

Ускорение деформации при  $N-S$  переходе в металлах при гелиевых температурах объясняется облегчением движения дислокаций в  $S$ -состоянии из-за отсутствия электронного торможения и увеличением частотного множителя при термоактивированном отрыве дислокаций от препятствий. Данные о подвижности дислокаций в иттриевых керамиках нам неизвестны. Однако и в монокристаллах, и в керамиках обнаружены двойники [7]. Движение границы двойника в силовом поле, с нашей точки зрения, является одним из возможных объяснений наблюдаемой деформации. Эта модель представляется правдоподобной также и потому, что, как нами было обнаружено в опытах по деформационному поведению образцов после разгрузки и измерению остаточной деформации, неупругая деформация керамики является частично обратимой.

Авторы благодарят В. А. Татарченко и Р. К. Николаева за предоставление образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Златин Н. А., Песчанская Н. Н., Якушев П. Н. ЖТФ, 1987, т. 57, № 12, с. 2346—2351.
- [2] Златин Н. А., Песчанская Н. Н., Шпейсман В. В. ЖТФ, 1987, т. 57, № 7, с. 1438—1441.
- [3] Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В. В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия, 1975. 328 с.
- [4] Песчанская Н. Н., Пугачев Г. С., Якушев П. Н. Механика полимеров, 1977, № 2, с. 357—358.
- [5] Спицын В. И., Троицкий О. А. Вестник АН СССР, 1974, № 11, с. 10—15.
- [6] Parateswaran V. J. Weertman. Metal. Trans., 1971, vol. 2, p. 1233—1243.
- [7] Zandbergen H. W., van Tendeloo G., Okabe T., Amelinkx S. Phys. St. Sol. (a), 1987, vol. 103, N 1, p. 45—72.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
14 июня 1988 г.

УДК 537.312.62; 532.11

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА КРИТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И $T_c$ КЕРАМИКИ $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$

С. Л. Будько, А. Г. Гапотченко, Е. С. Ицкевич

Измерение критических параметров сверхпроводников ( $T_c$ ,  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$ ) под давлением и сравнение полученных результатов со следствиями предполагаемых механизмов сверхпроводимости позволяют получить определенную информацию об адекватности различных моделей сверхпроводности. Насколько нам известно, в опубликованных пока работах по исследованию ВТСП под давлением из этих параметров измерялась только  $T_c$ . В работе [1], где сделаны такие сравнения, приведен также справочный материал по барическим производным (БП)  $T_c$  у ВТСП, из которого видна сильная зависимость БП от качества образца и степени гидростатичности давления.

В настоящей работе индуктивным методом исследовано влияние гидростатического давления до 2.0 ГПа на критическую температуру  $T_c$ , первое и второе критические поля  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  керамического сверхпроводника  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x=0.2$ ) (LSCO).

Измерения восприимчивости под давлением производились компенсированной парой катушек на частоте модуляции 2 кГц в немагнитной камере фиксированного давления подобно тому, как это делалось для ВРВ [2].

Температура образца измерялась дифференциальной термопарой медь—железо, один спай которой находился в тепловом контакте с образцом, второй — вне камеры высокого давления при температуре гелиевой ванны. Нагрев образца осуществлялся внутренним нагревателем из манганиновой проволоки, расположенным вокруг образца. При фиксированных значениях магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде 0, 2.0, 4.0, 6.0 Т по началу перехода определялась  $T_c$ . Строилось семейство кривых  $H_{c2}(T)$  для различных давлений, откуда определялись  $dH_{c2}/dP$  при фиксированных температурах.  $H_{c1}$  определялось как то значение поля, при котором в наших экспериментальных зависимостях  $\chi(H)$  проявлялся гистерезис, т. е. происходил захват потока образцом. Измерения  $H_{c1}(P)$  проводились только при 4.2 К.

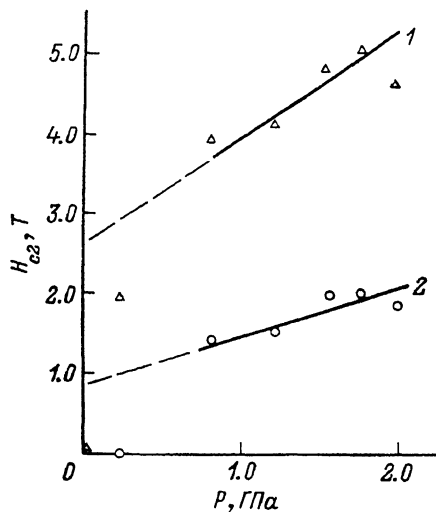


Рис. 1. Зависимость второго критического поля  $H_{c2}$  от давления при  $T=25$  (1) и 30 К (2)

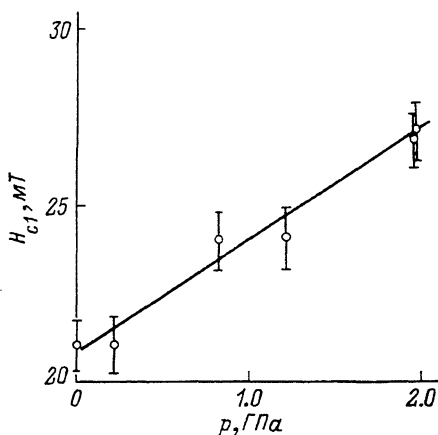


Рис. 2. Зависимость первого критического поля  $H_{c1}$  от давления 4.2 К.

