

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ β -(BEDT – TTF) $_2$ I $_3$

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

Измерены температурная зависимость и анизотропия критического магнитного поля в органическом сверхпроводнике β -(BEDT – TTF) $_2$ I $_3$. Значения H_{c2} при $\vec{H} \parallel \vec{a}$ и $\vec{H} \parallel \vec{b}$ примерно равны и почти на порядок превышают значения H_{c2} при $\vec{H} \parallel \vec{c}$. Получена оценка значения плотности состояний $N(0) \cong 0,25 \cdot 10^{34} \text{ эрг}^{-1} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^2$. Обнаружено повышение критической температуры сверхпроводящего перехода от 1,3 до 4,5 К при термическом циклировании от гелиевой температуры до комнатной, при этом возникновение сверхпроводящего состояния происходит при $T \cong 7$ К.

В работах ¹⁻³ сообщалось о наблюдении сверхпроводящего перехода, определении структуры и измерении критических магнитных полей нового органического металла (BEDT – TTF) $_2$ I $_3$. Как отмечают авторы этих работ, варьирование условий синтеза и роста монокристаллов приводит к образованию различных модификаций, отличающихся по структуре и температуре сверхпроводящего перехода. Так образцы триклинной модификации β -(BEDT – TTF) $_2$ I $_3$ обладают $T_c = 1,5$ К, а образцы ромбической модификации γ -(BEDT – TTF) $_2$ I $_3$ – $T_c = 2,5$ К, и в том и в другом случае сверхпроводящий переход происходит при нормальном давлении.

Нами проведено исследование критических магнитных полей кристаллов β -(BEDT – TTF) $_2$ I $_3$, растущих в виде иголок с типичными размерами $0,01 \times 0,05 \times 2 \text{ мм}^3$. За критическое поле при данной температуре принималось значение магнитного поля, при котором сопротивление образца становилось равным $0,5R_{\text{ост}}$. Измерение электросопротивления производилось четырехконтактным методом на постоянном токе ($J = 100 \text{ мкА}$). Во всех экспериментах измерялось сопротивление вдоль оси \vec{a} . Среднее значение электропроводности кристаллов при комнатной температуре $\sigma_{300} \cong 30 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления двух образцов, снятые в последовательных циклах захлаживания от комнатной температуры до гелиевой. Отношение $R_{300}/R_{4,2} = 400$. Зависимости $R(T)/R_{300}$ от температуры для разных образцов, измеренные в нескольких экспериментах, хорошо воспроизводятся в интервале 300 – 8 К. В интервале 8 – 80 К $R(T) \propto T^2$, выше 200 К $R(T) \propto T$. Кривые сверхпроводящих переходов двух образцов, полученные во время первого цикла охлаждения, показаны на вставке к рис. 1, критические температуры сверхпроводящих переходов для обоих образцов одинаковы и равны 1,3 К, переходы довольно резкие.

Кривые сверхпроводящих переходов одного и того же образца, полученные в пяти экспериментах, приведены на рис. 2. Между двумя последовательными экспериментами образец отогревался до комнатной температуры. Видно, что после каждого цикла охлаждения происходит повышение T_c от 1,3 К в первом цикле до 4,5 К в пятом, при этом возникновение сверхпроводящего состояния происходит при $T \cong 7$ К.

Исследования анизотропии критических магнитных полей проводились с помощью поворотного устройства, на котором был смонтирован образец, позволявшем в течение одного эксперимента получить зависимость критического поля от угла поворота лишь в одной плоскости. Для снятия аналогичной зависимости в другой плоскости необходимо было отогреть вставку до комнатной температуры и переставить модуль с образцами в другое положение на поворотном устройстве, при этом, как уже отмечалось, несколько сдвигается температура сверхпроводящего перехода.

