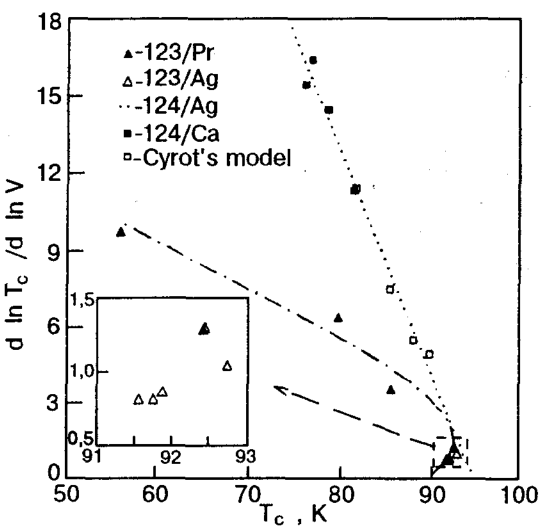

Рис. 5. Диаграмма $T_c — d \ln T_c/d \ln V$ для систем 123 и 124 с различными замещающими примесями.

Другой характер объемной зависимости T_c дается моделью Лаббе—Бока двумерной сверхпроводящей решетки [11,12]. В этой модели типа БКШ, явно учитывающей вклад логарифмической особенности в плотность состояний наполовину заполненной зоны, температура сверхпроводящего перехода описывается выражением

$$T_c = D \exp\left(-1/\sqrt{\lambda}\right)$$

где D — «ширина» сингулярности. Для объемной зависимости T_c имеем

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = \frac{d \ln D}{d \ln V} + \frac{1}{2\sqrt{\lambda}}\frac{d \ln \lambda}{d \ln V}.$$

Вытекающая из этих выражений линейная связь между $d \ln T_c/d \ln V$ и $\ln T_c$

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = a_1 \ln T_c + a_2\,;$$

$$a_1 = -\frac{1}{2}\frac{d \ln \lambda}{d \ln V}\,;\quad a_2 = \frac{d \ln D}{d \ln V} - a_1 \ln D$$

для $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ и $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ неплохо выполняется (рис. 5). Однако величина наклона прямой очень велика и приводит к чрезвычайно сильной зависимости параметра взаимодействия от объема, соответствующей $d \ln \lambda/d \ln V \simeq -(112–143)$ (разброс здесь связан с выбором значения объемного модуля для 124, определяемого разными авторами в интервале от 110 до 142 ГПа).

Указанная линейная связь $d \ln T_c/d \ln V$ и $\ln T_c$ следует также из выражения для критической температуры, полученного Абрикосовым с соавторами [13]:

$$T_c = \frac{E}{n^2}\exp\left(-1/\lambda n\right),$$

где E — характерная электронная энергия ~ 1 эВ; $n = \nu/\nu_0$, ν — плотность электронных состояний, обусловленная вкладом аномалии Ван Хова; ν_0 — «фоновая» плотность состояний. В этом случае, пренебрегая объемной зависимостью E, получаем для относительных производных, характеризующих соответствующие объемные зависимости, соотношение $d \ln n/d \ln V + d \ln \lambda/d \ln V \simeq$ (60–70). Если предположить, что основной вклад приходится в нем на первое слагаемое, то большую величину $d \ln n/d \ln V$ можно было бы считать результатом очень резкого изменения плотности состояний вблизи сингулярной точки. Такое предположение представляется все же более оправданным, чем вытекающая из сравнения с моделью Лаббе—Бока сильная зависимость параметра взаимодействия λ от объема. Другим указанием на важность эффекта изменения плотности электронных состояний может служить упоминавшаяся корреляция $T_c(x)$ и параметра дисторсии. Как известно, орторомбическое искажение двумерной решетки расщепляет критическую точку Ван Хова. При этом зазор между критическими энергиями и тем самым плотность состояний становятся очень чувствительными к факторам, влияющим на параметр дисторсии*. Согласно нашим результатам (рис. 1), параметр орторомбической дисторсии при замещении меди в 124 действительно заметно изменяется (это наблюдалось ранее и при замещении иттрия кальцием [2]), что, по-видимому, эффективно изменяет плотность состояний на уровне Ферми. Подобный эффект в случае одноосного сжатия монокристаллов ВТСП рассматривался, например, в [8].

Тем не менее в целом, имея в виду полученные физически труднообъяснимые значения указанных параметров, количественное согласие перечисленных моделей со сверхпроводящими свойства системы 124 нельзя признать удовлетворительным.

