

## АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МОНОКРИСТАЛЛЕ



М. Н. Хлопкин, Г. Х. Панова, Н. А. Черноплеков,

А. А. Шиков, А. В. Суетин

Российский научный центр «Курчатовский институт»

123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 1996 г.

На монокристаллическом образце  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в области температур 2–50 К в магнитных полях до 8 Тл исследованы теплоемкость и резистивные верхние критические магнитные поля для двух направлений магнитного поля: параллельного и перпендикулярного плоскости  $ab$ . При обеих ориентациях магнитного поля наблюдались нелинейная (близкая к корневой) зависимость теплоемкости смешанного состояния от величины магнитного поля и положительная кривизна температурной зависимости верхнего критического магнитного поля. Обе эти аномалии не описываются стандартной теорией сверхпроводимости. При анализе в рамках термодинамических соотношений показано, что в сверхпроводнике второго рода существует корреляция температурной зависимости критического магнитного поля и полевой зависимости теплоемкости. Наблюдаемые в этих явлениях аномалии являются взаимообусловленными.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многие свойства ВТСП, обсуждаемые в рамках различных теоретических моделей [1–6], значительно отличаются от свойств обычных сверхпроводников. Температурная зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  с положительной кривизной, часто наблюдаемая в оксидных (в том числе и в высокотемпературных) сверхпроводниках [7–13], указывает на возможное отличие механизма сверхпроводимости в этих системах от стандартного (для стандартной сверхпроводимости характерна отрицательная кривизна кривой  $H_{c2}(T)$  с выходом на насыщение при низких температурах).

Особый интерес представляет исследование электронной теплоемкости сверхпроводников. В [6] для одной из моделей нестандартного спаривания (с линиями, где энергетическая щель на поверхности Ферми обращается в нуль) было предсказано аномальное влияние магнитного поля на теплоемкость сверхпроводника вблизи нуля температуры, а именно, нелинейная зависимость теплоемкости сверхпроводника в смешанном состоянии от величины магнитного поля (в стандартных же сверхпроводниках с изотропной щелью такая зависимость близка к линейной [14–16]). Позднее подобная аномалия была наблюдена экспериментально в сверхпроводнике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [17–20]. Следует отметить, однако, что в работах [17–20] влияние магнитного поля на теплоемкость сверхпроводника наблюдалось на фоне большого паразитного магнитного вклада в теплоемкость, что вносило значительную неопределенность в установление зависимости от поля теплоемкости собственно сверхпроводника.

Указанные аномалии наблюдаются в различных явлениях и в разных областях температур (первая — в критическом магнитном поле вблизи  $T_c$ , а вторая — в теплоемкости в области низких температур) и ранее рассматривались как независимые.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование теплоемкости высококачественного монокристалла  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в смешанном состоянии, а также определение его верхнего критического магнитного поля при ориентациях магнитного поля параллельно и перпендикулярно плоскости  $ab$ .

## 2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦА И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

Исследуемый монокристалл  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  был получен методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом на установке URN-2-ZM [21] при скорости кристаллизации 0.5–0.7 мм/ч. Образец имел форму, близкую к цилиндрической диаметром 7 мм и длиной 16 мм, был черного цвета с металлическим блеском.

Структурные параметры и степень кристаллического совершенства полученных образцов контролировались на нейтронном и рентгеновском дифрактометрах.

По данным рентгеноструктурного анализа при комнатной температуре образец имел тетрагональную структуру ( $F4/mmm$ ) с параметрами решетки:  $a = b = 3.773(1)$  Å,  $c = 13.233(2)$  Å. Погрешность по ориентации составляла величину порядка  $8^\circ$ . Значения параметров решетки нашего образца хорошо совпадают с данными [22] для образца  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$ .

Температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  и его ширина  $\Delta T_c$  составляли: по магнитной восприимчивости, измеренной на переменном токе, и электросопротивлению  $T_c = 39.2$  К,  $\Delta T_c = 0.5$  К, по теплоемкости  $T_c = 38$  К,  $\Delta T_c = 2$  К. В температурной зависимости теплоемкости наблюдался четкий скачок, соответствующий сверхпроводящему переходу, его амплитуда  $\Delta C/T_c = 9$  мДж/моль·К<sup>2</sup>. Отношения сопротивлений  $R(296 \text{ К})/R(45 \text{ К})$  были 1.4 при направлении тока, перпендикулярном плоскости  $ab$ , и 1.8 при направлении тока в плоскости  $ab$  при абсолютных значениях удельных электросопротивлений при комнатной температуре соответственно  $\rho_{\perp} = 30$  мОм·см и  $\rho_{\parallel} = 6$  мОм·см.

## 3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Теплоемкость образца в магнитных полях до 8 Тл определялась адиабатическим методом с импульсным вводом тепла [23]. Погрешность измерения составляла величину 2% в интервале температур 1.5–4 К, 1% в интервале 4–10 К и 0.2–0.5% в интервале 10–50 К.

Температурная зависимость электросопротивления в магнитном поле измерялась в отдельном эксперименте стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе при плотности тока, не превышающем 0.5 А/см<sup>2</sup>. В первом случае плоскость  $ab$  образца была выставлена перпендикулярно направлению магнитного поля, а ток пропускаться вдоль нее. Во втором случае плоскость  $ab$  была ориентирована параллельно полю, а ток был направлен перпендикулярно плоскости.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Основные экспериментальные результаты по исследованию электросопротивления и теплоемкости монокристаллического образца  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  представлены на рис. 1–6.

На рис. 1 приведены температурные зависимости относительного сопротивления  $R(T)/R(300\text{ К})$  для двух направлений тока, при котором проводились измерения: ток параллелен и перпендикулярен плоскости  $ab$ . Как видно из этого рисунка, для обоих направлений тока характерен «металлический ход» сопротивления с убывающим значением  $\partial R/\partial T$  при понижении температуры.

Температурные зависимости сопротивления в магнитных полях до 8 Тл в области сверхпроводящего перехода представлены на рис. 2. Температура сверхпроводящего перехода определялась на уровне 50-процентного падения сопротивления от величины сопротивления в нормальном состоянии и составляла в нулевом магнитном поле 39.2 К. При этом в качестве  $R_{\text{норм}}$  принималось сопротивление образца при  $T = 46\text{ К}$ , где уже

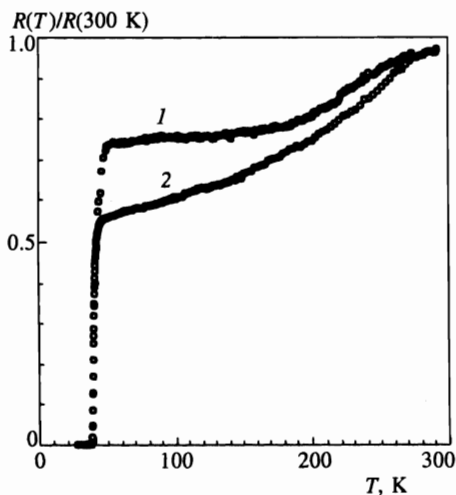


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле для двух направлений тока: перпендикулярно плоскости  $ab$  (1) и параллельно плоскости  $ab$  (2)

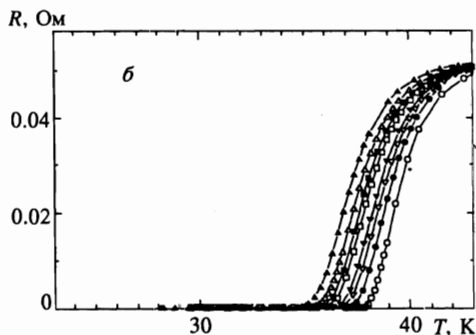
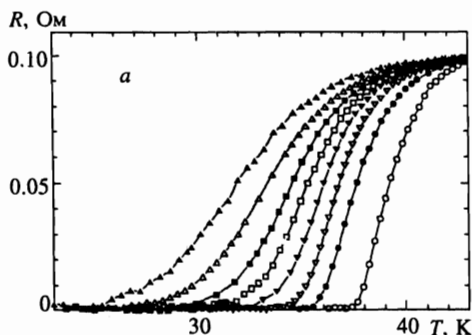


