

ПЯТИКРАТНОЕ ПРЕВЫШЕНИЕ ПАРАМАГНИТНОГО ПРЕДЕЛА КЛОГСТОНА В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$

Р.Н.Любовская, Р.Б.Любовский, М.К.Макова, С.И.Песоцкий

Исследовались температурные зависимости верхних критических полей в органическом сверхпроводнике $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$. Обнаружены пятикратное превышение парамагнитного предела Клогстона $H_p(0) = 18,5 T_c$ для продольного критического поля и положительная кривизна температурной зависимости поперечного критического поля. Оба этих факта связываются с возможностью сильного электрон-фононного взаимодействия в исследованном сверхпроводнике.

Органический сверхпроводник $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$, где ET-бис (этилендиито) тетрагидрофульвален является весьма интересным объектом для исследования верхних критических полей. Это прежде всего связано с его слоистой структурой: молекулы ET образуют в плоскости ab хорошо проводящие слои, разделенные в направлении c^* анионами $\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$, при этом проводимость вдоль c^* более, чем на три порядка хуже, чем вдоль a или b' ($b' \perp ac^*$)¹. При такой структуре не исключено джозефсоновское взаимодействие сверхпроводящих слоев, сильно влияющее на поведение верхнего критического поля, направленного вдоль слоев^{2,3}. Проведенные ранее исследования в малом интервале магнитных полей до 50 кЭ ¹ показали рекордную для органических сверхпроводников величину производной $dH_{c2}^a/dT \sim 100 \text{ кЭ/К}$ (где H_{c2}^a второе критическое поле вдоль a) в области максимально доступных в эксперименте полей и, как следствие, тенденцию к превышению парамагнитного предела Клогстона. Экспериментальная проверка такой тенденции представляется важной, во-первых, потому что заметное превышение парамагнитного предела отмечено лишь в органическом сверхпроводнике $\beta_H \cdot (\text{ET})_2\text{I}_3$ ⁴ и, во-вторых, такое превышение может иметь су-

шественное значение при практическом использовании органических сверхпроводников. В настоящей работе сообщается об исследовании верхних критических полей в соединении $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$ в магнитных полях до 150 кЭ.

Значение второго критического поля определено по середине сверхпроводящего перехода на температурной зависимости сопротивления вдоль c^* в различных магнитных полях. Сопротивление измерялось стандартным четырехконтактным способом в медном биттерсвском соленоиде, позволявшем достигать поля 150 кЭ¹⁾. Исследовались ромбовидные монокристаллы $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$, при этом большая диагональ ромба совпадала с кристаллографическим направлением a . Удельное сопротивление образцов при комнатной температуре вдоль направления a составляло $\rho_{300\text{K}}^a \approx 0,1 \div 0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. При охлаждении образца до гелиевых температур ρ^a падает в $5 \div 10$ раз и при $T_c = 4,3 \text{ К}$ образец переходит в сверхпроводящее состояние (см, вставку к рис. 1).

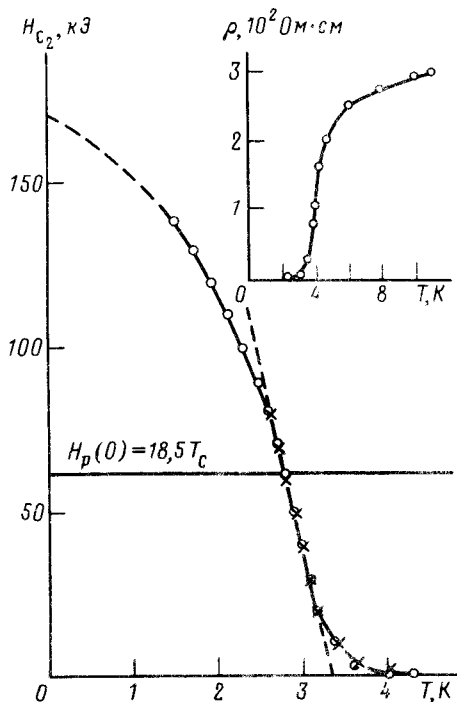


Рис. 1

Рис. 1. Температурные зависимости верхних критических полей $H_{c_2}^a$ и $H_{c_2}^{b'}$, параллельных плоскости ab монокристалла $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$. • — $\mathbf{H} \parallel a$, × — $\mathbf{H} \parallel b'$. На вставке температурная зависимость удельного сопротивления ρ^a этого же образца при $H = 0$ в области сверхпроводящего перехода

