

**ОБ АНИЗОТРОПИИ БАРИЧЕСКИХ ПРОИЗВОДНЫХ  
ТЕПЛОЕМКОСТИ И ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ  
В СИСТЕМЕ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>**

*B.M.Зверев, В.П.Силин*

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН*

*117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 1993 г.

После переработки 2 июля 1993 г.

На основе анализа экспериментальных данных [2] по тепловому расширению монокристалла CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> установлена сильная анизотропия барических производных скачка теплоемкости при сверхпроводящем переходе и эффективной плотности электронных состояний. Дано сравнение результатов этого анализа с экспериментами [3] по изучению зависимости теплоемкости от давления в поликристалле CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>.

В [1] нами был проведен анализ экспериментальных данных по температурным аномалиям теплового расширения и упругих модулей вблизи сверхпроводящего перехода в монокристалле YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> на основе теории фазовых переходов Ландау. Такой анализ, пригодный также и для многокомпонентного параметра порядка, позволяет определять целый ряд важных параметров сверхпроводников и, в частности, устанавливать их аномалии, обусловленные кристаллической анизотропией.

В данном сообщении мы используем подход работы [1] для анализа экспериментов по изучению теплового расширения совершенного монокристалла CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [2], являющегося системой с тяжелыми фермионами, в которой сверхпроводимость возникает при температурах ниже  $T_c \simeq 0,63$  К. При этом подчеркнем, что сильные аномалии теплового расширения и упругости являются уникальным свойством систем с тяжелыми фермионами. Затем мы сравниваем результаты такого анализа с экспериментальными данными работы [3], в которой изучалась барическая зависимость теплоемкости в такой системе.

Согласно работе [2], в тетрагональном монокристалле CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> при переходе в сверхпроводящее состояние обнаружена сильная анизотропия скачков коэффициентов теплового расширения  $\delta\beta_a(T_c) \simeq +1,74 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup> и  $\delta\beta_c(T_c) \simeq -2,8 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup> соответственно вдоль кристаллических осей *a* и *c*. Это позволило авторам работы [2], используя известное термодинамическое соотношение Эренфеста.

$$\delta\beta_i(T_c) = \frac{\delta C}{T_c} \frac{dT_c}{dp_i}, \quad i = a, c, \quad (1)$$

где  $\delta C$  – скачок теплоемкости единицы объема при  $T = T_c$ , прийти к выводу о сильной анизотропии производных  $dT_c/dp_i$  температуры сверхпроводящего перехода по компонентам  $p_i$  тензора давлений  $\hat{p}$  вдоль осей *a*, *c* и дать им следующие оценки:  $dT_c/dp_a \simeq +8$  мК/кбар и  $dT_c/dp_c \simeq -12,5$  мК/кбар.

Помимо этого экспериментальные данные работы [2] демонстрируют еще одну аномалию коэффициентов теплового расширения  $\beta_i(T)$ , которая до сих пор не была интерпретирована. Именно, при переходе в сверхпроводящее

состояние имеет место изменение углов наклона температурных зависимостей коэффициентов  $\beta_i(T)$ . Это соответствует скачкам температурной производной  $\delta(d\beta_i/dT)$  взятой ниже и выше  $T_c$ . При этом, согласно рис.2 работы [2], для монокристалла CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> имеет место сильная анизотропия таких скачков  $\delta(d\beta_a/dT) \simeq +1,1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2}$  и  $\delta(d\beta_c/dT) \simeq -5,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$  соответственно для осей  $a$  и  $c$ . В работе [1] нами было показано, что изменение угла наклона температурной зависимости коэффициентов теплового расширения  $\beta_i(T)$  при переходе в сверхпроводящее состояние обусловлено влиянием сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta(T)$  ниже  $T_c$  и пропорционально  $\Delta^2(T)$  вблизи сверхпроводящего перехода. При этом для скачков температурных производных  $\delta(d\beta_i/dT)$  при сверхпроводящем переходе в [1] получено термодинамическое соотношение, подобное соотношению (1) и имеющее следующий вид:

$$\delta \left( \frac{d\beta_i}{dT} \right) = -\frac{\delta C}{T_c} \frac{d \ln(\alpha^2/b)}{dp_i}, \quad i = a, c. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$  и  $b$  являются параметрами разложения Ландау плотности термодинамического потенциала  $\Phi$  вблизи сверхпроводящего перехода

$$\Phi(T, \Delta, \hat{p}) = \Phi_0(T, \hat{p}) + (1/2)\alpha(\hat{p})[T - T_c(\hat{p})]\Delta^2 + (1/4)b(\hat{p})\Delta^4, \quad (3)$$