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления в различных магнитных полях  $H$  для двух ориентаций поля ( $a$  —  $H$  перпендикулярно плоскости  $ab$ ;  $b$  —  $H$  параллельно плоскости  $ab$ ) при различных значениях  $\mu_0 H$ :  $\circ$  — 0;  $\bullet$  — 0.5;  $\nabla$  — 1;  $\blacktriangledown$  — 2;  $\square$  — 3;  $\blacksquare$  — 4;  $\triangle$  — 6;  $\blacktriangle$  — 8 Тл

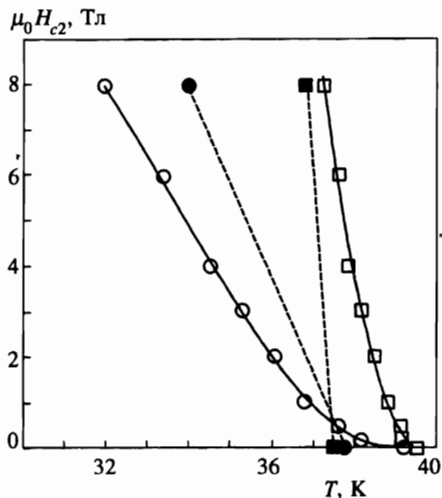


Рис. 3. Температурные зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$ , для двух направлений поля  $H$ : перпендикулярно плоскости  $ab$  (кружки) и параллельно плоскости  $ab$  (квадраты). Светлые точки — по резистивным кривым перехода; темные — по середине скачка теплоемкости

не наблюдалось влияние магнитного поля на сопротивление.

Как видно из рис. 2, сверхпроводящий переход, наблюдаемый в температурной зависимости электросопротивления, заметно размыт со стороны высоких температур. С увеличением магнитного поля кривые сверхпроводящего перехода сдвигаются в сторону низких температур, при этом увеличивается их ширина  $\Delta T_c$ . Наблюдается также сильная анизотропия уширения сверхпроводящего перехода, типичная для всех монокристаллических ВТСП-систем, которая, как правило, объясняется в рамках флуктуационной теории [24, 25]. В частности, при  $\mu_0 H = 8$  Тл ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная) анизотропия уширения сверхпроводящего перехода  $\Delta T_c(\perp)/\Delta T_c(\parallel)$  на 10- и 90-процентном уровнях от значения  $R_{norm}$  достигает 2.6.

Полученные экспериментальные результаты позволили определить температурную зависимость  $H_{c2}(T)$  для двух направлений магнитного поля. Они приведены на рис. 3 и демонстрируют нелинейную зависимость с положительной кривизной. Начальный наклон  $\mu_0[-dH_{c2}(T)/dT]_{T_c}$ , определенный из линейной части зависимости  $H_{c2}(T)$ , имеет величину 1.45 Тл/К для случая, когда поле перпендикулярно плоскости  $ab$ , и 4.37 Тл/К для  $H$  в плоскости  $ab$ .

