

**АНИЗОТРОПИЯ КРИТИЧЕСКИХ ТОКОВ В
МОНОКРИСТАЛЛАХ ОРГАНИЧЕСКОГО
СВЕРХПРОВОДНИКА κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂**

*В.Д.Кузнецов, В.В.Метлушко¹⁾, Л.А.Епанечников²⁾,
Е.Ф.Макаров²⁾, Э.Б.Ягубский³⁾, Н.Д.Куц³⁾*

Химико-технологический институт им. Д.И.Менделеева

¹⁾ МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

²⁾ ИХФ им. Н.Н.Семенова АН СССР, Москва

³⁾ ОИХФ им. Н.Н.Семенова АН СССР, Черноголовка Московской обл.

Поступила в редакцию 12 февраля 1991 г.

Определена анизотропия критических токов в монокристаллах органического сверхпроводника κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂ \approx 160 при $T = 4,2$ К и $B \Rightarrow 0$. Показано, что с ростом поля величина анизотропии J_c быстро убывает. Определена величина энергии активации U_0 и показано, что она не может являться причиной анизотропии J_c .

Магнитные свойства органического сверхпроводника κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂ с наиболее высокой $T_c \approx 10,4$ К¹: эффект Мейсснера, первое критическое поле H_{c1} , анизотропия H_{c2} , кривые намагничивания изучены ранее²⁻⁵. Однако до сих пор не изучены полевые зависимости критической плотности тока J_c для ориентаций $B \perp bc$ и $B \parallel bc$ (где bc - хорошо проводящая плоскость кристалла (см., например,²). Поэтому целью нашей работы было изучение полевой зависимости анизотропии $J_c^{B \perp bc} / J_c^{B \parallel bc}$ на двух монокристаллах κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂ и определение анизотропии энергии активации вихревой решетки U_0 , как возможной причины такого поведения.

Монокристаллы κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂ с характерными размерами 2,3 × 0,76 × 0,05 мм - образец N 1 и 1,5 × 0,55 × 0,05 мм - образец N 2 были получены по технологии представленной в работе ¹.

Предполагая, что распределение экранирующих токов в образце можно описать моделью критического состояния ⁷, и считая, что анизотропия J_c в базисной плоскости bc мала и полагая также, что значение J_c в базисной плоскости квазидвумерных сверхпроводников не зависит от ориентации магнитного поля ⁸, на основе соотношений анизотропной модели Бина ⁹ были определены полевые зависимости J_c для обеих ориентаций. Ранее нами было показано, что для ориентации $B \perp bc$ температурную зависимость критической плотности тока $J_c(B \Rightarrow 0, T)$ можно представить в виде $J_c(T) = J_c(0)e^{-T/T_0}$ с $J_c(0, 0) \approx 6,5 \times 10^4$ А/см² ¹⁰. Величина $J_c(0, 0)$ по порядку величины совпадает со значением $J_c(0, 0)$ определенным в работе ². Наблюдаемое различие в величине $J_c(B \Rightarrow 0, 4,2$ К) в нашей работе и работе ² может быть обусловлено наличием временной зависимости P_M и следовательно $\Delta P_M \propto J_c$ (где ΔP_M - ширина петли гистерезиса) за счет крипа потока. Ранее для монокристаллов ВТСП было показано, что $\Delta P_M/P_{M0}$ на начальном временном интервале $t \leq 1$ мин может составлять $\approx 60\%$ ¹¹. Поэтому, с учетом различия в характерных временах измерения τ СКВИД-магнитометра ($\tau \approx 10^2$ с - в нашей установке) можно получить существенно отличающиеся значения J_c .

