

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Научная сессия "XV лет ВТСП" Отделения общей физики  
и астрономии Российской академии наук  
и Объединенного физического общества Российской Федерации**

(19 декабря 2001 г.)

19 декабря 2001 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия "XV лет ВТСП" Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Басов Д.Н.** (Basov D.N.) (University of California, San Diego, USA). *Инфракрасная спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников.*

2. **Аксенов В.Л.** (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна). *Нейтронография купрятных высокотемпературных сверхпроводников.*

3. **Пономарев Я.Г.** (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва). *ТунNELьная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников.*

4. **Копаев Ю.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Модели высокотемпературной сверхпроводимости.*

5. **Гапонов С.В.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Слаботочные приборы и устройства.*

6. **Черноплеков Н.А.** (РНЦ "Курчатовский институт", Москва). *Состояние работ по сильноточной прикладной сверхпроводимости.*

Краткие содержания докладов 2, 3, 4 и 6 публикуются ниже.

PACS numbers: 03.75.Bc, 61.12.-q, 74.72.Gr

**Нейтронография купрятных высокотемпературных сверхпроводников**

В.Л. Аксенов

Купрятные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) представляют собой очень удобный объект для нейтронографических исследований. Средней сложности кристаллическая структура с сильно различающимися по атомному номеру элементами и наличие магнитных свойств обуславливают широкие возможности использования рассеяния нейtronов при изучении структуры и динамики этих соединений. С момента открытия купрят-

ных ВТСП было выполнено огромное количество нейтронографических работ, давших много полезной информации об их кристаллографических и физических свойствах. В нашей стране нейтронографические исследования ВТСП сосредоточены, главным образом, в РНЦ "Курчатовский институт", Петербургском институте ядерной физики РАН, Институте физики металлов УрО РАН и в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ).

Вскоре после открытия ВТСП в экспериментах по рассеянию нейтронов было обнаружено, что с ростом концентрации носителей обычное (соизмеримое) антиферромагнитное (АФМ) упорядочение спинов меди, которое возникает в недодированном состоянии, довольно быстро разрушается и при некотором критическом значении допирования  $x_c$  температура Нееля обращается в нуль. При уровне допирования выше  $x_c$  вместо соизмеримого АФМ порядка появляются различные формы локального, или несоизмеримого магнетизма, которые сохраняются и в сверхпроводящей фазе. С необычными магнитными свойствами купрятных ВТСП, возможно, связано еще одно необычное для сверхпроводников явление — возникновение в нормальном состоянии в недодированной области, при температуре  $T^*$  большей температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  и температуры Нееля  $T_N$ , псевдощели — щели в спектре электронных возбуждений.

Впервые указания на наличие псевдощели были получены в 1989 г. Один из первых экспериментов в этом направлении был выполнен физиками из ОИЯИ методом нейтронной спектроскопии уровней кристаллического электрического поля (КЭП) [1]. Наиболее интересный результат, полученный этим методом, связан с изучением образцов  $\text{Nb}_{2}\text{Ba}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  и  $\text{Er}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15}$  в недодированном состоянии при изотопном замещении кислорода  $^{16}\text{O}$  на  $^{18}\text{O}$  [2]. Псевдощель открывается при температурах 170 К и 220 К для образцов с  $^{16}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}$  соответственно. Таким образом, наблюдается большой изотопный сдвиг  $\Delta T^* \approx 50$  К. Оценка по аналогии с изотопическим эффектом для  $T_c$  дает  $\alpha^* = -2,2 \pm 0,6$ . На основе экспериментальных данных можно заключить, что для механизма, приводящего к изотопическому эффекту псевдощели, характерен временной масштаб  $10^{-8} \gg \tau > 10^{-13}$  с.