Касаясь проблемы оценки  $H_{c2}(0)$  в исследуемой системе, следует отметить, что для низкотемпературных сверхпроводников измерение  $H_{c2}(T)$  не представляет особых трудностей, поскольку их значения лежат в области магнитных полей, доступных для многих лабораторий. Аналогичные измерения для высокотемпературных сверхпроводников, как правило, ограничены температурной областью вблизи  $T_c$ , поскольку величины  $H_{c2}(T)$  значительно превышают доступные магнитные поля. Поэтому для оценки  $H_{c2}(0)$  обычно используется выражение из теории, развитой в [26]:

$$H_{c2}(0) = 0.7T_c(dH_{c2}/dT)_{T_c}, \quad (1)$$

где  $(dH_{c2}/dT)_{T_c}$  берется из экспериментальных данных. Оценки величин верхнего критического магнитного поля по начальному наклону  $dH_{c2}/dT$  с использованием этого соотношения дают значения  $\mu_0 H_{c2}(0) = 40$  Тл, когда  $H$  перпендикулярно плоскости  $ab$  и  $\mu_0 H_{c2}(0) = 120$  Тл для  $H$  в плоскости  $ab$ .

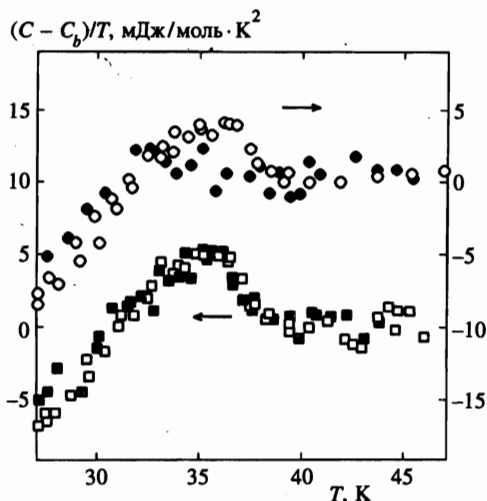


Рис. 4. Температурные зависимости теплоемкости вблизи сверхпроводящего перехода в магнитных полях  $\mu_0 H = 0$  (светлые точки) и  $\mu_0 H = 8$  Тл (темные точки) для двух направлений поля  $H$ : перпендикулярно плоскости  $ab$  (кружки) и параллельно плоскости  $ab$  (квадраты)

Однако наблюдаемая на ряде монокристаллов необычная температурная зависимость  $H_{c2}(T)$  значительно отличается от зависимости, предсказываемой формулой (1), и не может быть объяснена в рамках этой теории. Поэтому использование формулы (1) может приводить к существенным ошибкам в оценке величины  $H_{c2}(0)$ , как это было экспериментально показано в системе  $Ba_{1-x}K_xBiO_y$  [12, 13, 27].

На рис. 4 представлены температурные зависимости теплоемкости образца  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  вблизи  $T_c$  для двух направлений поля после вычета трехпараметрической регулярированной части теплоемкости  $C_b$ , представленной в виде полинома:

$$C_b = \sum_{n=1}^3 A_n T^n. \tag{2}$$

Значения коэффициентов полинома  $A_n$  определялись методом наименьших квадратов, чтобы обеспечить минимальное отклонение регулярированной части теплоемкости от экспериментальных точек в области выше  $T_c$ . В температурной зависимости теплоемкости видны скачки, соответствующие сверхпроводящим переходам. Ширины скачков составляют величину 2–7 К, а температуры середины скачков теплоемкости хорошо согласуются с данными по электросопротивлению и магнитной восприимчивости. В области температур ниже  $T_c$  магнитное поле влияет на теплоемкость, приводя к уменьшению величины скачка и перемещению его в сторону низких температур, а выше  $T_c$  магнитное поле не влияет на теплоемкость.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные низкотемпературной теплоемкости в координатах  $C/T$  от  $T^2$  в магнитных полях 0, 1, 2, 4 и 8 Тл, для двух направлений магнитного поля: параллельно и перпендикулярно плоскости  $ab$ . Как видно из этого рисунка в теплоемкости образца в области 2 К наблюдается небольшой магнитный вклад, величина которого зависит от магнитного поля.

