

## О ВЕЛИЧИНЕ И АНИЗОТРОПИИ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.Л.Покровский

Показано, что квазидвумерный характер сверхпроводимости позволяет вычислить глубину проникновения  $\lambda$  вблизи температуры перехода и оценить ее анизотропию.  $\lambda$  оказывается равной 3400 Å для  $YBa_2Cu_3O_7$  и 4300 Å для  $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ . Отношение эффективных масс лежит в пределах от 30 до 70. Показано, что число Гинзбурга не меньше 0,07 для иттриевого и не меньше 0,11 для лантанового сверхпроводника.

Имеется множество экспериментальных свидетельств квазидвумерного характера сверхпроводимости в иттриевых и лантановых сверхпроводниках. Среди них следует упомянуть практическую независимость температуры сверхпроводящего перехода от замещения Y или La редкоземельными элементами<sup>1</sup>. Недавние измерения магнитной восприимчивости в соединении  $HoBa_2Cu_3O_z$ <sup>2</sup> показали, что магнитные слои Ho и сверхпроводящие слои меди практически независимы. С другой стороны из структурных исследований<sup>3,4</sup> следует, что, как в лантановых, так и в иттриевых соединениях имеются плоские слои меди, образующей квадратную или почти квадратную решетку с периодом около 3,8 Å.

Цель настоящего сообщения – указать, что, исходя из факта квазидвумерности, можно вычислить глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$  вблизи точки сверхпроводящего перехода и оценить анизотропию  $\lambda$  по известным значениям температуры перехода  $T_c$  и периода в направлении, перпендикулярном слоям меди.

Исходным пунктом является соотношение Костерлица – Таулеса – Нелсона<sup>5</sup> между температурой перехода и плотностью сверхтекучей (сверхпроводящей) компоненты  $n_s$

$$T_c = \frac{\pi}{2} \frac{\hbar^2 n_s}{m}, \quad (1)$$

где  $m$  – масса пары. Напомним, что в теории Березинского – Костерлица – Таулеса (БКТ) сверхтекучая плотность появляется ниже перехода скачком. Уравнение (1) определяет появившуюся ниже перехода конечную двумерную плотность сверхтекучей компоненты. Трехмерная плотность сверхтекучей компоненты получается из двумерной  $n_s$  очевидным образом:

$$n_s^{(3)} = n_s \nu / d. \quad (2)$$

Здесь  $d$  – период структуры в направлении, перпендикулярном слоям,  $\nu$  – число слабо связанных слоев на период  $d$ . Относительно числа  $\nu$  у нас нет полной ясности. Очевидно, оно находится в пределах от 1 до 3 для иттриевых систем и равно 1 для лантановых. Для глубины проникновения  $\lambda$  мы используем известную формулу Лондона:

$$\lambda^{-2} = \frac{16 \pi n_s^{(3)} e^2}{m c^2}, \quad (3)$$

где заряд носителя положен равным  $2e$ . Сравнивая (1), (2) и (3), находим непосредственную связь между значением  $\lambda$  в точке перехода и температурой перехода:

$$\lambda^2(T_c) = \hbar^2 c^2 d / 32 T_c e^2 \nu. \quad (4)$$

Отметим, что неизмеряемые величины  $n_s$  и  $m$  в соотношении (4) не вошли. Для численных оценок мы используем значения  $T_c \approx 90$  К и  $T_c \approx 40$  К для иттриевых и лантановых сверхпроводников соответственно. Значения  $d$  мы почерпнули из структурных данных<sup>4,5</sup>:  $d = 11,7$  Å для Y... и  $d = 6,6$  Å для La... Численные данные таковы. Для иттриевых сверх-

проводников мы указываем три варианта:  $\lambda(T_c) = 3400 \text{ \AA}$  ( $\nu = 1$ ),  $\lambda(T_c) = 2400 \text{ \AA}$  ( $\nu = 2$ ),  $\lambda(T_c) = 1950 \text{ \AA}$  ( $\nu = 3$ ). Для лантановых сверхпроводников  $\lambda(T_c) = 4300 \text{ \AA}$ . Слабая связь между плоскостями приводит к трехмерному поведению  $n_s$  и  $\lambda^{-2}$  вблизи температуры перехода: обе величины образуются в ноль при  $T = T_c$ . Величина области  $\Delta T$  трехмерного поведения и кроссовера от трехмерия к двумерии оценивается как

