

УДК 538.91 + 539.27 + 537.312

© 1993

ИЗУЧЕНИЕ АНГАРМОНИЗМА КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ МЕДИ И КИСЛОРОДА В ИТТРИЕВОЙ КЕРАМИКЕ МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

*В. К. Федотов, А. И. Колесников, В. И. Кулаков,
Е. Г. Понятовский, И. Натканец, Я. Майер, Я. Кравчик*

Методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН) в некогерентном приближении выделены парциальные плотности колебаний атомов меди и кислорода с помощью изотопического контраста. По температурному поведению спектров обнаружен ангармонизм колебаний атомов кислорода в ромбической фазе. Обсуждаются характер ангармонизма и динамические значения теплового фактора и температуры Дебая.

По мере накопления экспериментальных данных по свойствам высокотемпературных сверхпроводников ВТСП становилось все более очевидным, что традиционная модель БКШ слабого взаимодействия для этих систем не работает и необходимо привлечение новых теоретических представлений. Наряду с предложениями нефононного механизма образования куперовских пар появились варианты модификации модели БКШ, которые позволяют в принципе за счет усиления отдельных свойств динамической системы (в частности, ангармонизма решетки) объяснить особенности новых сверхпроводников.

Действительно, в поведении интегральных динамических характеристик ВТСП не обнаружено ожидаемых корреляций со сверхпроводимостью. Изотопический эффект температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c крайне мал [¹] по всем компонентам. В плотности фононных состояний ВТСП [²⁻⁶] нет смягчения акустического спектра вблизи T_c , как в Nb_3Sn [⁷]. Напротив, оно появляется в системе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) при разрушении сверхпроводящего состояния в результате процесса восстановления ($\delta \rightarrow 1$) [²⁻⁴] или замещения атомов Y на Pr [⁵] и Cu на Zn [⁶]. При этом эффект подавления сверхпроводимости сопровождается уменьшением спектральной плотности фононов в среднем интервале энергий $E = 35 \div 60$ мэВ и появлением новой особенности на верхней границе спектра $E > 80$ мэВ. Эти эффекты, по мнению авторов [⁴⁻⁶], не объясняются искажением атомной структуры и отражают изменения в электронной системе. Проекцией такого сильного электрон-фононного взаимодействия на длинноволновую область являются аномальные эффекты, наблюдаемые в оптических измерениях ИК-поглощения и комбинационного рассеяния [⁸⁻¹⁰], связанные с изменением вблизи T_c ширины линии, силы осциллятора и частоты нормальных мод ($340, 435, 500 \text{ см}^{-1}$) с участием колебаний атомов меди и кислорода. В той же области энергий $E = 40 \div 60$ мэВ на дисперсионных кривых [¹¹⁻¹³], измеренных с помощью рассеяния нейтронов на крупных монокристаллах ВТСП, виден сложный характер дисперсии оптических мод с расщеплением, затуханием и появлением новых мод в узком интервале волновых векторов q (вблизи $[\xi\xi 0]$ при $\xi = 0.25$ и $[\xi 0 0]$ при $\xi = 0.4$). Это указывает на сильное анизотропное взаимодействие фононов с другими коллективными возбуждениями системы.

В то же время при изучении магнитной динамики купратов методом рассеяния нейтронов [¹⁴⁻¹⁷] в сверхпроводящей фазе были обнаружены сильные антиферромагнитные корреляции двумерного характера. Возможное участие магнитных возбуждений в механизме сверхпроводимости широко обсуждается [^{18, 19}] при рассмотрении взаимодействия свободных носителей (кислородных p -дырок с решеткой локализованных моментов ионов меди.

Таким образом, в изучаемой системе ВТСП реализуется состояние зарождающейся структурной нестабильности атомного и магнитного порядка в подрешетках атомов меди и кислорода. Существование структурной нестабильности может быть связано с особой формой ангармонического локального потенциала взаимодействия этих атомов, например двухъямного потенциала «цепочечного» O1 или «мостикового» O4 кислорода. Расчет авторов [²⁰⁻²⁴] показывает, что при обычном механизме спаривания электронов появление дополнительных квантовых степеней свободы и сильное взаимодействие электронов с локальными ангармоническими колебаниями приводят к сверхпроводимости с высокой T_c . Вызванные ангармонизмом многофононные процессы в ВТСП могут привести [²⁵] в рамках расширенной модели БКШ к повышению T_c и уменьшению изотопического эффекта при анизотропной энергетической щели. Все зависит от степени и характера ангармонизма.

Согласно результатам [²⁶⁻²⁸] измерений тонкой структуры спектров поглощения рентгеновских лучей сверхпроводниками YBCO (EXAFS метод), атомы мостикового кислорода O4 движутся относительно атомов меди в двухъямном потенциале с амплитудой колебаний 0.14 \AA . При изменении состава ВТСП наблюдаются корреляции между формой потенциала, энергией туннельных мод и сверхпроводимостью. В окрестности T_c обнаружено [²⁸] увеличение амплитуды колебаний атомов кислорода O2 и O3 в плоскости Cu2—O.