Для корректного определения коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma^*(H)$  в смешанном состоянии экспериментальная зависимость  $C(T, H)$  была представлена в виде суммы трех вкладов:

$$C(T, H) = \gamma^*(H) T + \beta T^3 + nC_{Sch}(\mu_B H/k_B T), \tag{3}$$

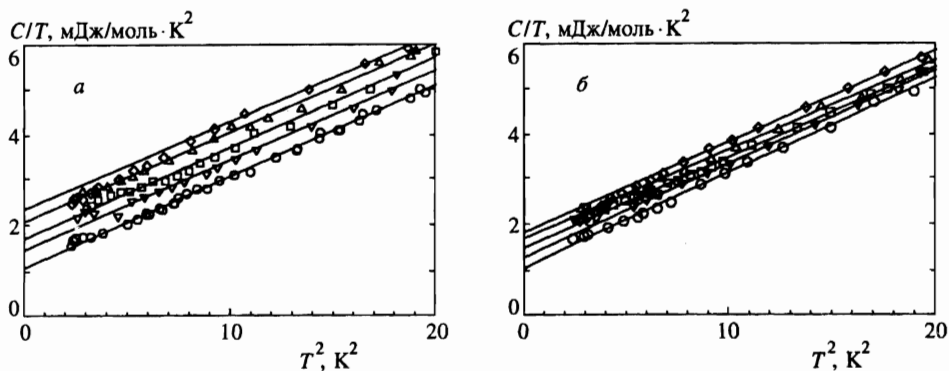


Рис. 5. Температурные зависимости теплоемкости  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в различных магнитных полях ( $\circ$  — 0;  $\nabla$  — 1.0;  $\square$  — 2.0;  $\triangle$  — 4.0;  $\diamond$  — 8.0 Тл) для двух ориентаций поля  $H$ : перпендикулярно (а) и параллельно (б) плоскости  $ab$

где первый вклад описывает электронную компоненту теплоемкости, второй — фононную компоненту, а третий — магнитную, соответствующую двухуровневой аномалии Шоттки и имеющую вид

$$C_{\text{Sch}}(x) = \frac{x^2 e^x}{(1 + e^x)^2}. \quad (4)$$

Серия зависимостей  $C(T, H)$ , измеренных в перпендикулярных и параллельных магнитных полях при  $H = 0, 1, 2, 4$  и 8 Тл, была описана с помощью формул (3) и (4) без каких-либо предположений относительно функциональной зависимости  $\gamma^*(H)$ . При этом коэффициент  $\beta$ , определенный в нулевом магнитном поле, был фиксирован для всех остальных магнитных полей. В результате описания были получены следующие значения варьируемых параметров  $\beta = 0.202$  мДж/моль·К ( $\Theta_D = 407$  К),  $n = 0.2 \pm 0.1$  мДж/моль·К (точнее определить величину  $n$  было трудно из-за малости магнитного вклада в теплоемкость). Максимальная величина магнитного вклада  $nC_{\text{Sch}}(\mu H/k_B T)$  в области 2 К не превышала 5% от полной теплоемкости. Определение величины  $\gamma^*(H)$  проводилось методом наименьших квадратов в области 3–5 К, где магнитный вклад составлял не более 1.3% и не превышал случайной ошибки.

В исследованных образцах величина коэффициента  $\gamma^*(H)$  в отсутствие магнитного поля невелика:  $\gamma^*(0) = 1.0$  мДж/моль·К<sup>2</sup>, что может быть объяснено наличием небольшого количества металлической несверхпроводящей фазы. Помимо приведенной выше методики определения количества сверхпроводящей фазы в образце эту величину можно оценить и другим способом, например, предположив, что электронная теплоемкость несверхпроводящей фазы, характеризующейся коэффициентом Зоммерфельда  $\gamma_n$ , равна электронной теплоемкости  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. По оценкам [21], величина  $\gamma_n$  приблизительно равна 9 мДж/моль·К<sup>2</sup>. Оценка доли сверхпроводящей фазы по соотношению:  $\eta = 1 - \gamma^*(0)/\gamma_n$  также дает для исследованных образцов  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  величины  $\eta$  в интервале 85–90%.