В последние годы, благодаря экспериментам по рассеянию нейтронов на хороших больших монокристаллах с контролируемым значением  $x$ , было обнаружено новое явление, состоящее в возникновении несоизмеримого спинового и зарядового упорядочения [3]. Понимание эволюции спиновой динамики при допировании — довольно непростая задача. Первые эксперименты в 1989 г. и начале 90-х годов показали, что уширенные АФМ брэгговские пики постоянно наблюдались в образцах с наиболее высокой  $T_c$ . Затем было обнаружено, что спиновые корреляции имеют несоизмеримый характер. Это проявляется в том, что пики в сечении рассеяния в изоляторе расщепляются на четыре пика. При этом каждый из них оказывается смещенным по  $Q$  на малую величину  $\delta$ . В настоящее время предполагается следующее развитие процесса влияния допирования на  $T_c$ . В недодопированной области  $\delta$  и  $T_c^{\max}(x)$  появляются одновременно и возрастают с увеличением допирования сходным образом. Можно ожидать, что насыщение  $T_c$  возникает в результате насыщения числа носителей O(2p) типа, а уменьшение  $T_c$  в передодопированной области вызывается уменьшением длины динамической когерентности несоизмеримых спиновых флюктуаций, что, в свою очередь, может быть вызвано уменьшением эффективного магнитного взаимодействия в результате появления носителей Cu(3d) типа. В любом случае ясно, что теории, претендующие на объяснение ВТСП, должны объяснить динамические спиновые флюктуации.

Поскольку нейtron не имеет заряда, то он не взаимодействует непосредственно со статической или динамической зарядовой структурой в материалах. Однако нейtron может "видеть" зарядовую структуру через изменения атомных смещений. В свое время было выполнено много измерений по изучению фононов в ВТСП. Были обнаружены различные аномалии, которые отражают особенности структуры и взаимодействий в купратах (см., например, [4]). В последние годы были предприняты специальные эксперименты по поиску пространственной модуляции заряда. Изучение высокогенеретических продольных фононов в  $YBa_2Cu_3O_x$  показало [5] наличие пространственной неоднородности заряда в сверхпроводящих купратах, включая оптимально допированный случай. Оценка размеров доменов, взятая из данных по форме бездисперсионной части фононных ветвей, дает значения  $8 \times 20 \text{ \AA}$ . Для изучения зарядовой неоднородности в плоскости  $CuO_2$  может быть эффективной нейтронная спектроскопия КЭП, поскольку потенциал КЭП на узле редкоземельного (РЗ) иона, расположенного между двумя соседними плоскостями  $CuO_2$ , определяется пространственным распределением и величиной окружающего РЗ ион электрического заряда. Было обнаружено [6] зарядовое упорядочение в  $RBa_2Cu_3O_x$  ( $R = Er, Ho$ ) в виде полос с шириной  $\approx a/2$ , что в несколько раз меньше типичных ширин страйпов. В настоящее время "страйнология" развилась в широкую область исследований [3], в которой много открытых вопросов, и главный из них — роль страйпов в сверхпроводимости.

Еще один эффект, наблюдавшийся в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов, широко обсуждался в последнее время. Это резонансное спиновое возбуждение (резонансный пик) в сверхпроводящем состоянии и щель в спиновых возбуждениях, обнаружен-

ные J. Rossat-Mignot в 1991 г. Резонансный пик фигурировал во многих обсуждениях от проблемы "peak-dip-hump" структуры до механизма сверхпроводящего спаривания. Однако проведенный недавно тщательный анализ [7] показал, что хотя резонансный пик действительно сопутствует ВТСП в купратах, но из-за малого спектрального веса не может давать ощущимого вклада в какие-либо наблюдаемые явления.