На рис. 3 представлена зависимость электросопротивления от угла поворота образца в магнитном поле. Резкая зависимость сопротивления образца от направления магнитного

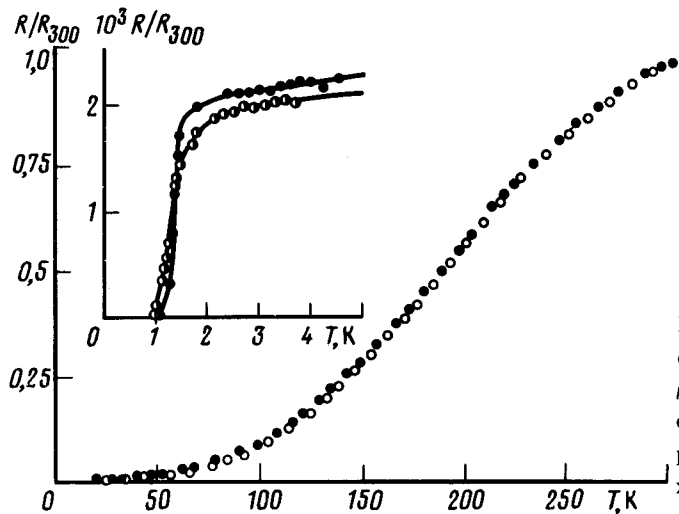


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления двух образцов β -(BEDT - TTF) $_2$ I $_3$. На вставке - сверхпроводящие переходы двух образцов, снятые в первом цикле захлаживания

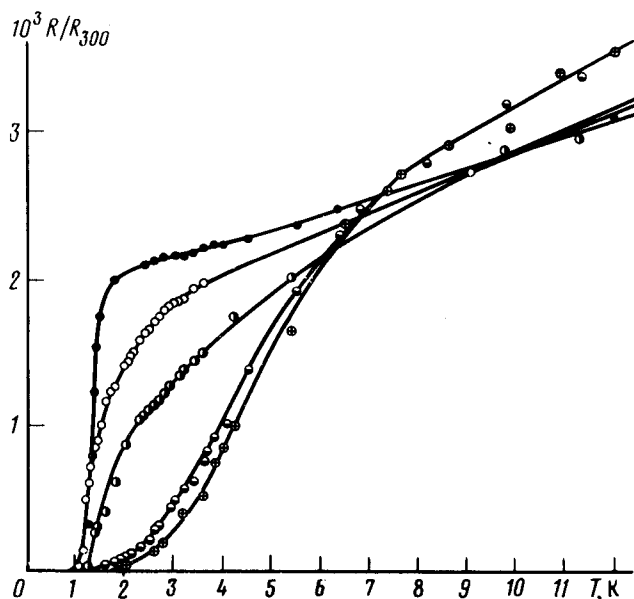


Рис. 2. Кривые сверхпроводящих переходов одного образца, снятые в пяти циклах захлаживания. Нумерация кривых соответствует последовательности их получения

поля дает возможность ориентировать образец таким образом, чтобы нужная ось была параллельна магнитному полю. На этом же рисунке представлена зависимость критического магнитного поля от угла поворота в плоскости ac , при этом ось \bar{b} остается перпендикулярной направлению магнитного поля. При температуре 0,5 К значения критических магнитных полей, измеренных вдоль осей \bar{a} и \bar{c} , составляют 14 и 2 кЭ соответственно. На рис. 4 представлены зависимости критических магнитных полей от температуры, снятые на одном и том же образце при направлении магнитного поля вдоль осей \bar{a} и \bar{c} в первом эксперименте, когда температура сверхпроводящего перехода составляла 1,3 К, и вдоль оси \bar{b} во втором эксперименте, когда температура сверхпроводящего перехода поднялась до 1,5 К. Абсолютные значения критических магнитных полей вдоль осей \bar{a} и \bar{b} сравнивать, к сожалению, нельзя, так как они получены в двух разных экспериментах, и во втором эксперименте температура сверхпроводящего перехода возросла, однако производные $\left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c}$ критических магнитных полей вдоль осей \bar{a} и \bar{b} близки по своим значениям, аналогично данным работы³ для γ -(BEDT - TTF) $_2$ I $_3$. Из данных, представленных на рис. 4, можно оценить значения

$\frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T_c}$, соответствующие направлениям \bar{a} , \bar{b} и \bar{c} , они равны ~ 37 кЭ/К, ~ 37 кЭ/К и $\sim 2,8$ кЭ/К соответственно. Имеющиеся данные дают возможность оценить величину плотности электронных состояний на поверхности Ферми. В случае анизотропного сверхпроводника связь между производными $\frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T_c}$, измеренными вдоль соответствующих кристаллографических осей, компонентами тензора проводимости и плотностью электронных состояний выражается с помощью соотношений⁵

$$\frac{H'_b H'_c}{H'_a} = \frac{1,9 K_b \Phi_0}{\hbar D_a}, \quad \sigma_i = 2e^2 D_i N(0), \quad (1)$$