Из рис. 5 видно, что магнитное поле приводит к увеличению коэффициента  $\gamma^*(H)$ , причем влияние магнитного поля больше при его ориентации перпендикулярно плоскости  $ab$ .

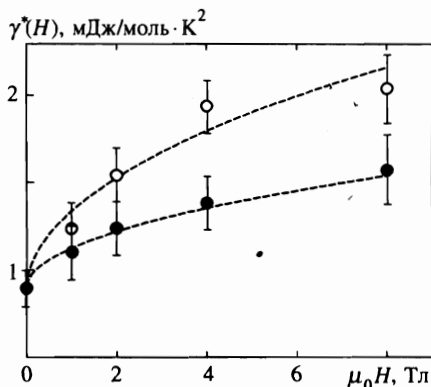


Рис. 6. Зависимости коэффициента  $\gamma^*$  от магнитного поля  $H$  при двух ориентациях поля: перпендикулярно (○) и параллельно (●) плоскости  $ab$

На рис. 6 представлена полевая зависимость  $\gamma^*(H)$  для двух направлений магнитного поля. Как видно из рисунка, для обеих ориентаций магнитного поля эта зависимость существенно нелинейна: в области малых полей  $\gamma^*(H)$  быстро растет с увеличением поля, а в больших полях зависимость  $\gamma^*(H)$  меняется слабее с ростом поля. Обратим внимание, что такая зависимость имеет место для двух направлений магнитного поля.

Наблюдаемое влияние магнитного поля на теплоемкость исследуемого образца в области низких температур отличается от предсказаний теории Абрикосова [16]. Согласно этой теории в теплоемкости сверхпроводника в смешанном состоянии присутствует линейный по температуре член  $\gamma^*(H)T$ . Коэффициент  $\gamma^*(H)$  растет с магнитным полем, достигая при  $H = H_{c2}(0)$  величины параметра Зоммерфельда  $\gamma_n$ , пропорционального электронной плотности состояний на уровне Ферми. Эта теория предсказывает близкую к линейной зависимость  $\gamma^*(H)$  и отрицательную кривизну температурной зависимости верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$ .

В исследуемом же образце, как указывалось выше, наблюдается нелинейная зависимость  $\gamma^*(H)$ , при этом температурная зависимость верхнего критического поля имеет положительную кривизну. Отметим также, что как положительная кривизна  $H_{c2}(T)$ , так и нелинейная зависимость  $\gamma^*(H)$  наблюдаются в одном и том же интервале магнитных полей. Представляет интерес исследовать взаимосвязь этих аномалий.

Проведём анализ температурной зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  и влияния магнитного поля на теплоемкость сверхпроводника в смешанном состоянии. При этом ограничимся лишь термодинамическими соотношениями, а именно, учтем, что переход из смешанного состояния в нормальное является переходом второго рода и скрытая теплота перехода равна нулю и что энтропия  $S$  сверхпроводника, выражающаяся через интеграл от теплоемкости,

$$S(T') = \int_0^{T'} \frac{C}{T} dT,$$

при температуре, равной или превышающей критическую  $T_c$ , не зависит от магнитного поля. Поэтому вариация энтропии  $\delta S$  при изменении магнитного поля обращается в нуль при температуре сверхпроводящего перехода:

$$\delta S(T_c) = \int_0^{T_c} \delta \left( \frac{C}{T} \right) dT + \frac{\Delta C(H)}{T_c(H)} \delta T_c(H) = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\delta S$ ,  $\delta(C/T)$  и  $\delta T_c$  — соответственно изменения энтропии, теплоемкости и критической температуры, вызванные изменением магнитного поля на величину  $\delta H$ , а величины  $\Delta C(H)$  и  $T_c(H)$  характеризуют соответственно величину скачка теплоемкости при переходе из смешанного в нормальное состояние в магнитном поле  $H$  и температуру этого перехода.