Как показали многочисленные исследования, особенности фазовой диаграммы в значительной степени связаны с сильным антиферромагнитным обменным взаимодействием, особая роль которого была подтверждена в наших недавних экспериментах по изучению взаимосвязи температуры сверхпроводящего перехода и особенностей структуры в ВТСП на основе ртути [8–11]. Семейство сверхпроводников  $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+x}$  было синтезировано на химическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова группой Антипова в 1993 г. на основе кристаллохимического моделирования. Среди купрата эти соединения имеют наиболее высокие температуры перехода в сверхпроводящее состояние. При этом установлена принципиальная возможность существования сверхпроводимости с  $T_c = 150–160 \text{ K}$  при атмосферном давлении в структурах, в которых расстояния Cu–O имеют значения, реализующиеся в структурах  $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+x}$  под внешним давлением. В этой связи Hg-содержащие купраты активно использовались в последние годы для изучения связи между структурой и сверхпроводящими свойствами. Они являются весьма подходящими для таких исследований объектами, поскольку обладают оптимальными для появления сверхпроводимости структурами, благодаря отсутствию искажений, обусловленных несоизмеримостью межатомных расстояний и неоднородностью распределения катионов в близлежащих слоях. Более того, в структурах первых членов гомологического семейства присутствует только один тип окисляемого элемента — атомы меди в слое  $CuO_2$ . В результате легко достигаются разные сверхпроводящие составы — от недодопированного до сильно передодопированного.

Наиболее "идеальным" в структурном отношении является соединение Hg-1201, фрагмент структуры которого показан на рис. 1. Совместно с группой

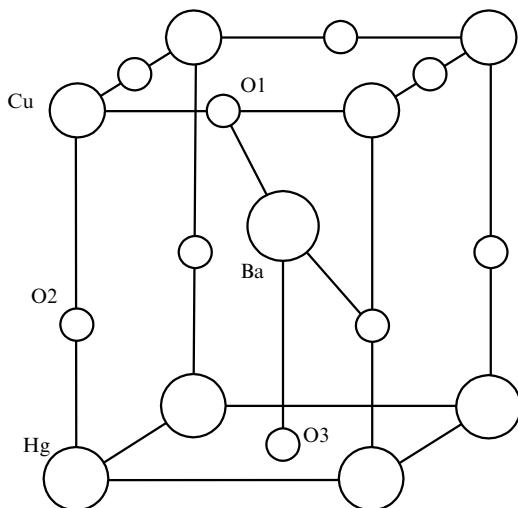


Рис. 1. Фрагмент структуры соединения Hg-1201.

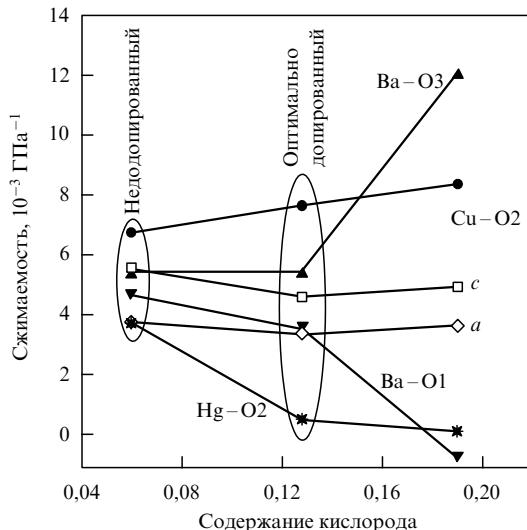


Рис. 2. Сжимаемость параметров элементарной ячейки в ВТСП Hg-1201 и основные межатомные расстояния в зависимости от содержания кислорода при трех уровнях допирования.

Антиповы мы провели систематические нейтронографические исследования этого соединения при обычном и различных, до 5 ГПа, внешних давлениях. Сжимаемости параметров элементарной ячейки и основные межатомные расстояния в зависимости от содержания кислорода показаны на рис. 2 [8, 9]. Сжимаемости определялись как  $\chi_y = -(1/y)\Delta y/\Delta P(10^{-3} \text{ ГПа}^{-1})$  ( $y$  — соответствующий параметр). Образцы имели следующие значения  $T_c$ : недодопированный — 75 К, оптимально допированный — 97 К и передодопированный — 70 К. Зависимость  $T_c$  от  $x$  хорошо аппроксимируется формулой  $T_c = T_{c,\max}[1 - q(x - x_{\text{opt}})^2]$ , где  $T_{c,\max} = 97,8 \pm 0,8$  К,  $q = 52 \pm 9$ ,  $x_{\text{opt}} \approx 0,128 \pm 0,005$ .