Методом ионного каналирования на монокристаллах YBCO [^{29, 30}] при $T = 100 \text{ K}$ для Cu(1,2) и O4 зарегистрированы большие величины средних атомных смещений 0.14 \AA , которые уменьшались на 10% вблизи T_c .

Аномальное поведение теплового фактора Дебая—Уоллера для атомов Cu1, O1 и O4 отмечалось также в рентгеновской и нейтронной дифракциях [³¹⁻³⁶]. Хотя по величине эффекта структурные данные довольно противоречивы, они в целом не исключают возможности сильного анизотропного ангармонизма колебаний атомов кислорода O1 и O4 с величиной амплитуды $0.1-0.2 \text{ \AA}$, что составляет 5—10% от межатомных расстояний. Тепловой фактор для атомов меди был намного ниже, т. е. эти колебания следовало считать квазиангармоническими. Последнее утверждение противоречит результатам ионного каналирования [^{29, 30}] и тем более расчетам Икеда [³⁷] атомной дебаевской температуры: $\Theta_D = 2000 \text{ K}$ для меди и $\Theta_D = 1400 \text{ K}$ для кислорода.

Решение сложной проблемы ангармонизма методом порошковой дифракции вызывает серьезные трудности принципиального характера, а именно: неоднозначность модельного подхода, взаимосвязь структурных параметров (смещения, заселенности позиций и теплового фактора) и учет в интенсивности линий вкладов разных атомов.

Мы использовали неупругое рассеяние нейтронов РН совместно с изотопическим контрастированием для выделения парциальных вкладов атомов меди и кислорода в плотности фононных состояний YBCO, изучения их температурной зависимости, степени ангармонизма и оценки дебаевской температуры.

Экспериментальные методы

Образцы иттриевой керамики с полным изотопическим замещением $\text{YBa}_2\text{Cu}_3^{63}\text{O}_x$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3^{65}\text{O}_x$ были приготовлены идентично из смеси окислов Y_2O_3 , BaO_2 и CuO по технологии порошковой металлургии: многократным пере-

мешиванием, гидростатическим компактированием и высокотемпературным отжигом в потоке чистого кислорода.

По результатам тестирования методами рентгеновской и нейтронной дифракции, иодидного титрования и измерения магнитной восприимчивости образцы имели ромбическую структуру с параметрами: $a = 3.818 \text{ \AA}$, $b = 3.882 \text{ \AA}$ и $c = 11.67 \text{ \AA}$; содержание кислорода $x = 6.92 \pm 0.03$ и $T_c = 91 \text{ К}$ с $\Delta T_c = 4 \text{ К}$.

После проведения первого цикла нейтронных измерений изотопические образцы отжигались в одном хиреакторе, в регулируемом вакууме, с охлаждением в равновесных условиях [38]. В результате обработки были получены несверхпроводящие образцы состава $x = 6.22 \pm 0.04$, которые обладали тетрагональной структурой с параметрами: $a = b = 3.861 \text{ \AA}$ и $c = 11.80 \text{ \AA}$.

Эксперименты по НРН проводились на времяпролетном спектрометре обратной геометрии НЕРА на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна). Спектрометр многоцелевого назначения [39], установленный на 100-метровой пролетной базе, в режиме максимальной светосилы (с бериллиевым фильтром в качестве анализатора энергии регистрации нейтронов) имел разрешение около 8% на интервале переданных энергий до 200 мэВ.

Спектры НРН измерялись под углами 120, 110, 100, 90, 80, 70° и суммировались для усреднения по переданному импульсу. После вычитания фона и нормировки на 1 г-моль массы и на спектр падающих нейтронов времяпролетные спектры НРН преобразовывались в обобщенную функцию плотности фононных состояний $G(E)$ по формулам некогерентного приближения [40, 41] (например, рис. 1, а).

Измерения проводились при температурах 80 и 290 К. Поправка на многофононное рассеяние нейтронов (рис. 1, в) рассчитывалась в рамках изотропной гармонической модели [42] со средней эффективной массой YBCO итерационным методом [43]. В результате выделен вклад однофононного рассеяния в виде однофононной обобщенной функции $G_s(E)$ (рис. 1, б).

Одновременно с НРН измерялась дифракция нейтронов под углами рассеяния 150° и 30° для контроля фазового состояния. Все образцы ($M = 130 \text{ г}$) были однофазны с точностью до 2%. Время измерения одного спектра составляло 30 ч. Изотопический состав образцов YBCO был выбран исходя из условия максимального контраста сечения ядерного рассеяния нейтронов для атомов меди

$$\sigma(\text{Cu}^{65}) : (\text{Cu}^{63}) = 15.48 : 5.64 \text{ (барн)} = 3 : 1.$$

Результаты эксперимента и их обсуждение

В рамках однофононного некогерентного приближения [44, 45] для решетки с базисом i однофононная обобщенная функция $G_s(E)$ (рис. 1, б) является суммой парциальных спектров колебаний атомов $G^j(E)$. В изотропном варианте [42, 43] каждый из этих спектров представляет собой плотность фононных состояний атома молекулы YBCO, взвешенную на рассеивающую способность i -го атома и амплитуду его колебаний, а точнее, на величину

$$A_i = x_i |\Phi_i|^2 (\sigma_i/M_i) \exp(-2W),$$

где x_i , σ_i , M_i , W_i — соответственно атомная концентрация, сечение ядерного рассеяния, масса и тепловой фактор Дебая—Уоллера для атома i в молекуле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$; $|\Phi_i|^2$ — квадрат модуля вектора поляризации атома, усредненного по изоэнергетической поверхности зоны Бриллюэна и по разным позициям атома в решетке при условии нормировки $\sum x_i |\Phi_i|^2 = 1$.