Обозначив через  $\langle d(C/T)/dH \rangle$  усредненную по температурному интервалу величину  $d(C/T)/dH$  согласно соотношению

$$\left\langle \frac{d(C/T)}{dH} \right\rangle = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} \frac{d(C/T)}{dH} dT \quad (6)$$

и учтя, что  $\delta(C/T) = \delta H d(C/T)/dH$  и  $\delta T_c(H) = \delta H/(dH_{c2}/dT)$ , после преобразований получаем

$$\left\langle \frac{d(C/T)}{dH} \right\rangle \frac{dH_{c2}}{dT} = \frac{-\Delta C(H)}{T_c^2(H)}. \quad (7)$$

Введя безразмерный параметр  $p$ , связывающий величины  $\langle d(C/T)/dH \rangle$  и производную по полю от линейного члена в теплоемкости  $d\gamma^*(H)/dH$  соотношением

$$\frac{d\gamma^*(H)}{dH} = p \left\langle \frac{d(C/T)}{dH} \right\rangle, \quad (8)$$

получаем

$$\frac{d\gamma^*(H)}{dH} \frac{dH_{c2}}{dT} = -p \frac{\Delta C(H)}{T_c^2(H)}. \quad (9)$$

Поскольку при выводе этого соотношения использованы лишь термодинамические соображения, оно должно быть справедливо для любой системы, и, следовательно, между аномалиями температурной зависимости верхнего критического поля и полевой зависимости теплоемкости существует корреляция.

Если величина  $\Delta C(H)/T_c^2$  и параметр  $p$  плавно зависят от магнитного поля, то резкое аномальное увеличение температурной производной верхнего критического поля при увеличении внешнего магнитного поля должно сопровождаться резким уменьшением наклона кривой  $\gamma^*(H)$ . В силу этого обстоятельства теоретические модели сверхпроводимости с аномальной температурной зависимостью критического магнитного поля [2–4, 28, 29], как правило, должны приводить к нелинейной зависимости низкотемпературной теплоемкости от поля и наоборот: модели, описывающие нелинейную зависимость  $\gamma^*(H)$  (см., например, модель Воловика [6]), как правило, должны приводить к аномалиям температурной зависимости критического магнитного поля.



## 5. ВЫВОДЫ

В сверхпроводящем монокристалле  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  экспериментально исследованы теплоемкость в смешанном состоянии, а также верхнее критическое магнитное поле при двух ориентациях поля относительно кристаллографических осей: параллельно и перпендикулярно плоскости  $ab$ . При обеих ориентациях магнитного поля температурная зависимость верхнего критического поля демонстрирует положительную кривизну, а теплоемкость смешанного состояния в области низких температур нелинейно зависит от величины магнитного поля. Оба эти явления не описываются традиционной теорией влияния магнитного поля на сверхпроводимость.

Корреляция этих двух аномалий проанализирована в рамках термодинамических соотношений без использования микроскопических или феноменологических теорий. Показано, что температурная зависимость критического магнитного поля и полевая зависимость теплоемкости сверхпроводника взаимосвязаны условием баланса энтропии.

Резкое увеличение температурной производной верхнего критического поля при увеличении внешнего магнитного поля, как правило, должно сопровождаться резким уменьшением наклона кривой  $\gamma^*(H)$ . В силу этого обстоятельства аномальная температурная зависимость критического магнитного поля, как правило, должна приводить к нелинейной зависимости низкотемпературной теплоемкости от поля и наоборот.

Отметим, что наблюдаемая нами зависимость коэффициента электронной теплоемкости в смешанном состоянии от магнитного поля (близкая к корневому закону), при экстраполяции величины  $\gamma^*(H)$  по этому закону к величине  $\gamma_n$ , соответствующей нормальному состоянию сверхпроводника, дает значение  $H_{c2}(0)$  существенно большее, чем эта величина, полученная традиционным путем. Это обстоятельство может привести к пересмотру оценок основных параметров, известных в настоящее время.