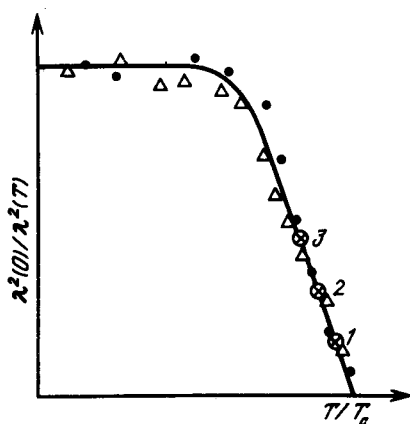
$$\Delta T/T_c \approx [\ln(m_{\perp}/m_{\parallel})]^{-2}, \quad (5)$$

где  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  — эффективные массы для движения вдоль и поперек плоскости.

Глубина проникновения была измерена в экспериментах по деполяризации  $\mu$ -мезонов на сверхпроводящих монокристаллах<sup>6,7</sup>. Сравнивая полученные нами числа с экспериментальными результатами, замечаем, что даже для  $\nu = 1$  значение  $\lambda(T_c)$ , вытекающее из двумерности, всего в 2,6 раза больше, чем экспериментальное значение  $\lambda(0)$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  и в 2,15 раза для  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ . Это показывает, что число Гинзбурга  $G_i$ , обеспечивающее применимость теории самосогласованного поля, здесь не слишком мало. Число Гинзбурга для двумерного случая равно  $G_i = T_c b / \pi a c$ , где  $a, b, c$  — коэффициенты при  $|\psi|^2, |\psi|^4$  и  $|\nabla\psi|^2$  в свободной энергии Гинзбурга — Ландау, причем  $a$  берется далеко от точки перехода. Если спаривание захватывает лишь узкий слой  $\Delta$  на поверхности Ферми, то  $G_i \approx 0,57 \Delta / \epsilon_F$ . В случае малого  $G_i$  уравнение (1) определяет температуру перехода БКТ, близкую к ее значению  $T_c^{GL}$ , определенному по теории самосогласованного поля:

$$|(T_c^{GL} - T_c^{BKT}) / T_c| = 2G_i. \quad (6)$$

При этом отношение  $\lambda^2(0) / \lambda^2(T)$  в точке перехода БКТ (точнее, при подходе к области трехмерного поведения) достигает той же величины  $2G_i$ . Отсюда можно заключить, что величина  $\Delta / \epsilon_F$  составляет не менее 0,11 в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  и не менее 0,20 в  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ . Эти значения совершенно несопоставимы со значениями в обычных сверхпроводниках, еще раз подтверждающая сильнейшую связь в паре. Возможно, что картина сверхпроводящего состояния по БКШ здесь вообще неверна, и следует думать о бозе-конденсации заряженной жидкости заранее приготовленных пар. Сильные флуктуационные эффекты, связанные с не малым значением числа Гинзбурга, были отмечены при измерениях  $H_{c2}$  в ориентированных пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <sup>8</sup>.



См. объяснение в тексте. Черные точки — по данным работы Kossler et al., треугольники — по данным работы D.R. Harshman et al.<sup>7</sup>

На рис. изображен график  $\lambda^2(0) / \lambda^2(T) = n_s(T) / n_s(0)$  как функция  $T/T_c$  для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Мы использовали данные<sup>7</sup>. Крестиками отмечено положение точек, для которых  $\lambda = \lambda(T_c)$ , вычисленному по теории при  $\nu = 1, 2, 3$ . Пользуясь формулой (5), можно оценить анизотропию эффективных масс. Оценки довольно грубы, т. к. небольшие неточности в измерениях температуры приводят к резким изменениям  $m_{\perp} / m_{\parallel}$ . Различные

$\nu$  и учет погрешностей приводят к разбросу  $m_{\perp}/m_{\parallel}$  между 30 и 70. Это неплохо согласуется с экспериментальным измерением этой величины<sup>9</sup>, давшим  $m_{\perp}/m_{\parallel} \sim 50$  и с измерениями анизотропии критического поля (см. <sup>8</sup> и ссылки в этой работе).