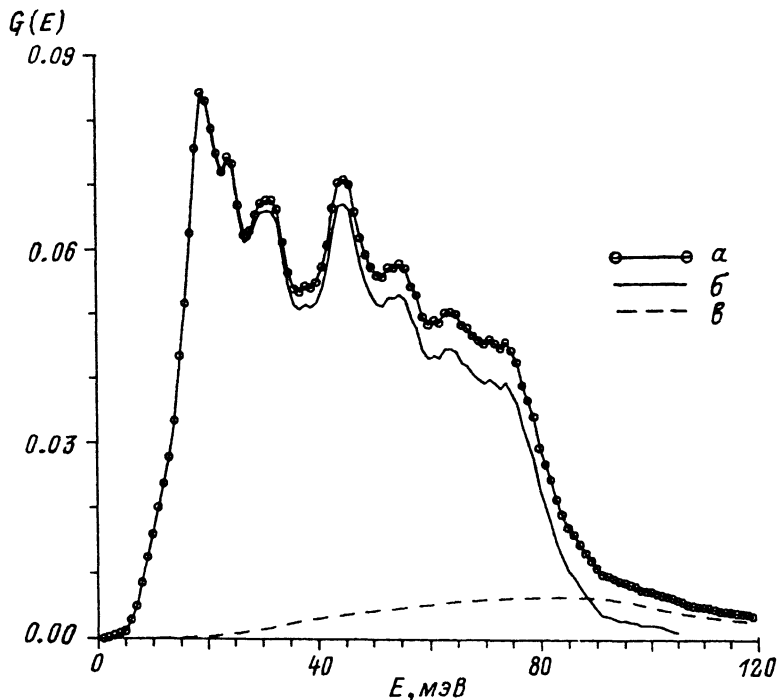


Рис. 1. Обобщенный спектр колебаний $G(E)$ керамики $YBA_2Cu_3(65)O_{6.92}$ при $T = 80$ К (а) ($G(E)$ в относительных единицах). Однофононная обобщенная функция плотности фоновых состояний G_s (б) после вычета вклада многофононного рассеяния нейтронов.

Благодаря контрасту сечений ядерного рассеяния нейтронов для изотопов Cu^{65} и Cu^{63} из исходных спектров (например, рис. 2) была выделена функция парциальной плотности колебательных состояний $G^{Cu}(E)$ для атомов меди в ромбической и тетрагональной фазах YBCO при температурах 80 и 290 К. Спектр колебаний атомов меди в обеих фазах YBCO (рис. 3) сосредоточен в основном в интервале энергий до 40 мэВ, что согласуется с работой [46]. Однако проявляется дополнительно малая спектральная плотность в окрестности 45 и 65 мэВ, связанная с участием атомов меди в оптических модах кислорода, т. е. $|\Phi_{Cu}|^2 \neq 0$ в этой области энергий. Расчеты [6, 47, 48] показывают, что доля колебаний атомов меди в высококачественных модах ВТСП может быть весьма заметной.

При удалении кислорода O1 из цепочек Cu1—O, согласно структурным исследованиям [31–36], одновременно с тетрагонализацией решетки $a = b$ происходят значительное увеличение параметра c и ослабление аксиальной связи между цепочками и двоянными плоскостями Cu2—O. Это появление «слоистости», двумерности решетки приводит к значительному смягчению (на 5 мэВ) спектра колебаний атомов меди (рис. 3) при сохранении верхней границы (75 мэВ) и общего характера спектра.

Для обеих фаз YBCO наблюдается слабая температурная зависимость парциальной плотности $G^{Cu}(E)$, взвешенной на фактор Дебая—Уоллера. Из этого следует, что изотропный тепловой фактор мал и колебания атомов меди являются гармоническими. На основе полученных парциальных спектров G^{Cu} (рис. 3) были вычислены динамические тепловые факторы для атомов меди в изотропном приближении [42]. Для ромбической и тетрагональной фаз YBCO дебаевские температуры и тепловые факторы

