

они не сохраняют суммарную поляризацию системы. Полностью микроскопическое описание этого процесса при  $P_{00}(t) > 0,1$  можно получить на основе учета трех первых членов разложения  $P_{00}$  в ряд по концентрации примеси  $c \ll 1$  (фактически по  $(\beta t)^{1/2}$ ), что подтверждено в эксперименте [5, 23]. Один из важных качественных эффектов здесь состоит в том, что зависимость эффективной скорости релаксации  $\beta$ -ядер от относительной интенсивности слабых резонансных двухспиновых переходов является неаналитической. Это обусловлено вышеуказанным разрушением интеграла движения и неупорядоченностью системы.

4.3. При повышении температуры становится существенной пространственная диффузия ядер  $^6\text{Li}$ — $^6\text{Li}$ , причем кинетика деполяризации ядер  $^6\text{Li}$  вида  $P_{00} \approx \exp[-(\beta t/(\xi + 1))^{1/2}]$ , где  $\beta \sim c^2\nu_0$ , практически совпадающего с (5) при  $\beta t \lesssim 1$ , трансформируется в  $P_{00} = \exp(-Wt)$  с  $W \sim c\nu_0$ . Этот переход изучен в работах [5, 24]. Количественно он также хорошо объясняется в рамках концентрационных разложений и может быть положен в основу изучения редких прыжков ядер лития с характерными частотами  $\sim 1 \text{ с}^{-1}$ .

5. Исследования процессов случайных блужданий в неупорядоченных системах с дипольным переносом, выполненные методом  $\beta$ -ЯМР, представляют собой проверку весьма жестких предсказаний микроскопической теории. В настоящее время эксперимент и теория в данном круге вопросов согласуются удовлетворительно.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шапиро Ф.Л.//УФН. 1958. Т. 65. С.133.
2. Connor D.//Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 429.
3. Abov Yu.G., Yermakov O.N., Gul'ko A.D. et al.// Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 505.
4. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Тростин С.С.//Некоторые проблемы современной ядерной физики. — М.: Наука, 1989. — С. 193.
5. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.// ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 962.
6. Джепаров Ф.С.//Ibid mC. 982.
7. Ackermann H., Heitjans P., Stockmann H.-J.// Top. Curr. Phys. 1983. V. 31. P. 291.
8. Stockmann H.-J., Jager E., Sulzer G. et al.//Hyperfine Interactions. 1990. V. 60. P. 765.
9. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. Препринт ИТЭФ № 150. — Москва, 1976.
10. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Оратовский Ю.А., Тростин С.С.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 667.
- [11] Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 481, Препринт ИТЭФ № 138. — М. 1978.
12. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Гулько А.Д. и др.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 344.
13. Джепаров Ф.С., Степанов С.В. Препринт ИТЭФ № 139. — Москва, 1982.
14. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2299; Препринт ИТЭФ № 66. — Москва. 1984.
15. Bulgakov M.I., Dzheparov F.S., Cul'ko A.D. et al.//Hyperfine Interactions. 1990. V. 60. P. 937.
16. Fujara F., Stockmann H.-J., Ackermann H. et al.//Zs. Phys. Kl. B. 1980. Bd. 37. S. 151.
17. Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Шестопал В.Е. Препринт ИТЭФ № 133. — Москва. 1987.
18. Джепаров Ф.С.// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 1694.
19. Bouchaud J.-P., Georges A.//Phys. Rep. 1990. V. 195. P. 127.
20. Джепаров Ф.С., Шестопал В.Е.//Изв. вузов. Сер. "Физика". 1987. Т. 30, № 6. С. 77.
- [21] Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 460.
22. Гапонцев В.П., Джепаров Ф.С., Платонов Н.С., Шестопал В.Е.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 460.
23. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2354; Препринт ИТЭФ № 111. — Москва. 1985.
24. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988, Т. 52. С. 1699.

538.945(048)

**А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, В.В. Флорентьев.** Теплопроводность монокристаллов  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Измерение температурной зависимости теплопроводности твердых тел дает существенную информацию о свойствах квазичастиц (фононов, свободных носителей заряда,

магнонов) и характере их рассеяния друг на друге. Интерес к исследованиям теплопроводности в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) достаточно высок вследствие ряда причин. Во-первых, механизм сверхпроводимости в этих соединениях до сих пор не ясен и важна любая дополнительная информация о процессах электрон-фононной релаксации. Во-вторых, в достаточно большом температурном интервале ниже  $T_c$  не представляется возможным исследовать традиционные гальваномагнитные свойства, такие как электросопротивление, термоэдс, эффект Холла. Подобное ограничение не распространяется на исследование теплопроводности, что дает возможность получать информацию о транспортных свойствах высокотемпературных сверхпроводников в широком температурном диапазоне.