Приведенные данные показывают, что при низкой концентрации  $O_x$  структура Hg-1201 сжимается изотропно, т.е. сжимаемости главных межатомных расстояний соответствуют сжимаемости элементарной ячейки. Однако при больших концентрациях носителей связи Hg-O2 и Ba-O1 становятся практически несжимаемыми, тогда как связи Cu-O2 и Ba-O3 испытывают сильное сжатие. Таким образом, давление в зависимости от степени допирования приводит к анизотропии структуры и, в частности, к локальному изменению слоев CuO<sub>2</sub>, ответственных за сверхпроводимость. В передодопированном состоянии расстояние между этими слоями и соседними катионами Ba не уменьшается под давлением, тогда как апексные анионы (O<sub>2</sub>) сильно сдвигаются в сторону катионов Cu. В недодопированных и передодопированных структурах давление приводит к уменьшению расстояния Ba-O1 и меньшей сжимаемости связи Cu-O2. Такое изменение атомных расстояний и, как следствие, атомных взаимодействий при добавлении кислорода может быть одной из причин усиления переноса заряда из резервуарного блока в проводящие слои CuO<sub>2</sub> в передодопированном состоянии по сравнению с недодопированными и оптимально допированными сверхпроводниками. Из изотропного характера сжимаемости структуры можно заключить, что влияние переноса заряда из резервуара в CuO<sub>2</sub>-слои не играет определяющей роли в структуре Hg-1201 под давлением при  $x \ll x_{\text{opt}}$ . В то же время большой сдвиг атомов Ba под

давлением в передодопированном состоянии в сторону HgO<sub>x</sub>-слоев можно рассматривать как проявление усиленного перехода заряда в CuO<sub>2</sub>-слой, приводящего к передодопированию и понижению  $T_c$ .

Повышение  $T_c$  под давлением происходит в результате увеличения  $T_{c,\max}$ , вызванного подходящим изменением межатомных расстояний. Для более детального изучения этих эффектов были проведены исследования роли замены дополнительного кислорода на фтор. Дело в том, что F имеет более низкую формальную валентность, чем O, и поэтому большее количество F должно быть введено в решетку, чтобы получить ту же концентрацию носителей. Кроме того F имеет меньший ионный радиус. Эти факторы могут привести к заметному изменению длин связей.

На рисунке 3 показана зависимость  $T_c$  от концентрации избыточного кислорода и фтора в соединении Hg-1201 [10]. Анионы кислорода и фтора имеют близкое кристаллохимическое поведение, хотя их заряды существенно различны: -2 и -1, соответственно. Поэтому в рамках простой модели переноса заряда можно было бы ожидать удвоения концентрации фтора при той же степени допирования. Оказалось, что это действительно так. Однако структурные исследования с помощью нейтронной дифракции высокого разрешения показали, что количество внедренного фтора и кислорода заметно больше, чем должно быть по условиям оптимального допирования при  $V_{\text{Ba}} = V_{\text{Hg}} = +2$ ,  $V_O = -2$ ,  $V_F = -1$ . А именно, эксперимент показал, что  $x_F = 0,24$  вместо  $p_{\text{opt}}^F = 0,16$  и  $x_O = 0,12$  вместо  $p_{\text{opt}}^O = 0,08$ . Следовательно, механизм допирования в соединениях Hg-1201 состоит не просто в окислении CuO<sub>2</sub>-слоев, как предполагалось ранее, но возможно в окислении и "гантелей" HgO<sub>2</sub>, а образование зоны проводимости есть результат зарядового баланса между этими фрагментами структуры.