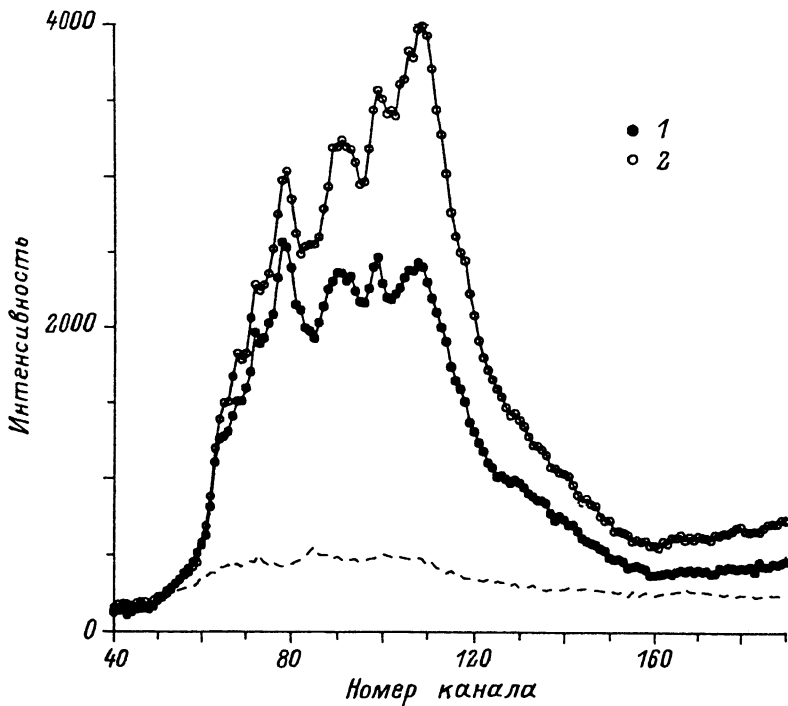


Рис. 2. Времяпролетные нейтронные спектры изотопических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3^{63}\text{O}_{6.92}$ (1) и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3^{65}\text{O}_{6.92}$ (2) при $T = 80$ К в сравнении с фоном (штриховая линия).

Ширина канала равна 8×64 мкс.

равны соответственно: $\Theta_D^{\text{Cu}} = 295$ и 255 К; $B^{\text{Cu}} = 0.17$ и 0.22 \AA^2 при $T = 290$ К и $B^{\text{Cu}} = 0.08$ и 0.10 \AA^2 при $T = 80$ К.

Величина изменения теплового фактора с температурой согласуется с поведением парциальных спектров G^{Cu} для обеих фаз (рис. 3) и с дифракционными данными [49], где общий тепловой фактор в два раза больше динамического. Следовательно, на долю статических смещений приходится не менее 50%. В зависимости от способа приготовления образца вклад статических смещений может быть намного выше. Именно этим, вероятно, объясняется большой разброс дифракционных данных. Однако заметных корреляций наблюдаемых искажений медной подрешетки со сверхпроводимостью не отмечается, т. е. они, по-видимому, относятся к побочным эффектам.

Таким образом, в отношении колебаний атомов меди никаких признаков аномального ангармонического поведения не обнаружено. Иная картина наблюдается в динамике атомов кислорода.

Полный спектр $G(E)$ колебаний атомов YBCO за вычетом парциального вклада меди G^{Cu} является в основном спектром колебаний атомов кислорода G^{Ox} , особенно в области энергий $E > 20$ мэВ, где спектральная доля A_i тяжелых атомов Y и Ba крайне мала [6, 47, 48]. Совпадение спектров $G^{\text{Ox}}(E)$ для двух образцов с Cu^{63} и Cu^{65} подтверждает согласованность обработки спектров и улучшает статистику.

Процесс восстановления $\text{YBCO-7} \Rightarrow \text{YBCO-6}$, связанный с тетрагонализацией решетки и падением T_c , сопровождается уменьшением парциальной плотности G^{Ox} (рис. 4, 5) в интервале энергий 40—65 мэВ и появлением новой особенности на верхней границе спектра $E = 75 \div 90$ К. Объяснить эти эффекты изменением