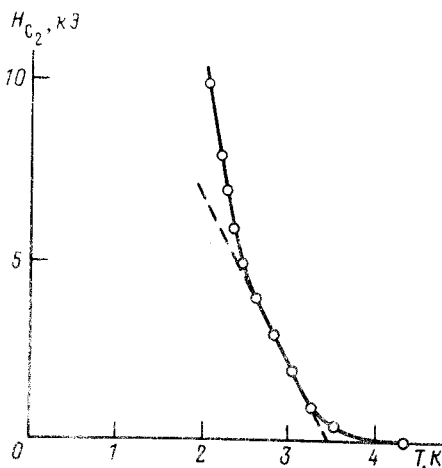


Рис. 2

Рис. 2. Температурная зависимость верхнего критического поля $H_{c_2}^{c^*}$, перпендикулярного плоскости ab монокристалла $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости верхних критических полей монокристалла $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$ для различных направлений магнитного поля. Видно, что $H_{c_2}^a \approx H_{c_2}^{b'} \gg H_{c_2}^{c^*}$. Таким образом, как и следовало ожидать из структурных данных, анизотропия критических полей носит в $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Br}_8$ хорошо выраженный квазидвумерный характер.

1) Измерения проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, ПНР).

Для температурных зависимостей и продольного критического поля $H_{c_2}^a(T)$ и поперечного $H_{c_2}^{c*}(T)$ характерен участок с положительной кривизной вблизи 4,3 К, который при более низких температурах сменяется линейным участком на $H_{c_2}(T)$. Положительная кривизна, по всей вероятности, возникает из-за разрушения слабых связей между элементами объема с более высокими значениями критической температуры. Прямолинейные участки $H_{c_2}^a(T)$ и $H_{c_2}^{c*}(T)$, по-видимому, отвечают обычному механизму разрушения сверхпроводимости в основном объеме кристалла. Экстраполяции этих участков на ось температур для поперечного и продольного критических полей приблизительно совпадают и дают критическую температуру основного объема сверхпроводника $T_c = 3,3$ К. Наклоны линейных участков составляют $dH_{c_2}^a/dT \approx 110$ кЭ/К, $dH_{c_2}^{c*}/dT \approx 5$ кЭ/К и позволяют вычислить корреляционные длины в проводящих слоях и перпендикулярно им. Такие длины равны соответственно $\xi^{ab}(0) \approx 170$ Å, $\xi^{c*}(0) \approx 8$ Å. Отметим, что поперечная корреляционная длина $\xi^{c*}(0)$ примерно вдвое меньше межслоевого расстояния. Однако этого обстоятельства не достаточно для того, чтобы рассматривать комплекс $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Vr}_8$ в качестве двумерного сверхпроводника. Действительно, для реализации джозефсоновской связи между слоями необходимо выполнение условия ³:

$$r = (16/\pi) \{ \xi^{c*}(0) / d \}^2 \ll 1,$$

где d — расстояние между слоями. В исследованных же образцах $r \sim 1$. Таким образом, $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Vr}_8$ является трехмерным, сильно анизотропным сверхпроводником с анизотропией двумерного типа.