где  $\Phi_0(T, \hat{p})$  отвечает нормальному состоянию металла. Используя экспериментальные данные работы [2] для скачка теплоемкости  $\delta C_{mol} \simeq 0,71 \text{ Дж}/\text{К}\cdot\text{моль}$  молярного объема  $V_{mol} \simeq 50,3 \text{ см}^3$ , а также приведенные выше значения  $T_c$  и скачков производных  $\delta(d\beta_i/dT)$ , с помощью соотношения (2) мы находим следующие барические производные:

$$\frac{d \ln(\alpha^2/b)}{dp_a} \simeq -4,9 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad \frac{d \ln(\alpha^2/b)}{dp_c} \simeq +2,4 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (4)$$

Производные (4) демонстрируют сильную анизотропию, а по абсолютной величине они имеют такой же порядок, как и анизотропные барические производные логарифма температуры сверхпроводящего перехода  $d \ln T_c/dp_a \simeq 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$  и  $d \ln T_c/dp_c \simeq -2,0 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ . Основываясь на этих данных и том факте, что отношение  $(\alpha^2/b)$  определяет скачок теплоемкости  $\delta C = (\alpha^2/2b)T_c$ , мы можем для барических производных скачка теплоемкости, определяющихся формулой [1]

$$\frac{d \ln \delta C}{dp_i} = \frac{d \ln(\alpha^2/b)}{dp_i} + \frac{d \ln T_c}{dp_i}, \quad i = a, c, \quad (5)$$

предсказать, тем самым, следующую сильную анизотропию:

$$\frac{d \ln \delta C}{dp_a} \simeq -3,6 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad \frac{d \ln \delta C}{dp_c} \simeq +0,4 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (6)$$

Перейдем к анализу экспериментальных данных по тепловому расширению монокристалла CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [2] в нормальном состоянии. Будем считать, что в области низких температур  $T \leq 1 \text{ K}$ , отвечающих эксперименту [2], основной вклад в тепловое расширение является электронным [4]:

$$\beta_i^e(T) = -\gamma T \frac{d \ln \gamma}{dp_i}, \quad i = a, c, \quad (7)$$

где  $\gamma$  – коэффициент в электронной теплоемкости  $C_e(T) = \gamma T$ , равный для  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  0,78 Дж/К<sup>2</sup>·моль, согласно рис.1 работы [2]. Основанием для такого предположения является измеренная в [2] температурная зависимость коэффициентов  $\beta_i^e(T)$  в области  $T \leq 1\text{ К}$  и магнитном поле  $H = 3\text{ Т}$ , которое разрушает сверхпроводимость. В этих условиях, согласно рис.2 работы [2], температурная зависимость  $\beta_i^e(T)$  является линейной для оси  $c$  и обнаруживает небольшое отклонение от линейного закона (7) для оси  $a$ . Используя эти экспериментальные данные и формулу (7), можно получить следующие оценки анизотропных барических производных вдоль осей  $a$  и  $c$  логарифма коэффициента  $\gamma$ :

$$\frac{d \ln \gamma}{dp_a} \simeq -2,0 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad \frac{d \ln \gamma}{dp_c} \simeq -0,6 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (8)$$

Производные (8) указывают, во-первых, на анизотропную зависимость от давления теплоемкости монокристалла  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  в нормальном состоянии. Во-вторых, поскольку  $\gamma = \pi^2 N^*(\epsilon_f)/3$ , где  $N^*(\epsilon_f)$  – эффективная плотность электронных состояний на уровне Ферми  $\epsilon_f$ , учитываяющая, например, вклад электрон-фононного взаимодействия и спиновых флуктуаций, то производные (8) дают, тем самым, оценки анизотропных барических производных эффективной плотности электронных состояний, вообще говоря, неравной реальной плотности состояний  $N(\epsilon_f)$ :

$$\frac{d \ln N^*}{dp_a} \simeq -2,0 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad \frac{d \ln N^*}{dp_c} \simeq -0,6 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (9)$$

Отметим здесь, что если использовать модель БКШ для определения отношения  $\alpha^2/b = [8\pi^2/7\zeta(3)]N(\epsilon_f)$ , где  $N(\epsilon_f)$  – плотность состояний квазичастиц, ответственных за сверхпроводящие свойства, и  $\zeta(3) \simeq 1,20$ , то в этом случае общетермодинамические результаты для производных (4) будут одновременно являться БКШ-модельными оценками анизотропных барических производных  $N(\epsilon_f)$ :

$$\left( \frac{d \ln N}{dp_a} \right)_{\text{БКШ}} \simeq -4,9 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad \left( \frac{d \ln N}{dp_c} \right)_{\text{БКШ}} \simeq +2,4 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}.$$

Существенное отличие этих производных от значений (9), полученных из анализа экспериментов по тепловому расширению монокристалла  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  в нормальном состоянии, является указанием на существенное различие плотностей электронных состояний  $N$  и  $N^*$ . Это означает, что хотя для измеренного скачка теплоемкости имеет место отношение  $(\delta C/\gamma T_c)_{\text{exp}} \simeq 1,48$  [2], близкое значению 1,43 модели БКШ, следствие этой модели для анизотропных барических производных  $d \ln \delta C/dp_i = d \ln \gamma/dp_i + d \ln T_c/dp_i$  вступает в противоречие с результатами нашего термодинамического анализа экспериментальных данных. Такой вывод может рассматриваться как еще одно указание на неприменимость модели БКШ для описания сверхпроводящего состояния в  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ . Это перекликается с другим обстоятельством, указывающим на неприменимость модели БКШ к  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , которым является неэкспоненциальная температурная зависимость теплоемкости в сверхпроводящем состоянии при низких температурах ( $T \ll T_c$ ), обнаруженная в работе [2].