Другое важное наблюдение следует из данных о зависимости  $T_c$  от параметра  $a$  — удвоенной длины связи Cu-O1 в плоскости (рис. 4) [10]. Для окисленных и

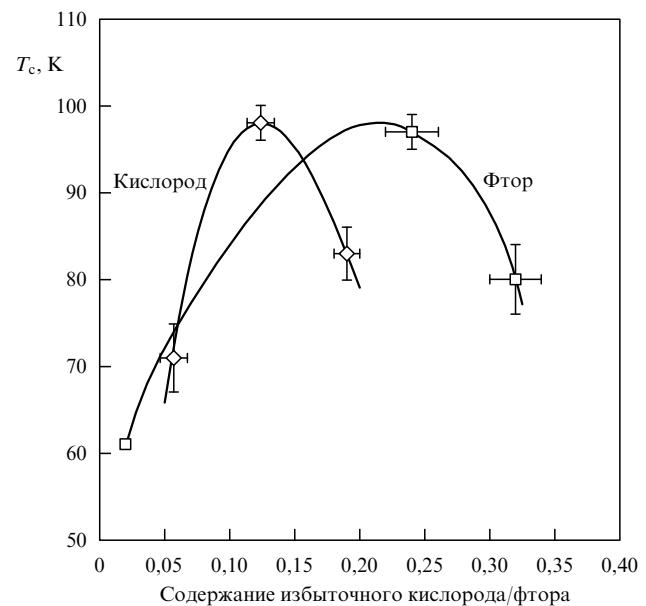


Рис. 3. Зависимость  $T_c$  от концентрации избыточного кислорода и фтора в соединении Hg-1201.

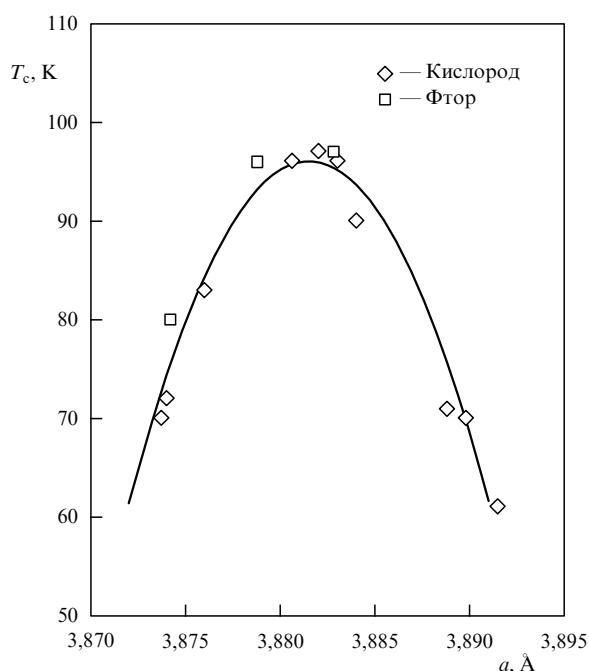


Рис. 4. Зависимость  $T_c$  от параметра  $a$  — удвоенной длины связи Cu—O1 в плоскости.

фторированных образцов получается одна и та же параболическая зависимость с максимумом около  $T_c = 97$  К при  $a = 3,882$  Å. Отсюда следует заключение, что параметр  $a$  и концентрация носителей  $x_{\text{Cu}}$  являются ключевыми параметрами, определяющими значение  $T_c$ .

Изменение длины апексной связи Cu—O2, вызванной анионным обменом, когда  $x_F \approx 2x_O$ , в отличие от изменения длины связи в плоскости, значительно. Увеличение избыточных анионов в ртутном слое приводит к сжатию связи Cu—O2. Эти длины связей заметно отличаются для фторированной и окисленной фаз, а также от длины связи Cu—O1 в плоскости. Например, в фазах с  $T_c = 97$  К разница достигает 0,04 Å, что значительно больше стандартных отклонений и разницы между  $c$ -параметрами.