В работе проведены исследования теплопроводности монокристаллических образцов состава  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в плоскости  $ab$  в температурном диапазоне 8 — 250 К. Измерения проводились методом стационарного осевого теплового потока четырехконтактным способом в модифицированной установке [1]. Образец, имеющий форму тонкой пластины, запрессовывали с одного конца в индиевый постамент на медной платформе. С помощью нагревателя создавали перепад температуры  $\Delta T$  на образце, который измеряли дифференциальной манганин-константановой термопарой. Случайная погрешность определения теплопроводности составляла 20% при  $T < 10$  К и уменьшалась до 3% в области  $T > 100$  К. Основными источниками систематической погрешности, которая по оценкам может составлять 30%, были погрешности в измерении геометрических размеров самых тонких образцов и расстояния между спаями термопары. Исследовались монокристаллы  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ( $\text{Ln} = \text{Y}, \text{Y}_{0.98}\text{Gd}_{0.02}, \text{Y}_{0.98}\text{Yb}_{0.02}$ ), выращенные раствор-расплавным методом. Кристаллы представляли собой тонкие (с толщиной от 12 до 50 мкм) пластинки. Кристаллографическая ось  $c$  была направлена по нормали к плоскости пластины. Отметим, что использование образцов с 2%-ной примесью Gd и Yb не преследовало никакой специальной цели и является превходящим обстоятельством в данном исследовании. Сверхпроводящие свойства проверялись по измерению магнитной восприимчивости в полях  $\approx 1$  Э частотой 667 Гц. Ширина перехода у наилучших образцов (YBCO-1,2,4) не превышала 1 К. Керамика YBCO-3, синтезированная по криохимической порошковой технологии, имела высокую плотность и демонстрировала узкий сверхпроводящий переход  $\approx 2$  К.

Температурные зависимости теплопроводности  $\kappa(T)$  для CuO и  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  представлены на рис. 1.  $\kappa(T)$  для кристаллического CuO характерна для диэлектрических монокристаллов и хорошо согласуется с данными работы [2]. Теплопроводность образцов  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  имеет ярко выраженную особенность в  $T_c$ . Отметим, что величины теплопроводности различных образцов довольно сильно отличаются. Температурная зависимость и величина теплопроводности керамики YBCO-3 совпадает с известными из литературы данными по теплопроводности плотных сверхпроводящих керамик.

Среди представленных на рис. 1 образцов состава  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  выделяется YBCO-1, который отличается от других (в том числе и от опубликованных в литературе) как большой величиной  $\kappa(T)$  во всем температурном диапазоне, так и значительным ростом  $\kappa(T)$  при  $T < T_c$ .

Обращает на себя внимание слабая зависимость теплопроводности от температуры при  $T > T_c$ . Такое поведение характерно для электронной теплопроводности  $\kappa_e$  нормальных металлов в области температур  $T \approx T_D$ . Однако если воспользоваться законом Видемана—Франца, то оценка сверху величины  $\kappa_e$  для монокристаллов ВТСП состава YBCO дает значение  $\approx 30 - 50\%$  от суммарной теплопроводности. К тому же рост  $\kappa(T)$  с уменьшением температуры ниже  $T_c$  скорее свидетельствует об уменьшении фонон-электронного рассеяния в результате конденсации нормальных электронов. Этот факт указывает как на существенную величину фононной теплопроводности  $\kappa_{ph}$  по сравнению с  $\kappa_e$  при  $T > T_c$ , так и на преобладающую роль фонон-электронного рассеяния в фононном теплопереносе при высоких температурах по сравнению с трехфононными процессами рассеяния, которые дают зависимость  $\kappa_{ph} \propto T^{-1}$  (см. CuO при  $T > 100$  К; рис. 1)). Возможно также, что в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в силу наличия низкочастотных оптических ветвей, скорость релаксации фононов в трехфононных процессах имеет слабую температурную зависимость. Отметим, что  $\kappa(T)$  несверхпроводящих кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , которую с высокой степенью достоверности можно рассматривать как чисто фононную без электрон-фононного рассеяния, также слабо меняется с температурой при  $T > 100$  К, судя по экспериментальным данным работы [3].