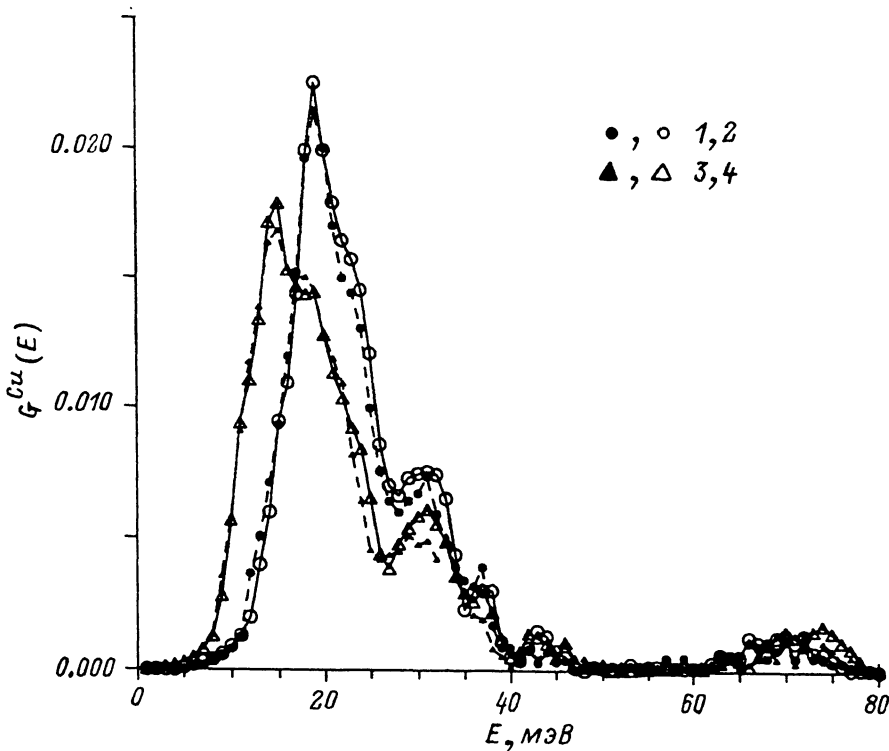


Рис. 3. Парциальный спектр колебаний атомов меди $G^{\text{Cu}}(E)$ в сверхпроводящей ромбической фазе YBCO-7 (1, 2) и в тетрагональной фазе YBCO-6 (3, 4) при $T = 80$ (1, 3) и 290 К (2, 4).

межатомных расстояний не удастся. Тем более следует учесть, что подобная картина наблюдается при замещении Y на Pr [5] и Cu на Zn [6], когда сверхпроводимость исчезает, а структура почти не меняется.

Расчетные значения динамических тепловых факторов для атомов кислорода в ромбической и тетрагональной фазах YBCO составили соответственно: $B^{\text{Ox}} = 0.35$ и 0.30 \AA^2 при $T = 290$ К и $B^{\text{Ox}} = 0.16$ и 0.14 \AA^2 при $T = 80$ К. Температуры Дебая $\Theta_D^{\text{Ox}} = 400$ и 460 К.

Температурное поведение спектров колебания атомов кислорода G^{Ox} (рис. 4, 5) в целом соответствует вычисленным изменениям изотропного теплового фактора и результатам [49] по нейтронной дифракции с учетом 50% доли статических смещений. Однако в интервале энергий 50–75 мэВ величина температурных изменений спектров G^{Ox} превышает более чем в два раза расчетные динамические значения фактора Дебая—Уоллера, полученные усреднением по энергии и по всем кристаллографически неэквивалентным позициям атомов кислорода. Согласно динамическим расчетам [6, 47, 48] и наблюдаемой дисперсии фононов [11–13], в указанном диапазоне частот преобладают оптические моды мостикового кислорода O4 и цепочек O1, имеющих, по дифракционным данным [34–36, 49], повышенный тепловой фактор по сравнению с четырьмя атомами O2 и O3 в плоскостях Cu—O. Следует отметить также, что степень и характер отклонения от гармонического поведения атомов кислорода в исследуемых фазах YBCO существенно различны. В тетрагональной фазе YBCO-6 (рис. 5) наблюдается некоторое подобие спектров $G^{\text{Ox}}(E)$, характерное для квазигармонического приближения, а в ромбической фазе YBCO-7 (рис. 4) отдельные участки спектра колебаний атомов кислорода вблизи $E = 55, 63, 73$ претерпевают значительные

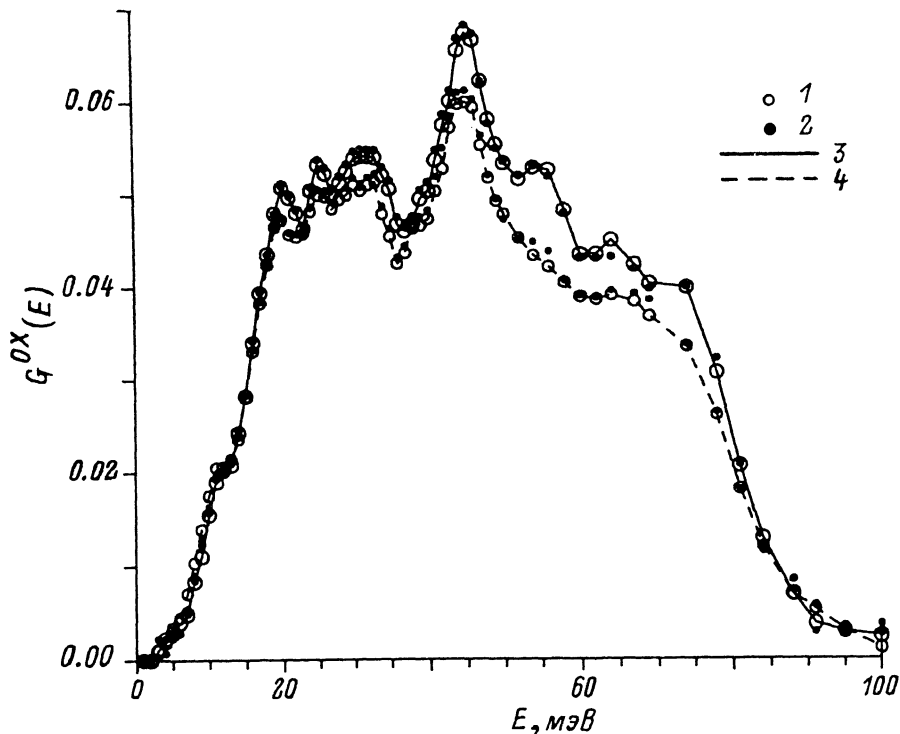


Рис. 4. Взвешенная парциальная плотность колебаний атомов кислорода $G^{OX}(E)$ в ромбической фазе YBCO-7 для изотопов Cu^{65} (1) и Cu^{63} (2) при $T=80$ (3) и 290 К (4).

