

## КРИТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ $\beta$ -(BEDT – TTF) $_2$ J $_3$ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ

Л.Н.Булаевский, В.Б.Гинодман, А.В.Гуденко

Исследована зависимость  $H_{c_2}(T)$  в высокотемпературной сверхпроводящей фазе  $\beta$ - $H$   $\beta$ -(ET) $_2$ J $_3$ . Зависимость  $H_{c_2}(T)$  имеет ярко выраженную положительную кривизну. Это говорит о том, что в  $\beta$ - $H$  фазе возможно реализуется отличный от БКШ вариант сверхпроводимости, например, сверхпроводимость с сильной связью.

В настоящее время установлено, что органический сверхпроводник  $\beta$ -(BEDT – TTF) $_2$ J $_3$  (сокращенно  $\beta$ -(ET) $_2$ J $_3$ ) может существовать в двух фазах. Температура сверхпроводящего перехода для одной из них равна 1,3 – 1,5 К, для другой – 7,5 – 8,0 К. Эти фазы получили название  $\beta$ - $L$  и  $\beta$ - $H$ . Фаза  $\beta$ - $H$  может быть получена разными способами: наложением небольшого гидростатического давления на кристаллы  $\beta$ - $L$ <sup>1,2</sup>, причем фаза  $\beta$ - $H$  является метастабильной; при нагреве в вакууме богатых иодом кристаллов (ET) $_4$ (J $_3$ ) $_2$ J $_8$ <sup>3</sup>. Большой интерес вызывает то обстоятельство, что фазы  $\beta$ - $L$  и  $\beta$ - $H$  будучи одинаковыми по химическому составу и близкими по кристаллической структуре (установленные различия заключаются в присутствии несоизмеримой сверхструктуры и беспорядка в расположении этиленовых групп в фазе  $\beta$ - $L$  и отсутствии таковых в фазе  $\beta$ - $H$ ), имеют критические температуры, различающиеся в пять раз.

В данной работе исследованы критические магнитные поля фазы  $\beta$ - $H$ , полученные данные сопоставлены с аналогичными данными для  $\beta$ - $L$ <sup>4</sup> и сделаны некоторые заключения о свойствах этих фаз.

Фаза  $\beta$ - $H$  получалась при наложении гидростатического газового давления до 500 бар на образец, находящийся в фазе  $\beta$ - $L$  с последующим снижением давления до нормального при  $T = 90 - 100$  К, при этом сохранялось метастабильное состояние фазы  $\beta$ - $H$ <sup>2</sup>. Все измерения критических магнитных полей сделаны при нормальном давлении, минимальная температура  $T = 0,5$  К получалась откачкой паров He<sup>3</sup>. Сверхпроводящий переход регистрировался по изменению электрического сопротивления, измерявшегося как описано в<sup>2</sup>.

На рис. 1 представлены полученные кривые сверхпроводящих переходов в магнитных полях различной величины. На рис. 2 показаны зависимости  $H_{c_2}(T)$  для образцов  $\beta$ - $H$  при  $\vec{H} \parallel \vec{c}^*$  и  $\vec{H} \parallel \vec{b}^*$ . Светлыми кружками отмечены данные, полученные в этой работе (значение  $T_c$  в поле 40 кЭ получено при экстраполяции соответствующей кривой  $R(T)$  к значению  $R = 0,5R_{\text{ост}}$ ), кроме них представлены результаты нескольких групп, исследовавших  $H_{c_2}(T)$  фазы  $\beta$ - $H$ , полученной из  $\beta$ - $L$  наложением давления<sup>5,6</sup>. Пунктиром показаны наши данные для  $\beta$ - $L$  из работы<sup>4</sup>. Нужно отметить, что все измерения  $H_{c_2}(T)$  при  $\vec{H} \parallel \vec{c}^*$  довольно хорошо согласуются друг с другом, хотя значения удельных сопротивлений при комнатной температуре, приводимые авторами, различаются в 3 – 7 раз. Из зависимостей, представленных на рис. 2, определены значения  $dH_{c_2}/dT|_{T_c}^{\perp} = 4$  кЭ/К (магнитное поле перпендикулярно проводящим слоям и параллельно оси  $\vec{c}^*$ ) и  $dH_{c_2}/dT|_{T_c}^{\parallel} = 48$  кЭ/К (магнитное поле параллельно оси  $\vec{b}^*$ ).