Причину этого необычного явления можно объяснить, если мы учтем также изменение длины апексной связи Hg—O2. Эта длина связи во фторированном образце Hg-1201, наоборот, заметно больше по сравнению с окисленным. Указанные длины меняются из-за сдвига атомов O2 в сторону более окисленных катионов меди от 1,963 Å ( $\delta = 0,057$ ) до 1,990 ( $\delta = 0,19$ ) при окислении и от 1,990 Å ( $\delta = 0,19$ ) до 2,01 ( $\delta = 0,32$ ) при фторировании.

Известно, что связь Hg—O2 является сильно ковалентной и даже при высоком давлении длина этой связи заметно не уменьшается: 1,980 (4) при нормальном давлении и 1,973 (19) Å при 5,07 ГПа [8]. Поэтому более вероятная причина удлинения связи Hg—O2 состоит не в изменении формальной валентности Cu, а во взаимодействии Hg с избыточными анионами, даже далеко расположенным от атома Hg. Увеличение координационного числа ртути из-за введения дополнительных анионов сопровождается сдвигом атомов O2 от катионов Hg в сторону атомов Cu, таким образом, связь Hg—O2 удлиняется, а связь Cu—O2 укорачивается. Можно заключить, что замена избыточного кислорода на двой-

ное количество фтора вызывает заметное изменение апексных связей Cu—O2, в то время как связи в плоскости и  $T_c$  остаются неизменными. Такие сдвиги формально можно рассматривать как анизотропное сжатие октаэдра CuO<sub>6</sub> по оси  $c$ . Таким образом, из приведенного рассмотрения следует, что сжатие связей Cu—O1 в плоскости является наиболее вероятной причиной повышения  $T_c$  при приложении давления в купратных сверхпроводниках на основе ртути. Этот вывод подтверждается и тем, что при фторировании соединения Hg-1223 параметр  $a$  уменьшается по сравнению с окисленным образцом: 3,8501 Å и 3,8524 Å, соответственно [11]. Зависимость  $T_c$  от  $a$  для фторированных и окисленных Hg-1223 несколько отличается от таковой в Hg-1201. В случае Hg-1223 фторирование приводит к сжатию структуры в плоскости ( $ab$ ), что приводит к увеличению  $T_c$ . Зависимость оптимальной  $T_c$  от параметра  $a$  для первых трех членов ряда купратных сверхпроводников на основе ртути является идеально линейной с наклоном  $dT_c/da \approx -1,35 \times 10^3$  К Å<sup>-1</sup>. Сжатие параметра  $a$  отражает уменьшение длины связи Cu—O в плоскости, поскольку изгиб CuO<sub>2</sub>-слоев отсутствует в Hg-1201 и практически отсутствует в Hg-1212 и Hg-1223. Причина этой зависимости есть следствие сжатия CuO<sub>2</sub>-слоя в результате химической модификации кристаллической структуры. Наклон кривой  $T_c(a)$  много больше, чем при приложении внешнего давления. Из значения  $dT_c/dP \approx \approx 1,7 \times 10^3$  К ГПа<sup>-1</sup> и кристаллографических данных мы можем получить оценку для Hg-1223:  $dT_c/da \approx \approx -1,6 \times 10^2$  К Å<sup>-1</sup>. В чем причина такой большой разницы? Дело в том, что в отличие от приложенного внешнего давления химическое внутреннее давление не меняет структурного окружения CuO<sub>2</sub>-слоя. Эти слои плоские в Hg-1201 и почти плоские в других соединениях. Угол Cu—O—Cu в плоскости близок к 180°: 178,4(4)° для Hg-1223, 177,3(1)° для фторированного Hg-1223.