Поведение теплопроводности в обычных сверхпроводниках достаточно хорошо изучено. Модель для описания  $\kappa_{ph}(T)$  при рассеянии фононов на свободных носителях заряда для обычных сверхпроводников была предложена Гейликманом [4] и Бардином, Рикайзенем и Тьювордтом [5] (теория БРТ).

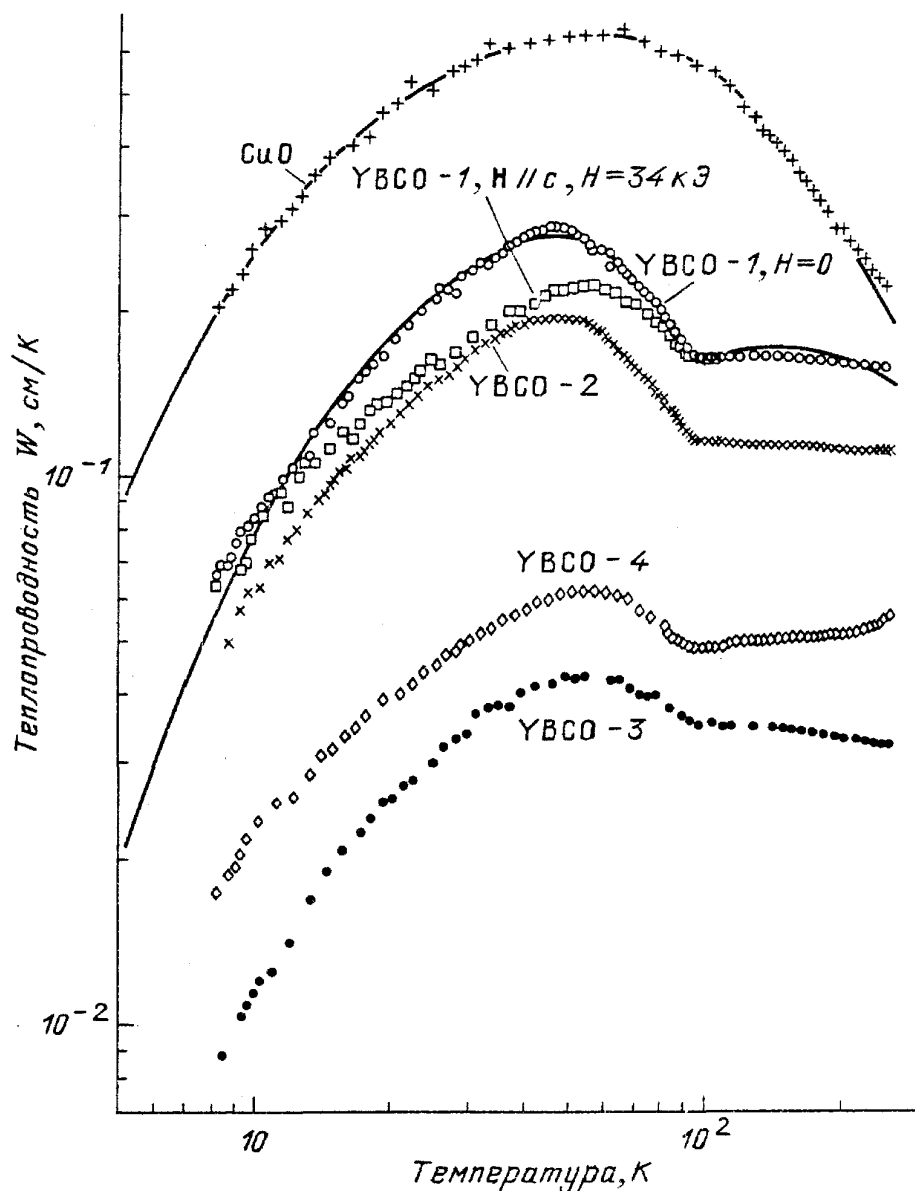


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности ВТСП монокристаллов. Результаты аппроксимации представлены сплошными линиями

Учитывая оценки величины  $\kappa_e$  в YBCO кристаллах, а также низкую концентрацию электронов при  $T > T_c$  и наличие большого количества рассеивателей для носителей заряда (двойниковые границы, кислородные вакансии), мы предполагаем, что:

- основной вклад в теплопроводность дает фоновый теплоперенос;
- увеличение теплопроводности при  $T < T_c$  обусловлено уменьшением фонов-электронного рассеяния вследствие конденсации электронов в куперовские пары;
- уменьшение теплопроводности при  $T < T_c/2$  после достижения максимума определяется ограничением длины свободного пробега фононов из-за рассеяния на точечных дефектах и границах образца; электрон-фононное рассеяние при этом становится несущественным.