Интересно сравнить результаты нашего общетермодинамического анализа для производных (6) и (9) с экспериментальными данными по зависимости

от гидростатического давления  $p_h$  теплоемкости поликристалла  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  [3]. Соответственно этому, используя (6) и (9), запишем

$$\left( \frac{d \ln N^*}{dp_h} \right)_{cal} = 2 \frac{d \ln N^*}{dp_a} + \frac{d \ln N^*}{dp_c} \simeq -4,6 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}, \quad (10)$$

$$\left( \frac{d \ln \delta C}{dp_h} \right)_{cal} \simeq -6,8 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (11)$$

Нужно подчеркнуть, что полученные нами "гидростатические" барические производные (10) и (11) на порядок превышают барическую производную логарифма температуры сверхпроводящего перехода  $d \ln T_c/dp_h \simeq 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ , найденную в работе [2]. Далее можно сравнить значение (10) с барической производной эффективной плотности электронных состояний, получаемой по измерениям зависимости от давления коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma$  в нормальной фазе. Так данные рис.2 работы [3] для поликристаллического образца  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  дают  $(d \ln \gamma/dp_h)_{exp} = (d \ln N^*/dp_h)_{exp} \simeq -6,4 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}$ . Это близко к полученному нами значению (10). Используя значение модуля всестороннего сжатия  $B = 1,2 \cdot 10^3 \text{ кбар}$  [2], приведем здесь также для сравнения значения безразмерной производной логарифма плотности электронных состояний по логарифму объема  $(d \ln N^*/d \ln V)_{cal} \simeq 55 \text{ и } (d \ln N^*/d \ln V)_{exp} \simeq 70$  [3]. Эти значения электронного параметра Грюнайзена для системы с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  оказываются на одни–два порядка величины больше, чем в обычных металлах (см. об этом [5]). С более сложной ситуацией мы сталкиваемся при сравнении вычисленного нами значения барической производной (11) с экспериментально измеренной в работе [3] зависимостью скачка теплоемкости от гидростатического давления  $\delta C(p_h)$ . Согласно рис.3 работы [3], такая зависимость оказывается существенно немонотонной. В области малых давлений  $p_h \leq 3 \text{ кбар}$  имеет место увеличение  $\delta C(p_h)$  с ростом давления. В качестве одного из объяснений этого факта авторы работы [3] обращают внимание на несовершенство исследованного ими поликристалла  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  и на возможность изменения с давлением объема сверхпроводящей фазы. На то, что образец, исследованный в [3], был недостаточно совершенен в смысле его сверхпроводящих свойств в сравнении с монокристаллом, использованным в экспериментах [2], указывает измеренный в [3] скачок теплоемкости при  $p_h = 0$ , составляющий 33% от значения  $\delta C$ , полученного на монокристалле в [2]. В области больших давлений  $3 < p_h \leq 6 \text{ кбар}$ , согласно работе [3], имеет место уменьшение скачка  $\delta C(p_h)$  с ростом давления. При этом отвечающая рис.3 этой работы производная  $(d \ln \delta C/dp_h)_{exp} \simeq -1,0 \cdot 10^{-1} \text{ кбар}^{-1}$  не противоречит вычисленному значению (11).

Проведенное обсуждение позволяет, в частности, констатировать, что определенные нами на основании анализа экспериментов по тепловому расширению анизотропные барические производные скачка теплоемкости и эффективной плотности электронных состояний в монокристалле  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  не противоречат независимым экспериментальным измерениям зависимости таких величин от гидростатического давления. Вместе с тем, из нашего обсуждения также следует целесообразность экспериментального определения на хороших монокристаллических образцах предсказываемой нами анизотропной зависимости от давления скачка теплоемкости при сверхпроводящем переходе.

1. В.М.Зверев, В.П.Силин, ЖЭТФ **104**, в.8, (1993), в печати.
2. M.Lang, R.Modler, U.Ahlheim et al., Physica Scripta T **39**, 135 (1991).
3. A.Bleckwedel and A.Eichler, Solid State Commun. **56**, 693 (1985).
4. С.И.Новикова, Термическое расширение твердых тел, М.: Наука, 1974, с.27.
5. A.de Visser, J.J.M.Franse, and J.Flouquet, Physica **B 161**, 325 (1989).