$$dH_{c2}/dT \Big|_{T_c}^{\perp} = \phi_0 / 2\pi \xi_{\parallel}^2(0) T_c,$$

определим сверхпроводящую корреляционную длину при  $T=0$   $\xi_{\parallel}(0)$ . Для  $\beta-H$   $\xi_{\parallel}(0) = 100 \text{ \AA}$ , для  $\beta-L$   $\xi_{\parallel}(0) = 8 \cdot 10^2 \text{ \AA}$ . Оценки длины свободного пробега электронов  $l$  в обеих фазах, сделанные в приближении свободных электронов, на основе соотношения  $\sigma_{\parallel} = e^2 N(0) v_F l$ , учитывающего двумерный характер рассматриваемого соединения, показывают, что для  $\beta-L$   $l_{\parallel} = 70 \text{ \AA}$ , а для  $\beta-H$   $l_{\parallel} = 200 \text{ \AA}$ . Значение плотности состояний на поверхности Ферми  $N(0) = 0,37 \cdot 10^{34} \text{ эрг}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$  получено из данных для коэффициента  $\gamma$  при электронной части теплоемкости <sup>7</sup>, значение скорости на поверхности Ферми  $v_F = 1,3 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  получено из оптических измерений в работе <sup>8</sup>, значения проводимости  $\sigma_{\text{ост}}$  равны  $2,2 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $7,5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для фаз  $\beta-H$  и  $\beta-L$ , соответственно, <sup>9</sup>. Таким образом для  $\beta-H$   $l_{\parallel} > \xi_{\parallel}(0)$  и эта фаза является чистым сверхпроводником, для  $\beta-L$   $l_{\parallel} < \xi_{\parallel}(0)$  и эта фаза является грязным сверхпроводником. Подтверждением того, что фаза  $\beta-L$  действительно "грязная" является выполнение соотношения Горькова, записанного с учетом анизотропии

$$\gamma = 2, 2 \cdot 10^{-5} \rho_{\parallel}^{-1} dH_{c2}/dT \Big|_{T_c}^{\perp}$$

справедливого именно для грязных сверхпроводников, для фазы  $\beta-H$  это соотношение не выполняется.

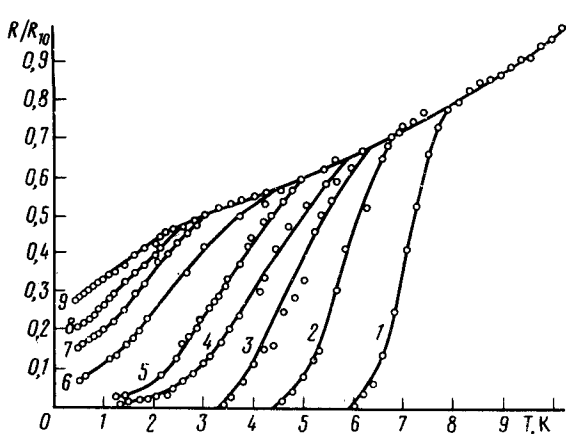


Рис. 1

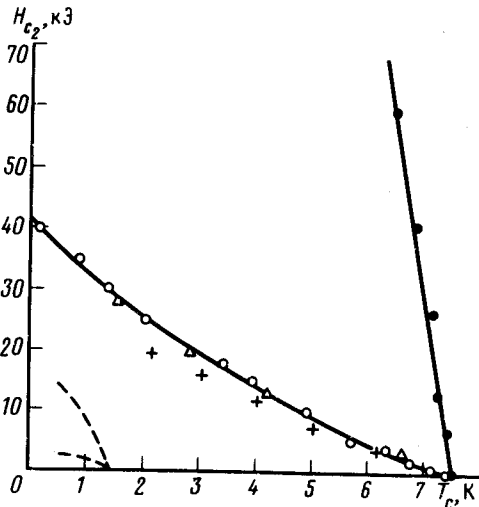


Рис. 2

Рис. 1. Кривые сверхпроводящих переходов в магнитном поле образца  $\beta-(\text{ET})_2\text{J}_3$  в фазе  $\beta-H$ ,  $\vec{H} \parallel \vec{c}$ : 1 -  $H=0$ , 2 - 5 кЭ, 3 - 10 кЭ, 4 - 15 кЭ, 5 - 18 кЭ, 6 - 25 кЭ, 7 - 30 кЭ, 8 - 35 кЭ, 9 - 40 кЭ

Рис. 2. Зависимости  $H_{c2}(T)$  образцов  $\beta-(\text{ET})_2\text{J}_3$ . Полые и черные кружки - наши данные для  $\beta-H$  фазы при направлении поля  $\vec{H} \parallel \vec{c}$  и  $\vec{H} \parallel \vec{a}$ , соответственно.  $\Delta$  - данные работы <sup>5</sup>, + - данные работы <sup>6</sup> для фазы  $\beta-H$   $\vec{H} \parallel \vec{c}$ . Пунктиром показаны зависимости  $H_{c2}(T)$  для  $\beta-L$  из <sup>4</sup>