деформации, обычно связанные с перенормировкой мод при учете взаимодействия фононов.

Аномальный динамический эффект, связанный с колебаниями атомов кислорода O1 и O4, проявился на спектрах НРН поликристаллических образцов, т. е. в изотропном приближении, после усреднения амплитуды колебаний атомов по всем состояниям выбранной изоэнергетической поверхности зоны Бриллюэна. Можно ожидать, что в определенных направлениях решетки (\perp с либо \parallel с) ангармонический эффект значительно выше, так как ближайшее окружение этих атомов в структуре YBCO отличается от позиций O2, O3 существующей анизотропией. Это нашло отражение в поведении анизотропного теплового фактора атомов O1 при профильной обработке дифракционных данных [31–36, 49] и в характере атомных смещений по результатам каналирования ионов [29, 30]. При этом весьма заметную долю определяемой величины, как мы убедились выше, составляют статические смещения атомов, которые могут повысить степень анизотропии ближайшего окружения атомов O1, O4 и вызвать появление локального ангармонического взаимодействия в виде двухъямного потенциала [20–24]. Признаком такого потенциала является появление и усиление при понижении температуры туннельной локальной моды. Сильное взаимодействие электронов с такими локальными ангармоническими колебаниями позволило бы объяснить [20–24] в рамках фононного механизма БКШ высокие T_c и малый изотопический эффект в оксидных ВТСП.

Работая в изотропном приближении, мы не обнаружили каких-либо признаков ангармонизма в колебаниях атомов меди. Поэтому трудно объяснить большую величину (~ 0.14 Å) атомных смещений Cu(1,2), которые были получены при

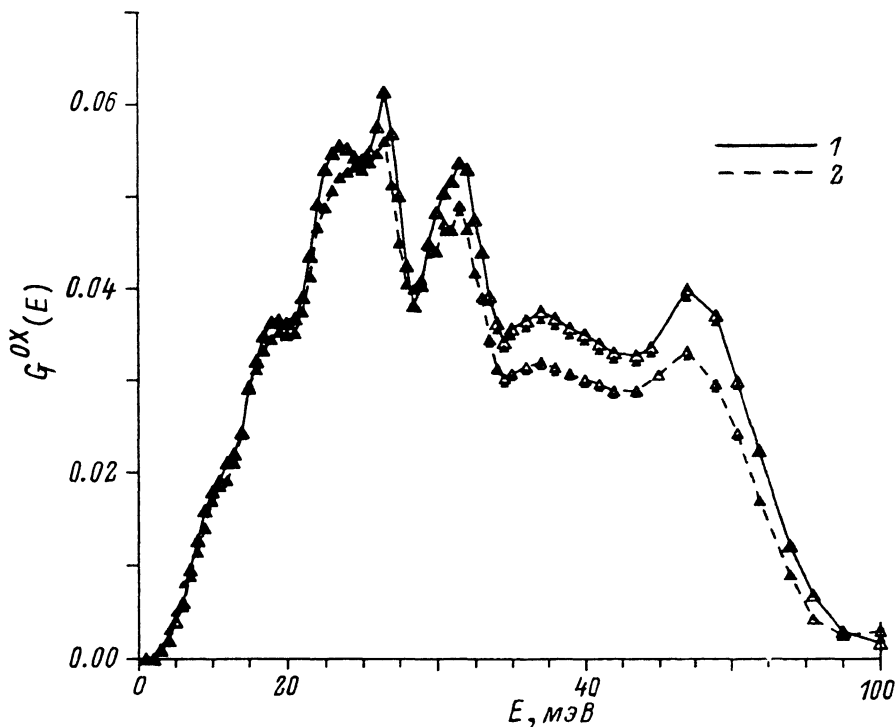


Рис. 5. Взвешенная парциальная плотность колебаний атомов кислорода $G^{OX}(E)$ в тетрагональной фазе YBCO-6 при $T = 80$ (1) и 290 К (2).

Везде данные по изотопам совпадают.

100 К на монокристаллах YBCO методом каналирования [29, 30]. Поскольку дифракционные методы не выявили анизотропию теплового фактора атомов меди, можно предположить, что это — статические смещения, связанные с технологией или неомогенностью образца. В отношении атомов кислорода такие смещения тоже велики как средние значения ($B = 1.6 \text{ \AA}^2$ при $T = 100 \text{ К}$), но сравнимы с максимальной компонентой анизотропного теплового фактора для атома O1 из дифракционных расчетов [34–36, 49]. Однако по результатам исследований методами EXAFS [26–28] и каналирования ионов [29, 30] ангармонический двухъямный потенциал существует в позиции атома O4, для которого в дифракции, напротив, анизотропия локальных смещений не наблюдается. Правда, следует учесть, что во всех этих методах определяется непосредственно [29, 30] или косвенно [28, 49] общая величина смещений, динамических и статических, а последние существенно зависят от способа приготовления образца. В методе НРН рассеяние происходит на колебаниях атомов и ангармонизм проявляется непосредственно. В изотропном приближении мы обнаружили суммарный ангармонический эффект для атомов O1 и O4, но в оптической области $E = 50 \div 75 \text{ мэВ}$, где появление локальных туннельных мод маловероятно. Поэтому наши данные не подтверждают наличия локального двухъямного потенциала в позициях кислорода, но свидетельствуют о сильном взаимодействии оптических фононов с другими коллективными возбуждениями ВТСП. Для дальнейшего изучения природы этого взаимодействия в квазидвумерных оксидах ВТСП нам представляется полезным отойти от традиционного изотропного приближения в методе НРН.