где $H'_i = \frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T_c}$ вдоль оси $i = \bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$, K_b – константа Больцмана, Φ_0 – квант магнитного потока, D_i – коэффициент диффузии вдоль оси i . Предполагая, что $H'_a \cong H'_b$, и подставляя в (1) значения $H'_c \cong 2,8$ кЭ/К и $\sigma_a \cong 2 \cdot 10^4$ Ом⁻¹ · см⁻¹, получим $N(0) \cong 0,25 \cdot 10^{34}$ эрг⁻¹ · см⁻³. Это значение по порядку величины совпадает с аналогичной величиной для (TMTSF)₂ClO₄⁴.

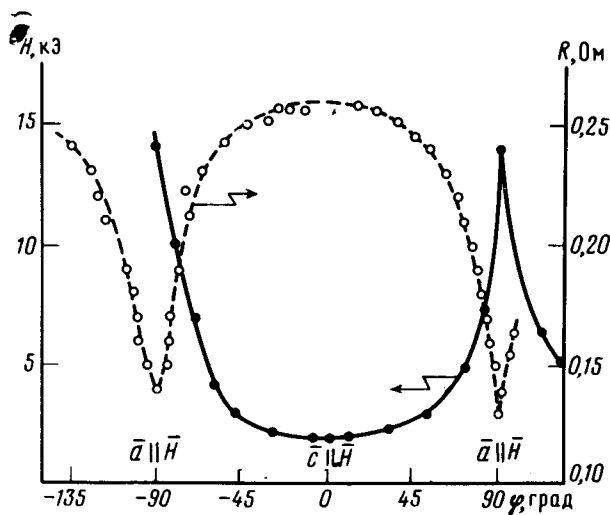


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость сопротивления образца от угла поворота вокруг оси \bar{b} в постоянном поле $H = 14$ кЭ, при $T = 0,5$ К, H плоскости ac (пунктирная линия). Зависимость критического магнитного поля от угла поворота в плоскости ac при $T = 0,5$ К (сплошная линия)

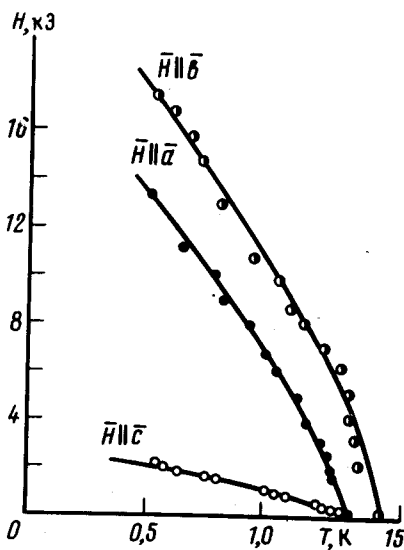


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости $H_{c2}(T)$, полученные при трех ориентациях образца относительно магнитного поля: $\bar{H} \parallel \bar{a}$, $\bar{H} \parallel \bar{b}$, $\bar{H} \parallel \bar{c}$

В заключение приносим глубокую благодарность И.Ф.Шеголеву и Э.Б.Ягубскому за предоставленные образцы и возможность приобщиться к интересной проблеме органических сверхпроводников, Л.Н.Булаевскому за обсуждение результатов и А.Б.Фрадкову за поддержку и интерес к работе.

Литература

1. Ягубский Э.Б., Шеголев И.Ф., Лаухин В.Н., Кононович П.А., Карцовник М.В., Зварыкина А.В., Буравов Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 12.

2. Каминский В.Ф., Прохорова Т.Г., Шибалева Р.П., Ягубский Э.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 15.
3. Ягубский Э.Б., Щеголев И.Ф., Песоцкий С.И., Лаухин В.Н., Кононович П.А., Карцовник М.В., Зварыкина А.В. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 275.
4. Garoche P., Brusetti K., Béchgaard K. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1346.
5. Буздин А.И., Булаевский Л.Н. УФН, 1984, 144, вып. 3.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 августа 1984 г.