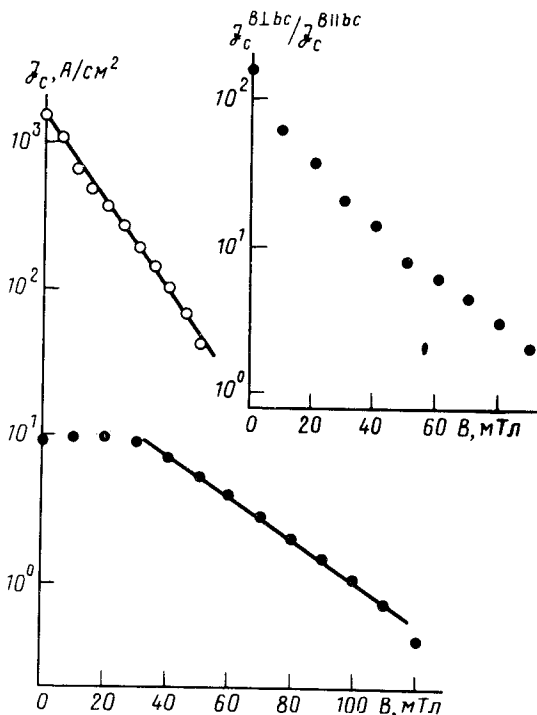


Рис. 1. Полевые зависимости критической плотности тока J_c монокристалла κ -(BEDT - TTF)₂Cu(NCS)₂ при $T = 4,2$ К: \circ - $B \perp bc$; \bullet - $B \parallel bc$. На вставке: полевая зависимость анизотропии критической плотности тока, $T = 4,2$ К

На рис.1 представлена зависимость $J_c^{B \perp bc}(B)$ - кривая 1 и $J_c^{B \parallel bc}(B)$ - кривая 2. Видно, что если для ориентации $B \perp bc$ зависимость $J_c(B)$ удастся описать зависимостью

$$J_c(B, T) = J_c(0, T) \exp(-B/B_0) \quad (1)$$

во всем интервале полей, где $\Delta P_m \neq 0$, (ΔP_m - ширина петли гистерезиса), то зависимость $J_c(B)$ для $B \parallel bc$ в области полей ≤ 30 мТл оказывается не зависящей от поля B и только при $B > 30$ мТл зависимость $J_c(B)$ можно представить в виде (1). На вставке к рис.1 приведена полевая зависимость анизотропии J_c , $K = J_c^{B \perp bc} / J_c^{B \parallel bc}$ при $T = 4,2$ К для монокристалла N 1. Если при $B \Rightarrow 0$ величина K достигает 160, то с увеличением B анизотропия быстро убывает и при $B \approx 120$ мТл $K = 1$.

В 12-13 было показано, что

$$J_c = J_{c0} \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln(Bd\Omega/E_c) \right], \quad (2)$$

где J_{c0} - критическая плотность тока при отсутствии термоактивированного крипа, B - магнитная индукция, Ω - осцилляционная частота вихря на центре пиннинга, d - расстояние между центрами пиннинга, E_c - минимально измеряемое напряжение. Так как B и E_c одинаковы для обеих ориентаций, а величина Ω стоит под логарифмом, то можно предположить, что изменение анизотропии J_c может быть обусловлено анизотропией U_0 .

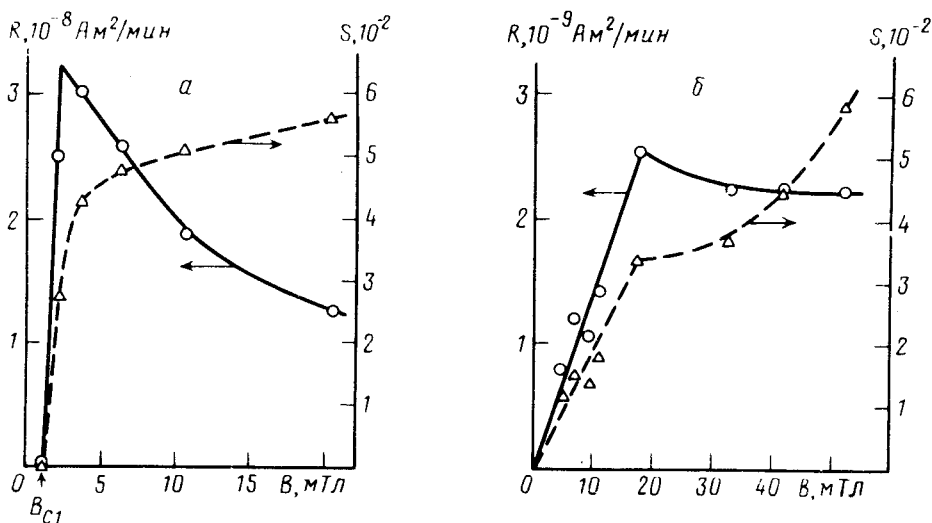


Рис. 2. Полевые зависимости скорости (R) и приведенной скорости (S) логарифмической релаксации магнитного момента монокристалла κ -(BEDT - TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$ при $T = 4,2$ К: а - $B \perp bc$; б - $B \parallel bc$