Авторы выражают благодарность А. М. Балбашову и Д. А. Шулятьеву за приготовление монокристаллов  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ .

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта № 96039 Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

## Литература

1. A. Junod, in *Physical Properties of HTSC II*, ed. by D. Ginzberg, World Scientific, Singapore (1990).
2. K. R. Biagi, V. G. Kogan, and J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **32**, 7165 (1985).
3. S. Takahashi and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **33**, 4620 (1986).
4. A. J. Schofield, *Phys. Rev. B* **52**, 11733 (1995).
5. H. Won and K. Maki, *Europhys. Lett.* **30**, 421 (1995).
6. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).
7. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, М. Н. Хлопкин, ФТТ **26**, 2933 (1984).
8. Е. З. Мейлихов, В. Г. Шапиро, СФХТ **4**, 1437 (1991).
9. A. P. Mackenzie, A. Carrington, S. D. Hughes, R. S. Liu, D. C. Sinclair, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1238 (1993).
10. A. P. Mackenzie, S. R. Julian, G. G. Lonzarich, A. Carrington, S. D. Hughes, R. S. Liu, and D. C. Sinclair, *J. Supercond.* **7**, 271 (1994).

11. M. S. Osofsky, R. J. Soulen, S. A. Wolf, J. M. Bioto, H. Rakoto, J. S. Ousset, G. Coffe, S. Askenazy, P. Pari, and J. Bozovic, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2315 (1993).
12. C. Escribe-Filippini, J. Marcus, M. Afronte, H. Racoto, J. M. Broto, J. C. Ousset, and S. Askenazy, *Physica C* **210**, 133 (1993).
13. V. F. Gantmakher, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii, G. E. Tsydynzhapov, S. Wieggers, and A. K. Geim, *Phys. Rev. B* **54**, 6133 (1996).
14. C. J. Gorter, H. Van Beelen, and R. De Bruyn Outbater, *Phys. Lett.* **8**, 13 (1964).
15. K. Maki, *Phys. Rev.* **139**, A702 (1965).
16. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
17. K. A. Moler, D. J. Baar, J. S. Urbach, Ruixing Liang, W. H. Hardy, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2744 (1994).
18. K. A. Moler, D. J. Baar, Ruixing Liang, W. N. Hardy, and A. Kapitulnik, *J. Supercond.* **8**, 571 (1995).
19. R. A. Fisher, D. A. Wright, J. P. Emerson, B. F. Woodfield, N. E. Phillips, J. E. Gordon, S. F. Reklis, and E. M. McCarron, *Physica C* **252**, 237 (1995).
20. B. Revaz, A. Junod, A. Mirmelstein, A. Erb, J.-Y. Genoud, and G. Triscone, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S3, 1205 (1996).
21. A. M. Balbashev, D. A. Shulyatev, G. Kh. Panova, M. N. Khlopkin, N. A. Chernoplekov, A. A. Shikov, and A. V. Suetin, *Physica C* **256**, 371 (1996).
22. F. C. Chou, J. H. Cho, and D. C. Johnston, *Physica C* **197**, 303 (1992).
23. М. Н. Хлопкин, Н. А. Черноплеков, П. А. Черемных, Препринт ИАЭ-3549/10, Москва (1982).
24. T. Tsuneto, *J. Phys. Soc. Jap.* **57**, 3499 (1988).
25. I. Ikeda, T. Ohmi, and T. Tsuneto, *J. Phys. Soc. Jap.* **58**, 1377 (1989).
26. N. R. Werthammer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
27. Г. Х. Панова, А. А. Шиков, Б. И. Савельев, А. П. Жернов, Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, А. И. Иванова, А. П. Русаков, *ЖЭТФ* **103**, 302 (1994).
28. A. S. Aleksandrov, J. Ranninger, and S. Robaszkiewicz, *Phys. Rev. B* **33**, 4526 (1986).
29. A. S. Aleksandrov and J. Ranninger, *Sol. St. Comm.* **81**, 403 (1992).