2. Обсудим далее нормальные свойства изученной системы. Кривые температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в нормальном состоянии на рис. 2 показывают, что отклонения от линейности, наблюдавшиеся в $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$ [4], сохраняются и в соединениях $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ ($x \le 0,15$). Эта нелинейность хорошо видна при численном дифференцировании данных о $\rho(T)$ (рис. 6). Для всех приведенных кривых $(d\rho/dT)(T)$ характерно наличие трех достаточно хорошо различимых участков: роста величины

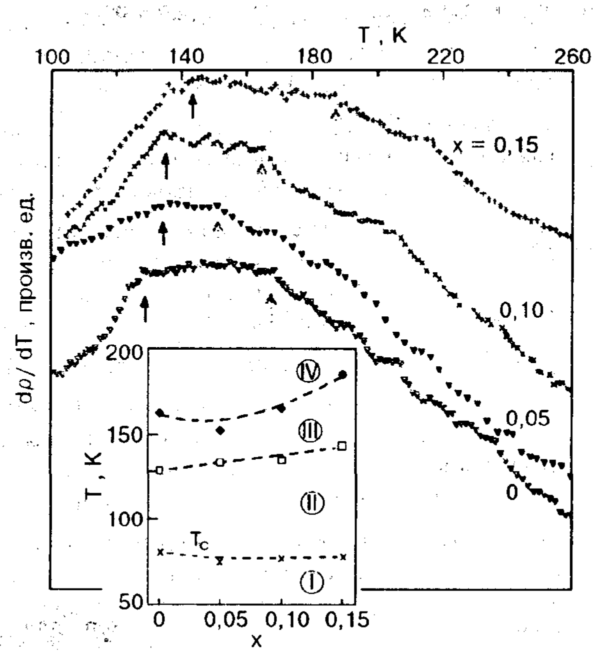

Рис. 6. Температурные зависимости производной $d\rho/dT$ системы $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$. Вставка — фазовая диаграмма $T - x$.

$d\rho/dT$ при повышении температуры до значений, указанных на рис. 6 стрелками, области примерного постоянства производной и области последующего уменьшения $d\rho/dT$ при дальнейшем повышении температуры.

Существование точек излома (кроссовера) на зависимости $\rho(T)$ в области нормальной проводимости уже было предметом внимания ряда исследователей. Согласно теории, предложенной в работе [6] на основе модели резонансных валентных связей [9], в системе 124 при понижении температуры в спектре элементарных возбуждений возникает спиновая щель. Это должно приводить к уменьшению вклада в сопротивление рассеяния электронов на спиновых флуктуациях и тем самым к более быстрому его уменьшению при понижении температуры ниже точки кроссовера. Имеются данные по ЯМР, свидетельствующие в пользу существования спиновой щели [10]. Из кривых $d\rho/dT$ на рис. 6 явно видно, что в точках $T_{gap}(x)$, отмеченных сплошными стрелками, области с возрастающей производной сменяются участками с приблизительно постоянным значением $d\rho/dT$, что как раз и должно наблюдаться при кроссовере

* Естественно, что нерегулярность в расположении атомов Ag в кристаллических позициях Cu1 и Cu2 должна приводить к размытию особенности Ван Хова, чем, по-видимому, обусловлена нелинейность зависимости $T_c(x)$ уже при малых x.

между состоянием со спиновой щелью и областью линейной зависимости $\rho(T)$, характерной для оксидных купратов. Таким образом, указанные точки, как можно предположить, соответствуют линии кроссовера в координатах температура — плотность носителей. Ход линии $T_{gap}(n)$, согласно [6], должен быть вполне определенным образом связан с изменением температуры сверхпроводящего перехода $T_c(n)$ при допировании, и в той мере, в какой число носителей n зависит от степени замещения меди ионами серебра x, эта корреляция должна существовать и на диаграмме $T - x$. Именно увеличению T_{gap} с изменением x (рис. 4,*а*) должно соответствовать уменьшение T_c, и наоборот. Как можно заметить на рис. 6, значения температуры кроссовера возрастают с ростом содержания в образцах серебра, и, следовательно, указанная корреляция между $T_c(x)$ и $T_{gap}(x)$ действительно наблюдается по крайней мере для значений $x \le 0{,}1$ (см. рис. 4, кривые *1* и *3*). Таким образом, при достаточно малом содержании ионов Ag поведение $T_c(x)$ и $T_{gap}(x)$ системы $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ согласуется с теорией Нагаоза и Ли [6].

Наконец, следует отметить, что линейный ход зависимости $\rho(T)$ образца $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$, как видно на рис. 6 (кривая $x = 0$), при температурах выше 170 К переходит к зависимости с насыщением сопротивления (эти точки указаны пунктирными стрелками). Подобный участок отрицательной кривизны наблюдался для 124 и в других работах (см., например, [5]). Кривые $d\rho/dT$ для $x > 0$ на рис. 6 показывают, что и при замещении меди серебром область насыщения $\rho(T)$ сохраняется. Следует подчеркнуть, что переход к насыщению из области линейного хода $\rho(T)$ происходит, как показывают кривые $d\rho/dT$, в довольно узком температурном интервале, который, таким образом, определяет на фазовой диаграмме $T - x$ границу раздела областей линейного роста (III) и насыщения $\rho(T)$ (IV) (см. вставку на рис. 6; там же указаны области сверхпроводимости (I) и спиновой щели (II)).