В заключение авторы выражают благодарность И. И. Зверьковой и А. М. Кокотину за тестирование образцов, В. Л. Аксенову и А. В. Белушкину за помощь и постоянный интерес к работе, а также Дж. Томкинсону за возможность проведения тестовых измерений на источнике ISIS в RAL.

Список литературы

- [1] Haen S., Creager W. N., Bourn L. C., Crommie M. F., Barbee T. W., Cohen M. L., Zettl A., Bernander L., Kinney J. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 4. P. 2269—2278.
- [2] Renker B., Gompf F., Gering E., Ewert D., Rietschel H., Dianoux A. // *Z. Phys. B — Condensed Matter*. 1988. V. 73. N 3. P. 309—312.
- [3] Renker B., Gompf F., Gering E., Nucker N., Ewert D., Reichart W., Rietschel H. // *Z. Phys. B — Condensed Matter*. 1987. V. 67. N 1. P. 15—19.
- [4] Натканец И., Белушкин А. В., Горемычкин Е. А., Майер Я., Сашин И. Л., Федотов В. К., Николаев Р. К., Понятовский Е. Г., Сидоров Н. С. // *Письма в ЖЭТФ*. 1988. Т. 48. № 3. С. 166—170; Zemlyanov M. G., Lavrova O. A., Parshin P. P., Parfenov O. E., Khlorkin M. N., Chernyshev A. A. // *Proc. Intern. Seminar on High- T_c Superconductivity*. Dubna, USSR, June 1989. P. 47—55.
- [5] Renker B., Gompf F., Gering E., Roth G., Reichardt W., Ewert D., Rietschel H., Mutka H. // *Z. Phys. B — Condensed Matter*. 1988. V. 71. N 4. P. 437—442; Reichardt W. // *Neutron News*. 1990. V. 1. N 2. P. 20—23.
- [6] Reichardt W., Ewert D., Gering E., Gompf F., Pintschovius L., Renker B., Collin G., Dianoux A. J., Mutka H. // *Physica B*. 1989. V. 156—157. P. 897—901.
- [7] Reichardt W. // *Progress Report, KFK, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, Germany, 1975; Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследования методом рассеяния нейтронов: Пер. с англ. / Под ред. С. Лавси и Т. Шпрингера. М., 1980. С. 485.*
- [8] Genzel L., Wittlin A., Bauer M., Cardona M., Schonherr E., Simon A. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 40. N 4. P. 2170—2178.
- [9] Thomsen C., Cardona M., Gegenheimer B., Liu R., Simon A. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 16. P. 9860—9863.
- [10] Altendorf E., Chrzanowski J., Irwin J. C., O'Reilly A., Hardy W. N. // *Physica C*. 1991. V. 175. N 1—2. P. 47—57.
- [11] Pintschovius L., Pyka N., Reichardt W., Rumiantsev A. Yu., Ivanov A., Mitrofanov N. // *Proc. Intern. Seminar on High- T_c Superconductivity*. Dubna, USSR, June 1989. P. 314—321.
- [12] Reichardt W., Pyka N., Pintschovius L., Hennin B., Collin G. // *Physica C*. 1989. V. 162—164. Part 1. P. 464—465.
- [13] Pyka N., Reichardt W., Pintschovius L., Collin G. // *Proc. VI Int. School on Neutron Physics*. Alushta, 1990. P. 314—321.
- [14] Shirane G., Birgeneau R. J., Endon Y., Gehring P., Kastner M. A., Kitazawa K., Kojima H., Tanaka I., Thurston T. R., Ymada K. // *Phys. Rev. Lett*. 1989. V. 63. N 3. P. 330—333.
- [15] Tranquada J. M., Shirane G., Keimer B., Shamoto S., Sato M. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 40. N 7. P. 4503—4516; Tranquada J. M., Shirane G. // *Neutron News*. 1990. V. 1. N 1. P. 35—38.
- [16] Shirane G., Als-Nielsen J., Nielsen M., Tanquada J. M., Chou H., Shamoto S., Sato M. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 41. N 10. P. 6547—6552.
- [17] Rossat-Mignod J., Regnault L. P., Vettier C., Burlet P., Henry J. Y., Lapertot G. // *Physica B*. 1991. V. 169. P. 58—65.
- [18] Anderson P. W. // *Science*. 1987. V. 235. N 4784. P. 1196—1199.
- [19] Aristov D. N., Maleev S. V. // *Z. Phys. B — Condensed Matter*. 1990. V. 81. N 3. P. 433—440; Баряхтар В. Г., Локтев В. М. // *Укр. физ. журн*. 1991. Т. 36. № 6. С. 850—864.
- [20] Plakida N. M., Akshenov V. L., Drecsler S. L. // *Europhys. Lett*. 1987. V. 4. N 11. P. 1309—1314.
- [21] Hardy J. R., Flocken J. W. // *Phys. Rev. Lett*. 1988. V. 60. N 21. P. 2191—2193.
- [22] Cohen R. E., Pickett W. E., Krakauer H. // *Phys. Rev. Lett*. 1990. V. 64. N 21. P. 2575—2578.
- [23] Vinsent H., Crespi, Cohen Marvin L., Penn David R. // *Phys. Rev. Lett. B*. 1991. V. 43. N 16. P. 12921—12924.
- [24] Fricl M., von Linden W., Morgenstern I., de Raedt H. // *Z. Phys. B — Condensed Matter*. 1990. V. 81. N 3. P. 327—335.
- [25] Bussmann-Holder A., Bishop A. R. // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 6. P. 2853—2856.
- [26] Mustre de Leon J., Conradson S. D., Batistic I., Bishop A. R. // *Phys. Rev. Lett*. 1990. V. 65. N 13. P. 1675—1678.
- [27] Mustre de Leon J., Conradson S. D., Batistic I., Bishop A. R. // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 5. P. 2422—2425.
- [28] Troger L., Arvanitis D., Rohler J., Schliepe B., Baberschke K. // *Sol. St. Comm*. 1991. V. 79. N 6. P. 479—482.
- [29] Sharma R. P., Rehn L. E., Baldo P. M., Liu J. Z. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 40. N 16. P. 11396—11399.
- [30] Sharma R. P., Rehn L. E., Baldo P. M., Welp U., Fang Y. // *Phys. Rev. B*. V. 44. N 5. P. 2334—2340.