С другой стороны, внешнее давление меняет окружение CuO<sub>2</sub>-слоев, что отражается в большем сжатии апексных связей CuO и, как результат, в изгибе этих плоскостей. Например, угол Cu—O—Cu в плоскости становится меньше 175,0(5)° в структуре Hg-1223 при давлении  $P = 2$  ГПа, которое обеспечивает аналогичное повышение  $T_c$ , но много большее сжатие связей в плоскости. Угол изгиба плоскостей является важным параметром, влияющим на сверхпроводимость в слоистых купратах. Соединения с более высокими  $T_c$  имеют меньший угол изгиба и большие апексные расстояния для CuO<sub>5</sub>-пирамид.

Итак, проведенные нами структурные исследования [8–11] показывают особую роль АФМ обмена. Действительно, в ртутных сверхпроводниках плоскость CuO<sub>2</sub> имеет наименьшее искажение: угол связи Cu—O1—Cu близок к 180°, что обеспечивает максимальное значение АФМ обменного взаимодействия. Под действием внешнего давления длины связей Cu—O1 уменьшаются, что ведет к дальнейшему увеличению АФМ обмена. Типичное значение  $d \ln T_c/d \ln a$  в ВТСП равно −4,5, в то время как в "фононных" сверхпроводниках эта величина имеет другой знак: в MgB<sub>2</sub>  $d \ln T_c/d \ln a = 12,5$ , в дopedированном C<sub>60</sub>  $d \ln T_c/d \ln a = 16$ . К еще большему уменьшению длины связи Cu—O1, а следовательно, к увеличению АФМ обмена и  $T_c$  приводит внутреннее химическое давление при фторировании:  $d \ln T_c/d \ln a \approx -50$ .

Отмеченные особенности зависимости  $T_c$  от  $a$ , а также большие  $T_c$  и малый изотопический эффект в купратных ВТСП на основе ртути находят объяснение в рамках двухзонной  $p-d$ -модели Хаббарда в пределе сильных корреляций, когда она сводится к эффективной однозонной  $t-J$ -модели [12]. В рамках этой же модели можно объяснить и появление псевдощели как результат возникновения динамических магнитных кластеров ближнего порядка. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что в купратах реализуется специфический только для них механизм спаривания, обусловленный АФМ обменом, энергия которого достигает рекордно большой величины ввиду особенностей их электронного строения.

Отдельная тема в физике ВТСП — особенности проникновения магнитного поля в сверхпроводники. С помощью измерения деполяризации прошедшего сквозь образец пучка поляризованных нейтронов и рефлектометрии поляризованных нейтронов удается изучать вихревую структуру в объеме, а также наблюдать индивидуальные вихри [13, 14].

В заключение считаю своим долгом отметить, что развитию нейтронных исследований в нашей стране на современном этапе мы в значительной степени обязаны Государственной программе по высокотемпературной сверхпроводимости, преобразованной впоследствии в Программу по актуальным направлениям в физике конденсированных сред, а также Министерству науки и технологий (ныне Минпромнауки) и Министерству РФ по атомной энергии за поддержку уникальных исследовательских реакторов России.

## Список литературы

- Горемыкин Е А, Осборн Р, Тэйлор А Д *Письма в ЖЭТФ* **50** 351 (1989)
- Temprano D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1990 (2000)
- Orenstein J, Millis A J *Science* **288** 468 (2000)
- Reichardt W et al. *J. Supercond.* **7** 399 (1994)
- Petrov Y et al., cond-mat/0003414
- Mirmelstein A et al. *J. Phys.: Condens. Mat.* **11** 7155 (1999)
- Kee H-Y, Kivelson S A, Aeppli G, cond-mat/0110478
- Aksenen V L et al. *High Pressure Res.* **14** 127 (1995); Balagurov A M et al. *Physica C* **275** 87 (1997)
- Aksenen V L et al. *Phys. Rev. B* **55** 3966 (1997); Balagurov A M et al. *Phys. Rev. B* **59** 7209 (1999)
- Abakumov A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 385 (1998)
- Lokshin K A et al. *Phys. Rev. B* **63** 064511 (2001)
- Плакида Н М *Письма в ЖЭТФ* **74** 38 (2001)
- Аксенов В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 294 (1995); Lauter-Pasyuk V et al. *Physica B* **267** 149 (1999)
- Zabenkin V N et al. *Physica B* **297** 268 (2001)