Электронную теплопроводность полагали не зависящей от температуры при  $T > T_c$  (в соответствии с законом Видемана—Франца) и  $\kappa_e \propto \exp[-\Delta(T)/T]$  при  $T < T_c$ . Для аппроксимации экспериментальных данных по CuO и YBCO-1 (сплошные линии на рис. 1) использовали следующую формулу:

$$\kappa(T) = \kappa_e(T) + \frac{k_B T^3}{2\pi^2 v_s} \left( \frac{k_B}{\hbar} \right)^3 \int_0^{T_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2 T^{-1}(x, T)} dx; \quad (1)$$

$\Delta(T)$  — БКШ-щель в спектре электронных возбуждений;  $x = \hbar\omega/k_B T$  — приведенная частота фонона;  $T_D$  — температура Дебая;  $v_s$  — скорость звука. (Последние две величины были взяты из литературы). Скорость релаксации  $\tau^{-1}(x, T)$  фононов представляли в виде:

$$\tau^{-1}(x, T) = \tau_b^{-1} + \tau_{pd}^{-1} + \tau_{3ph}^{-1} + \tau_{ph-e}^{-1}; \quad (2)$$

$\tau_b^{-1} = v_s/d$  — скорость релаксации на границах образца при диффузном рассеянии,  $d$  — соответствующая длина свободного пробега фононов;  $\tau_{pd}^{-1} = A_{pd}x^4T^4$  — скорость релаксации на точечных дефектах;  $\tau_{3ph}^{-1} = A_{3ph}x^2T^5$  — скорость релаксации в трехфоновых процессах;  $\tau_{ph-e}^{-1} = A_{ph-e}xTg(x, \Delta)$  — скорость фонон-электронной релаксации,  $g(x, \Delta)$  — функция рассеяния в теории БРТ.

В результате аппроксимации достигнуто хорошее согласие расчетной зависимости теплопроводности для диэлектрического кристалла  $\text{CuO}$  с использованием рассеяния фононов на границе образца ( $\tau_b^{-1}$ ), точечных дефектов ( $\tau_{pd}^{-1}$ ) и трехфоновой релаксации ( $\tau_{3ph}^{-1}$ ). В применении к результатам для  $\text{YBCO-1}$  в формулу (1) были введены  $\kappa_e$  и рассеяние фононов на свободных носителях заряда; величина  $\kappa_e$  при  $T > T_c$  составляет  $\approx 30\%$  от суммарной, что хорошо согласуется с оценками из закона Видемана—Франца других авторов. Из величины  $A_{ph-e}$  аналогично методике, изложенной в [6], получена константа электрон-фононного взаимодействия  $\lambda_{tr} \approx 0,1$ , величина которой свидетельствует о слабой связи электронов с акустическими фононами. Величина  $2\Delta(0)/T_c \approx 5$  достаточно хорошо согласуется с литературными данными ( $2\Delta(0)/T_c \approx 3 - 6$ ). Отметим здесь, что в данном случае  $\Delta(0)$  оценена для объема образца, а не для поверхностного слоя, что характерно для спектроскопических методов определения сверхпроводящей щели.

Проведены измерения теплопроводности кристалла  $\text{YBCO-1}$  в постоянном магнитном поле до 34 кЭ, ориентированном перпендикулярно градиенту температуры. Температурная зависимость теплопроводности при  $H = 34$  кЭ и  $\mathbf{H} \parallel c$  представлена на рис. 1. Различий между "field cooled" и "zero field cooled" зависимостями не обнаружено. В диапазоне температур  $15 \text{ K} < T < T_c$  наблюдается уменьшение теплопроводности с увеличением магнитного поля. Это связано, на наш взгляд, с рассеянием фононов на свободных электронах в сердцевинах вихрей ( $H > H_{c1}$ ). Обработать полученные полевые зависимости теплопроводности можно, представив  $\tau_{ph-e}^{-1}$  в формуле (1) следующим образом:  $\tau_{ph-e}^{-1} = A_{ph-e}xT[g(x, \Delta)(1 - N(H)) + A_{ph-e}xTN(H)]$ , где  $N(H)$  — усредненная по объему образца концентрация нормальных электронов, локализованных в сердцевинах вихрей. Экстраполируя  $N(H)$  к значению  $N(H_{c2}) = 1$ , нами были получены оценки для  $H_{c2}^{ab} \approx 500$  кЭ,  $H_{c2}^c \approx 3000$  кЭ и  $\xi_{ab} \approx 30 \text{ \AA}$ ,  $\xi_c \approx 4 \text{ \AA}$  при  $T \approx 45 \text{ K}$ .