В использованной нами для создания давления среде (60 % пентана, 40 % трансформаторного масла) теплопроводность в диапазоне давлений 0—0.8 ГПа в несколько раз меньше, чем при более высоких давлениях. Поскольку камера находится в жидком гелии, это приводит к ухудшению условий теплопередачи (при использовании нагревателя) и занижению измеряемых значений  $T_c$  и вычисляемых значений  $H_{c2}$  в начальном диапазоне давлений (рис. 1). Поэтому для определения барических зависимостей использовали только диапазон давлений выше 0.8 ГПа.

Получены следующие результаты:  $T_c(P=0)=32.5$  К,  $dT_c/dP=1.7 \pm 0.6$  К/ГПа,  $dH_{c1}/dP=(3 \pm 1) \cdot 10^{-3}$  Т/ГПа при  $T=4.2$  К;  $dH_{c2}/dP=1.3 \pm 0.6$  Т/ГПа при  $T=25$  К и  $0.6 \pm 0.3$  Т/ГПа при  $T=30$  К. Барические зависимости критических полей  $H_{c2}$  и  $H_{c1}$  представлены на рис. 1, 2.

Согласно имеющимся в обзоре [1] данным, экспериментальные значения  $dT_c/dP$  для LSCO с близкой  $T_c$  находятся в интервале 1.2—3.2 К/ГПа, что согласуется с нашими результатами. Попытаемся оценить, какая из известных ныне моделей сверхпроводимости может объяснить полученные результаты.

Таких моделей предложено много, и мы выбирали для сравнения с экспериментом те, что наиболее часто, на наш взгляд, используются. В рамках теории БКШ в [3] получено выражение для  $H_{c2}$

$$H_{c2}|_{T=0} = -0.69 T_c dH_{c2}/dT|_{T=T_c}. \quad (1)$$

Дифференцируя его по давлению и используя экспериментальные значения  $dT_c/dP$  и величину изменения под давлением  $dH_{c2}/dT$ , получаем

$$dH_{c2}/dP|_{T=0} \approx 4T/\Gamma Pa,$$

что согласуется с экстраполяцией к  $T=0$  экспериментальных значений ( $dH_{c2}/dP \approx 5$  Т/ГПа).

Довольно распространены сейчас различные варианты модели сверхпроводимости локализованных пар (биполяронный механизм). В [4] предложена следующая зависимость  $H_{c2}$  от параметра решетки  $d$  и  $T_c$ :

$$H_{c2}(T) = 6\Phi_0 \tau / \pi d^2, \quad (2)$$

где  $\tau = (T_c - T)/T_c$ ,  $\Phi_0$  — квант потока. Оценка по этой формуле величины  $H_{c2}$  дает значение  $2 \cdot 10^3$  Т при  $T=30$  К, что, очевидно, не согласуется с имеющимися ныне результатами. Соответственно БП, вычисленная по формуле (2), равна  $\approx 1500$  Т/ГПа, а экспериментальная 0.6 Т/ГПа (при  $T=30$  К).

Другой вариант биполяронной модели сверхпроводимости [5] дает выражение для  $H_{c2}$  в виде

$$H_{c2} = \Phi_0 (1 - t^{3/2})^{3/2} / 2\pi K^2 (l/n)^{1/2} t^{3/2} \quad (3)$$

(в «грязном» пределе), где  $t = T/T_c$ ,  $l$  — длина свободного пробега,  $n$  — концентрация биполяронов, что позволяет оценить БП  $d \ln H_{c2}/dP$ : 0.3 и 1 ГПа<sup>-1</sup> соответственно для 25 и 30 К (используя экспериментальные значения сжимаемости [6] и БП  $d \ln T_c/dP$ ), что согласуется с нашими экспериментальными значениями (соответственно 0.5 и 0.7 ГПа<sup>-1</sup>). Эта модель, кроме того, позволяет объяснить экспериментально наблюдаемый знак кривизны зависимости  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  ( $d^2 H_{c2}/dT^2 > 0$ ), что, возможно, имеет альтернативное объяснение, основанное на предположении о неоднородности образцов.

Таким образом, полученные в настоящей работе экспериментальные результаты согласуются с оценками по теории БКШ и биполяронной модели сверхпроводимости.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Griessen R. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 10, p. 5284—5290.
- [2] Будько С. Л., Гапотченко А. Г., Ицкевич Е. С. и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1920—1922.
- [3] Werthamer N. R., Helfand E., Hohenberg P. C. Phys. Rev., 1966, vol. 147, N 1, p. 295—302.
- [4] Булаевский Л. Н., Собянин А. А., Хомский Д. И. ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 4, с. 1490—1500.
- [5] Alexandrov A. S., Ranninger J., Robaszkiewicz S. Phys. Rev. B, 1986, vol. 33, N 7, p. 4526—4542; Александров А. С. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46. Приложение, с. 128—131.
- [6] Takahashi H. et al. In: Proc. 18 th Conf. Low Temp. Phys. Kyoto, 1987, pt 2, p. 1109.

Институт физики  
высоких давлений АН СССР  
Троицк  
Московская область

Поступило в Редакцию  
20 июня 1988 г.

## О КИНЕМАТИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СИСТЕМЕ $p$ - $d$ -ЭЛЕКТРОНОВ

Р. О. Зайцев, В. А. Иванов, Ю. В. Михайлова

Описание электронной структуры оксидов меди в рамках модели Хаббарда [1] содержит предположение о полностью заполненной  $2p$ -оболочке  $O^{2-}$  и недозаполненной  $3d$ -оболочке  $Cu^{2+}$ . При этом  $d$ -электроны туннелируют через возбужденные состояния кислорода, энергия которых