Обсудим, в какой мере можно применять указанные оценки. Коррелятор параметра порядка  $G^{-1}(k, q)$  вблизи точки перехода определяется уравнением

$$G^{-1}(k, q) \propto k^2 \xi_{\parallel}^2(0) + \gamma(1 - \cos qd) + \tau; \quad \tau = (T_c^{GL} - T)/T_c, \quad (7)$$

где  $k$  и  $q$  — компоненты импульса параллельные и перпендикулярные медным плоскостям,  $\gamma$  — безразмерная характеристика межплоскостных связей,  $\xi_{\parallel}(0)$  — длина когерентности в плоскости при  $T=0$ . Слабость связей между плоскостями означает, что  $\gamma \ll 1$ . При малых  $q$  можно осуществить разложение  $G^{-1}(k, q)$  по степеням  $q$ , что дает связь между  $d$  и  $\xi_{\perp}(0)$ :  $\gamma = 2d^2/\xi_{\perp}^2(0)$ . Используя для  $\xi_{\perp}(0)$  величину 2,1 Å, найденную в <sup>8</sup>, получим для  $\gamma$  оценку  $\gamma \sim 0,06$ . При таких значениях  $\tau$  происходит смена двумерного поведения трехмерным. Таким образом, найденная нами точка лежит в области кроссовера, а потому двумерный подход дает разумный результат. В области  $\gamma \ll \tau \ll 1$  сверхпроводимость имеет двумерный характер. В области  $(\frac{d}{4\xi_{\perp}(0)} Gi)^2 \ll \tau \ll \gamma$  связь между плоскостями существенна, но флуктуации слабы<sup>1)</sup>. Двумерные флуктуации при  $\tau \sim \gamma \sim 0,06$  уменьшают величину  $n_s$  примерно в 2 раза по сравнению с ее среднеполевым значением. Если принять  $Gi = 0,07$ , то область применимости трехмерной теории Гинзбурга — Ландау оказывается весьма узкой  $0,01 < \tau < 0,06$ .

Я благодарен Л.П.Горькову, Н.Б.Копнину и Г.В.Уймину за обсуждение.

#### Литература

1. Fisk Z., Thompson J.D., Zirngiebl E. et al. Preprint, 1987; Willis J.O., Fisk Z., Thompson J.D. et al. Preprint 1987; Brown S.E., Thompson J.D., Willis J.O. et al. Preprint, 1987.
2. Thompson J.R., Christen D.K., Secula S.T. et al. Phys. Rev., 1987, B36, 836.
3. Kosterlitz J.M., Thouless D. J. Phys., 1973, C6, 1181; Nelson D.R., Kosterlitz J.M. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 1201.
4. Grande V.B., Müller-Bushbaum H., Schwazer M. Z. Anorg. Allg. Chem., 1979, 8, 120; Jorgensen J.D., Schüt-tler H.-B., et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1024; Moss S.C., Forster K., Axe J.D. et al. Phys. Rev., 1987, B35, 7195.
5. Cava R.J., Battlogg B., Van Dover R.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1676; Cox D.E., Moodenbaugh A.R., Hurst J., Jones R.H. J. Phys. Chem. Solids, 1987; Capponi J.J., Chaillout C., Hewat A.W. et al. Europhys. Lett., 1987, 3, 1301. Hoidoo Lou, McMillan R.K., Axe J.D., Cox D.E. Preprint, 1987.
6. Kossler W.J., Kempton J.R., Yu X.H. et al. Phys. Rev., 1987, B35, 7133.
7. Harshman D.R., Aeppli G., Ansaldo E.J. et al. Phys. Rev., 1987, B36, 2386. Kossler W.J., Kempton J.R., Moodenbaugh A. et al. In Novel Superconductivity, Proceedings of the International Workshop on Novel Mechanisms of Superconductivity, Berkeley, 1987, ed. by S.A.Wolf and V.Z.Kresin. New York, Plenum, 1987.
8. Oh B., Char K., Kent A.D. et al. Preprint, Stanford, 1987.
9. Harshman D.R. Shneemeyer, in press.
10. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.

Институт теоретической физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
14 апреля 1988 г.

<sup>1)</sup> Величина, стоящая в левой части неравенства, равна трехмерному числу Гинзбурга (см. <sup>10</sup>).