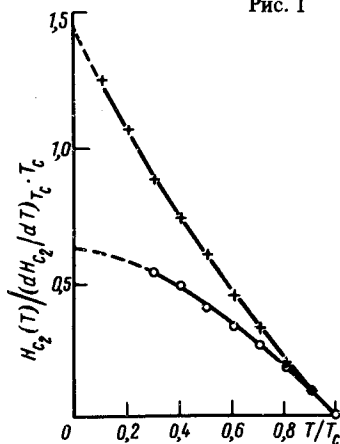


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость  $H_{c2}(0) / (dH_{c2}/dT)_{T_c} T_c$  от приведенной температуры для  $\beta-(\text{ET})_2\text{J}_3$ , • -  $\beta-L$  фаза, + -  $\beta-H$  фаза,  $\vec{H} \parallel \vec{c}$

Из рис. 2 можно оценить также величину анизотропии  $H_{c2}(T)$  для фазы  $\beta-H$ , отношение  $(dH_{c2}/dT)_{\parallel} / (dH_{c2}/dT)^{\perp} = 12$ . В работе <sup>10</sup> показано, что величина анизотропии электросопротивления в фазе  $\beta-H$   $\rho_c/\rho_a = 200 \pm 50$  и мало изменяется с температурой. Известно, что величины анизотропии электросопротивления и критического магнитного поля связаны соотно-

шением  $(dH_{c_2}/dT)_{\parallel} / (dH_{c_2}/dT)_{\perp} = (\rho_{\perp} / \rho_{\parallel})^{1/2}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в данной работе и в <sup>10</sup>.

Из рис. 2 видно, что зависимость  $H_{c_2}(T)$  для  $\beta$ -Н имеет ярко выраженную положительную кривизну. Положительная кривизна на зависимости  $H_{c_2}(T)$  для  $\vec{H} \parallel \vec{c}^*$  отмечена и в <sup>3</sup> при исследовании  $\beta$ -Н фазы, полученной из  $\epsilon$ -фазы иодида (ЕТ).

На рис. 3 построены зависимости  $f(T/T_c) = H_{c_2}(0) / (dH_{c_2}/dT)T_c$  для фаз  $\beta$ -L и  $\beta$ -Н в поле  $\vec{H} \parallel \vec{c}^*$ . Зависимость  $f(T/T_c)$  для  $\beta$ -L ведет себя в соответствии с моделью БКШ и при  $T \rightarrow 0$   $f(T/T_c) = 0,62$ , что хорошо согласуется с теоретическим значением 0,69. Для фазы  $\beta$ -Н ход этой зависимости совершенно другой и при  $T \rightarrow 0$   $f(T/T_c) = 1,4$ . В связи с этим отметим, что экспериментальные данные по величине сверхпроводящей щели  $\Delta(T)$  в  $\beta$ -(ЕТ)<sub>2</sub>AuJ<sub>2</sub>, приведенные в <sup>11</sup>, показывают, что величина  $\Delta(0)/T_c$  отличается от соответствующего значения по модели БКШ более чем в 4 раза. Таким образом измерения  $H_{c_2}(T)$ , а также измерения  $\Delta(T)$  из <sup>11</sup> говорят о том, что в  $\beta$ -Н фазе  $\beta$ -(ЕТ)<sub>2</sub>J<sub>3</sub> и  $\beta$ -(ЕТ)<sub>2</sub>AuJ<sub>2</sub> возможно реализуется какой-то отличный от БКШ вариант сверхпроводимости, например, сверхпроводимость с сильной связью.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Э.Б. Ягубскому, И.Ф. Щеголеву и В.Н. Лаухину за предоставленные образцы и обсуждение результатов работы, а также Л.Н. Жерихиной за помощь и участие.

#### Литература

1. Лаухин В.Н., Костюченко Е.Э., Сушко Ю.В., Щеголев И.Ф., Ягубский Э.Б. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 68.
2. Гинодман В.Б., Гуденко А.В., Засавицкий И.И., Ягубский Э.Б. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 384.
3. Зварыкина А.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 257.
4. Гинодман В.Б., Гуденко А.В., Жерихина Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 41.
5. Creuzet F., Creuzet G., Jerome D. J. de Physique Lett., 1985, 46, L1079.
6. Takamoto M., Murata K., Bando H. et al. Sol. State Comm., 1985, 54, 1031.
7. Stewart G.R., Bourke J.O., Gross F., Andres K. Phys. Rev., 1986, B33, 2046.
8. Tajima H., Yakushi K., Kuroda H., Saito G. Sol. State Comm., 1985, 55, 137.
9. Гинодман В.Б., Гуденко А.В., Кононович П.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 523.
10. Буравов Л.И., Карцовник М.В., Кононович П.А. и др. ЖЭТФ, 1987, 92,
11. Hawley M.E., Gray K.E., Terris B.D. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 629.