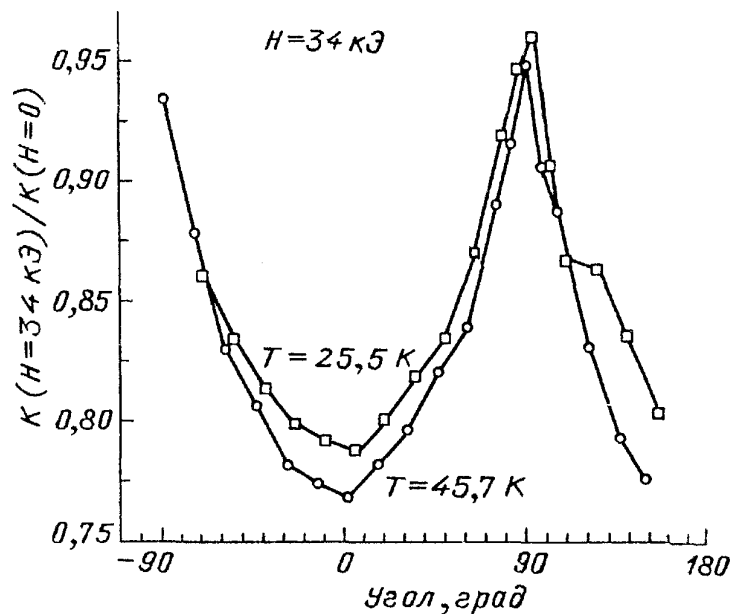


Рис. 2. Зависимость теплопроводности  $\text{YBCO-1}$  от ориентации магнитного поля относительно оси  $c$  при температурах 25,5 и 45,7 К

Отсутствие (с экспериментальной точностью) зависимости  $\kappa(T)$  от магнитного поля при  $T < 15$  К мы связываем с исчезновением фонон-электронного рассеяния, так как длина волны фононов  $\lambda_{ph}$  превышает характерный размер вихря ( $\lambda_{ph} \gg 2\xi_{ab}$ ). Расчет  $\lambda_{ph}$  при  $T \approx 10 - 40$  К позволяет дать независимую оценку длины когерентности  $\xi_{ab} \approx 30 - 20$  Å, что хорошо согласуется с приведенными выше значениями и данными других исследований.

На рис. 2 приведена зависимость теплопроводности YBCO-1 от угла  $\phi$  между направлением магнитного поля ( $H = 34$  кЭ) и осью  $c$  кристалла при двух температурах. Наблюдаемая анизотропия  $\kappa$  обусловлена, на наш взгляд, различием длин когерентности в плоскости  $ab$  и вдоль оси  $c$ . Наша оценка анизотропии длины когерентности (при обеих температурах) дает  $\xi_{ab}/\xi_c \approx 7$ , что хорошо согласуется с литературными данными. Здесь необходимо отметить, что достаточно большая величина экспериментальной погрешности измерения (при  $\phi = 90^\circ$ ) не позволяет сделать вывод о наличии или отсутствии вихрей, перпендикулярных оси  $c$  в этих соединениях. Для выяснения этих вопросов необходимы более точные измерения угловой зависимости теплопроводности, которые сейчас находятся в стадии разработки.

Авторы выражают благодарность О.К. Мельникову и А.Б. Быкову за предоставление образцов, а также Ю.М. Кагану, Л.Б. Дубовскому и Е.З. Мейлихову за полезные обсуждения и ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Инюшкин А.В., Талденков А.Н., Флорентьев В.В.//ПТЭ. 1988. № 3. С. 211.
2. Jezowski A.//Sol. State Commun. 1989. V. 71. P. 419.
3. Hagen S.J., Wang Z.Z., Ong N.P.// Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 40. P. 9389.
4. Гейликман Б.Т. Исследования по физике низких температур. — М.: Атомиздат, 1979. Гл. 1. С. 8 — 12.
5. Bardeen J., Rickaysen G., Tewordt L.//Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 982.
6. Tewordt L., Wolkhausen Th.// Sol. State. Commun. 1989. V. 70. P. 839.