PACS numbers: 74.50. + p, 74.62.Dh, 74.72.-h

## Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников

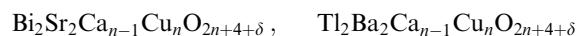
Я.Г. Пономарев

### 1. Введение

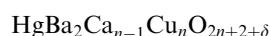
Теоретические и экспериментальные исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости далеки от завершения [1–4], тем не менее, за 15 лет изучения

высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с помощью самых современных экспериментальных методов накоплен огромный фактический материал и построены теоретические модели для описания уникальных свойств ВТСП. Отметим, что вплоть до настоящего времени отсутствует согласие в выборе механизма спаривания [5–8], хотя существование изотопического эффекта в недодопированных и передопированных сверхпроводящих купратах явно указывает на существенную роль фононов в формировании сверхпроводящих свойств ВТСП [5].

Согласно существующим представлениям [9–11], допированные кристаллы купратах сверхпроводящих соединений



и



представляют собой естественную сверхрешетку типа SISI..., где S — тонкий сверхпроводящий блок, содержащий одну или несколько  $\text{CuO}_2$ -плоскостей, интеркалированных кальцием, I — слой изолятора (спейсер), осуществляющий, в частности, допирование  $\text{CuO}_2$ -блоков при введении избыточного кислорода в центральную часть спейсера. Так как допирующая примесь находится вне  $\text{CuO}_2$ -блоков, она не влияет заметным образом на время релаксации дырок в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях. Введение примесей (как магнитных, так и немагнитных) в  $\text{CuO}_2$ -плоскости быстро подавляет сверхпроводимость. В купратах ВТСП спейсеры занимают до 80 % объема кристалла и только около 20 % объема приходится на сверхпроводящие  $\text{CuO}_2$ -блоки. Спейсеры играют важную роль в формировании электронного транспорта в  $c$ -направлении благодаря эффекту резонансного туннелирования [9, 12].

При  $T < T_c$  допированный кристалл ВТСП ведет себя как стопка сильно связанных между собой джозефсоновских контактов, и сверхпроводящий ток в  $c$ -направлении, таким образом, имеет джозефсоновский характер (слабая сверхпроводимость). Следует отметить, что специфика сверхпроводящих свойств слоистых кристаллов с джозефсоновским взаимодействием слоев подробно обсуждалась еще до появления ВТСП [13, гл. 6].

В чистых купратах  $\text{CuO}_2$ -плоскость с половиной заполненной двумерной (2D) зоной оказывается неустойчивой относительно перехода в фазу моттского диэлектрика в результате образования антиферромагнитного дальнего порядка (удвоение периода вызывает уменьшение площади 2D зоны Бриллюэна в два раза). Слабое допирование кислородом разрушает антиферромагнитный дальний порядок, что приводит к переходу диэлектрик — металл и к появлению дырочной поверхности Ферми открытого типа [14]. Уровень Ферми при этом может оказаться в окрестности протяженной сингулярности ван Хова с гигантскими пиками плотности состояний в  $\Gamma$  — М направлениях [5, 15].

Высокотемпературная сверхпроводимость реализуется в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях в сравнительно узком интервале концентраций примесных дырок  $p$ . Поверхность Ферми при этом изменяется незначительно [16]. По данным фотоэмиссионной спектроскопии сверхпроводящая щель максимальна в  $\Gamma$  — М-направлении (т.е. в направлении на сингулярность ван Хова) и минимальна