Заключение

1. Наблюдающееся в образцах керамики $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ нелинейное изменение температуры сверхпроводящего перехода и ее объемной производной при замещении меди качественно согласуется с представлениями о связи свойств купратных ВТСП с электронно-топологическими особенностями их спектра (аномалией Ван Хова). Однако количественное сравнение экспериментальных данных по $T_c(x)$ и $(d \ln T_c/d \ln V)(x)$ с результатами ряда расчетов сверхпроводящих свойств, в отличие от изученной ранее структуры 123, свидетельствует об отсутствии согласия рассмотренных моделей с этими экспериментальными данными.

2. Характер нелинейности температурной зависимости электросопротивления в нормальном состоянии системы 124 не претерпевает существенных изменений при замещении ионов меди серебром, однако наблюдается возрастание температуры кроссовера, соответствующего, как принято считать, появлению в системе спиновой щели. При достаточно малой степени замещения существует корреляция между температурами сверхпроводящего перехода и кроссовера, предсказанная Нагаоза и Ли на основе модели резонансных валентных связей.

3. В системе $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$, как и в чистом $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$, наблюдается переход от линейной температурной зависимости сопротивления к его насыщению при повышении температуры. Это соответствует фазовой диаграмме, в которой область линейного роста $\rho(T)$ разделяет области спиновой щели и насыщения сопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондом Сороса и INTAS.

1. J. J. Neumeier, M. B. Maple, and M. S. Torikachvili, *Physica* **C156**, 574 (1988).
2. V. I. Makarov, V. Z. Kleiner, O. N. Ovcharenko, N. S. Tereshina, V. A. Finkel', V. N. Golovin, and V. V. Derevyanko, *Physica* **C219**, 273 (1994).
3. D. M. Newns, H. R. Krishnamurthy, P. C. Pattnaik, C. C. Tsuei, C. C. Chi, and C. L. Kane, *Physica* **B186–188**, 801 (1993).
4. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Physica* **C167**, 324 (1990).
5. B. M. Andersson, B. Sundqvist, J. Niska, B. Loberg, and K. Easterling, *Physica* **C170**, 521 (1990).
6. N. Nagaosa and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B45**, 966 (1992).
7. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
8. В. М. Гвоздиков, *ФНТ* **19**, 1285 (1993).
9. P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
10. H. Zimmermann, M. Mali, I. Mangelshots, J. Roos, L. Pauli, D. Brinkmann, J. Karpinski, E. Kaldis, and S. Rusciecki, *J. Less-Common. Met.* **164–165**, 138 (1990); H. Zimmermann, M. Mali, D. Brinkmann, J. Karpinski, E. Kaldis, and S. Rusciecki, *Physica* **C159**, 681 (1989).
11. J. Labbé and J. Bok, *Europhys. Lett.* **3**, 1225 (1987).
12. R. Grissen, *Phys. Rev.* **B36**, 5284 (1987).
13. A. A. Abrikosov, J. C. Campuzano, and K. Gofron, *Physica* **C214**, 73 (1993).
14. J. J. Scholtz, E. N. vanEenige, R. J. Wijngaarden, and R. Grissen, *Phys. Rev.* **B45**, 3077 (1992).
15. M. Cyrot, *Solid State Commun.* **62**, 821 (1987).

Effects of pressure and silver impurities on superconducting properties of HTSC $YBa_2Cu_4O_8$

V. Z. Kleiner, O. N. Ovcharenko, A. A. San'kov, N. S. Tereshina, and V. A. Finkel'

The effect of the hydrostatic pressure on the temperature of the superconducting transition of $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_4O_{8\pm\delta}$ (x = 0; 0,05; 0,1; 0,15) has been studied. We have found that the pressure effect in that system is remarkably different from that in the $YBa_2(Cu_{1-x}Ag_x)_3O_{7-\delta}$ system. The observed features are discussed within the concept relating the Van Hove singularity of the electron energetic spectra to the properties of oxidic cuprates. The consistency of the superconducting features of the 124 and 123 systems under pressure and some models of the high-T_c superconductivity is discussed. The type of the nonlinearity of the temperature dependence of resistivity in the normal-state 124 system and the effect of Cu → Ag substitution are studied and the phase diagram is built. We have found an increase of the crossover temperature on copper substitution and discussed its agreement with the Nagaosa-Lee theory.