- [31] Schafer W., Jansen E., Will G., Faber J., Veal Jr. B. // *Mat. Res. Bull.* 1988. V. 23. N 10. P. 1439—1445.
- [32] Cava R. J., Hewat A. W., Batlogg B., Marezio M., Rabe K. M., Krajewski J. J., Peck Jr. W. F., Rupp Jr. L. W. // *Physica C*. 1990. V. 165. N 5—6. P. 419—433.
- [33] Siegrist T., Sunshine S., Murphy D. W., Cava R. J., Zahurak S. M. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. N 13. P. 7137—7139.
- [34] Kwei George H., Larson Allen C., Hults W. L., Smith James L. // *Physica C*. 1990. V. 169. N 3—4. P. 217—225.
- [35] Greaves C., Slater P. R. // *Solid State Comm.* 1990. V. 74. N 7. P. 591—594.
- [36] Jantsch S., Ihringer J., Maichle J. K., Prandl W., Kemmler-Sack S., Kiemel R., Losch S., Schafer W., Schlichenmaier M., Hewat A. W. // *J. Less-Comm. Met.* 1989. V. 150. P. 167—175.
- [37] Ikeda S., Misawa M., Tomiyoshi S., Omori M., Suzuki T. // *Phys. Lett. A*. 1989. V. 134. N 3. P. 191—195.
- [38] Andersen N. H., Lebeck B., Poulsen H. F. // *J. Less-Comm. Met.* 1990. V. 164—165. P. 124—131.
- [39] User Guide. Dubna, USSR, 1991. P. 72.
- [40] Оскотский В. С. // *ФТТ*. 1967. Т. 9. № 2. С. 550—552.
- [41] Бредов М. М., Котов Б. А., Окунева Н. М., Оскотский В. С., Шах-Будагов А. Л. // *ФТТ*. Т. 9. № 1. С. 287—293.
- [42] Турчин В. Ф. Медленные нейтроны. М., 1963. С. 191—196.
- [43] Антонов В. Е., Белаш И. Т., Колесников А. И., Майер Я., Натканец И., Понятовский Е. Г., Федотов В. К. // *ФТТ*. 1991. Т. 33. № 1. С. 152—157.
- [44] Изюмов Ю. А., Черноплеков Н. А. Нейтронная спектроскопия. Т. 3. М., 1983. С. 328.
- [45] Lustig N., Lannin J. S., Carpenter J. M., Hasegawa R. // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 32. N 5. P. 2778—2783.
- [46] Паршин П. П., Землянов М. Г., Парфенов О. Е., Чернышев А. А. // *Письма в ЖЭТФ*. 1990. Т. 51. № 7. С. 380—382.
- [47] Шапино И. В., Шабанов В. Ф., Втюрин А. Н. // *Препринт № 576 Ф.* Красноярск, Ин-т физики АН СССР, 1989. С. 21.
- [48] Bates Frances E. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 1. P. 322—327.
- [49] Francois M., Junod A., Yvon K., Hewat A. W., Fischer P. // *Sol. St. Comm.* 1988. V. 66. N 10. P. 1117—1125.

Институт физики твердого тела РАН
Черноголовка
Московской обл.

Поступило в Редакцию
14 июля 1992 г.