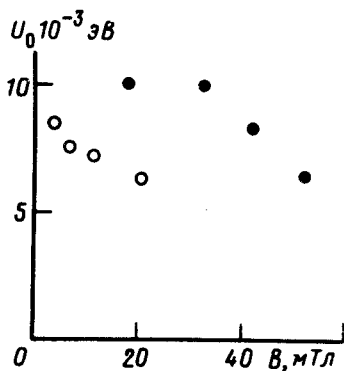


Рис. 3. Полевые зависимости энергии активации U_0 монокристалла κ -(BEDT - TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$, $T = 4,2$ К: \circ - $B \perp bc$; \bullet - $B \parallel bc$.

Так как временные зависимости магнитного момента $P_m(t)$ монокристаллов $\kappa-(\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ хорошо описываются зависимостью $P_m(t) \propto \ln t$, то U_0 можно определить из измерений релаксации намагниченности¹⁴. На рис.2 представлены скорость R и приведенная скорость логарифмической релаксации S в различных магнитных полях при $T = 4,2$ К для ориентаций $B \perp bc$ (рис.2а) и $B \parallel bc$ (рис. 2б). Так как

$$S = kT/U_0 \quad \text{при } B > B^*, \quad (3)$$

где B^* - поле проникновения экранирующих токов до центра образца, то из (3) можно определить $U_0(B)$ для обеих ориентаций. Справедливость соотношения (3) подтверждается тем, что температурную зависимость $S(B = \text{const}, T) = \frac{kT}{U_0}$ при $B > B^*$ с достаточной точностью удается описать линейной зависимостью $S = \alpha T$ в координатах T и S , как и в случае монокристаллов ВТСП⁹. Оказалось, что анизотропия $U_0^{B \perp bc} / U_0^{B \parallel bc} \approx 1 \div 0,5$ при $T = 4,2$ К (рис.3) и не может объяснить наблюдаемую анизотропию J_c .

Авторы благодарят Буздина А.И., Мошалою В.В. и Жукова А.А. за полезные дискуссии. Авторы благодарны Щеголеву И.Ф. за полезные замечания.

Литература

1. Urayama H., Yamochi H., Saito G. et al. Chem. Lett., 1988, p.55.
2. Карцовник М.В., Краснов В.М., Куц Н.Д. ЖЭТФ, 1990, 97, 367.
3. Sugano T., Terui K., Mino S. et al. Chem. Lett., 1988, p.1171.
4. Nozawa K., Sugano T., Urayama H. et al. Chem. Lett., 1988, p.617.
5. Swanson A.G., Brooks J.S., Anzai H. et al. Solid State Comm., 1990, 73, 353.
6. Кузнецов В.Д. ПТЭ, 1985, 4, 196.
7. Bean C.P. Rev. of Mod. Phys., 1964, 36, 31.
8. Moshchalkov V.V., Zhukov A.A., Rybachuk V.A. et al. Physica B, 1990, 165-166.
9. Мошалков В.В., Жуков А.А., Кузнецов В.Д. и др. СФХТ, 1989, 2, 84.
10. Кузнецов В.Д., Метлушко В.В., Епанечников Л.А. и др. Будет опубликовано в СФХТ, 4, 1991.
11. Мошалков В.В., Жуков А.А., Кузнецов В.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 81.
12. Campbell A.M., Evetts J.E. Adv. Phys., 1972, 21, 199.
13. Yeshurun Y. and Malozemoff A.P. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2202.
14. Кузнецов В.Д., Метлушко В.В., Епанечников Л.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 914.