Ниже 2,5 К температурные зависимости критических полей $H_{c_2}^{c*}(T)$ и $H_{c_2}^a(T)$ отклоняются от прямолинейного закона. При этом для $H_{c_2}^{c*}(T)$ характерна аномальная положительная кривизна, а для $H_{c_2}^a(T)$ — нормальная отрицательная. Экстраполяция зависимости $H_{c_2}^a(T)$ к нулю температур дает значение $H_{c_2}^a(0) \approx 170$ кЭ, которое почти в три раза превосходит парамагнитный предел Клогстона в приближении слабого взаимодействия $H_p(0) = 18,5 T_c \approx \approx 60$ кЭ. В то же время $H_{c_2}^a(0)$ заметно меньше диамагнитного эффекта при $T=0$ $H_{c_2}^a(d_f^f)(0) = 0,7(dH_{c_2}^a/dT)_{T_c} T_c \approx 260$ кЭ. Рассматривая величину $H_{c_2}^a(0)$ как результат совместного действия орбитального и парамагнитного эффектов можно оценить в соответствии с ⁵ величину парамагнитного предела, присущего исследованному сверхпроводнику. Она составляет $H^{(p)}(0) \approx 310$ кЭ, что в пять раз больше обычного парамагнитного предела Клогстона. Такая большая величина парамагнитного поля вряд ли связана с триплетным спариванием электронов, так как оно неустойчиво в грязных сверхпроводниках ³. Сверхпроводник же $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Vr}_8$ является, по всей видимости, грязным, поскольку ему свойственен значительный внутренний беспорядок из-за существования двух несоизмеримых решеток в его структуре ¹. Следствием такого беспорядка являются большие значения удельного сопротивления исследованных образцов при низких температурах $\rho_{6\text{K}}^a \approx 0,03$ Ом·см. В грязных сверхпроводниках основной причиной подавления парамагнитного эффекта обычно считается спин-орбитальное рассеяние. Однако исследования g -фактора в $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Vr}_8$ ⁶ не свидетельствуют о существовании сильного спин-орбитального взаимодействия в этом соединении. Нам представляется наиболее вероятной причиной превышения парамагнитного предела возможность осуществления в $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,89}\text{Vr}_8$ сильного электронного спаривания, приводящего в большей величине сверхпроводящей щели по сравнению со щелью БКШ $\Delta(0) = 1,76 kT_c$. В этом случае появляется возможность объяснить, по крайней мере качественно, большое парамагнитное поле вдоль a и положительную кривизну $H_{c_2}^{c*}(T)$ при низких температурах ⁷. (При этом нельзя исключить возможного воздействия на зависимость $H_{c_2}(T)$ резистивного состояния в поле $H_{c_1} < H < H_{c_2}$ ⁸). Количественное же сравнение полученных результатов для $H_{c_2}^a$ с теорией ⁷ с учетом влияния сильного спаривания на орбитальное поле дает малореальные значения константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda \gg 10$. В то же вре-

мя пятикратное превышение щели в $(\text{ET})_4\text{Hg}_{2,8}\text{Vg}_8$ выглядит вполне вероятным, так как в сверхпроводнике $(\text{ET})_2\text{AuI}_2$ при туннельных экспериментах обнаружена щель в четыре с лишним раза превосходящая щель БКШ⁹.

Авторы выражают глубокую признательность Н.Е.Алексеевскому и Т.Палевскому за поддержку работы, А.В.Зварыкиной и А.Г.Хоменко за помощь в эксперименте, Л.Н.Булаевскому, И.Ф.Щеголеву и В.Н.Лаухину за полезные дискуссии.

Литература

1. Любовская Р.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 149.
2. Klem R.A. et al. Phys. Rev. B, 1975, **12**, 877.
3. Буздин А.Н., Булаевский Л.Н. УФН, 1984, **144**, 415.
4. Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 394.
5. Сен-Жам А. и др. Сверхпроводники второго рода. М.: Мир, 1970.
6. Sekretarczyk G. et al. Mat. Scien., 1988, **14**, 59.
7. Bulaevskii L.N. Adv. in Physics, 1988, **37**, 443.
8. Welp U. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 1908.
9. Hawley M.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 629.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 февраля 1990 г.