

## СИММЕТРИЯ И АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ В СЛОИСТЫХ КУПРАТАХ: АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФОТОЭМИССИИ И ВЛИЯНИЮ ДЕФЕКТОВ НА КРИТИЧЕСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ

*А.В.Крашенинников, Л.А.Опёнов, В.Ф.Елесин*

*Московский государственный инженерно-физический институт  
115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 мая 1995 г.

На основе результатов экспериментальных исследований поверхности Ферми и сверхпроводящей щели  $\Delta$  в высокотемпературных сверхпроводниках методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением рассчитан параметр анизотропии  $\chi$ , входящий в формулу для зависимости критической температуры  $T_c$  от концентрации дефектов. Показано, что предположение об анизотропном  $s$ -спаривании позволяет согласовать сильную угловую зависимость  $\Delta$  в плоскости  $a - b$  с относительно слабой чувствительностью  $T_c$  к атомному разупорядочению. При этом  $\chi \approx 0,1$ , что на порядок меньше, чем при  $d$ -спаривании ( $\chi = 1$ ) и сильно анизотропном  $s$ -спаривании ( $\chi \ll 1$ ).

На современном этапе исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) одной из главных задач является определение симметрии сверхпроводящей щели  $\Delta(\mathbf{k})$  ( $\mathbf{k}$  - квазиимпульс) в плоскостях  $\text{CuO}_2$  (см., например, работы [1] и ссылки в них). Решение этой задачи могло бы существенно уменьшить число дискутируемых моделей сверхпроводимости ВТСП, которые можно условно разделить на две группы - с  $s$ - и  $d$ -симметрией  $\Delta(\mathbf{k})$ . Экспериментальные данные неоднозначны: имеются аргументы в пользу как  $s$ - [2], так и  $d$ - [3] симметрии. Единственное, что точно установлено [4], - это сильная анизотропия  $\Delta(\mathbf{k})$  в плоскости  $a - b$  (то есть в слоях  $\text{CuO}_2$ ), исключаяющая

возможность изотропного  $s$ -спаривания в ВТСП (здесь и ниже речь идет о ВТСП с дырочным типом допирования, то есть  $p$ -типа).

Решению вопроса о симметрии  $\Delta(\mathbf{k})$  во многом может способствовать сопоставление экспериментальных данных и результатов теоретического расчета ряда характеристик (глубины проникновения, скорости релаксации ядерного спина и т. д.) в сверхпроводниках с различным типом спаривания. В настоящей работе мы акцентируем внимание на зависимости критической температуры  $T_c$  от концентрации дефектов  $n_{im}$ , или, что то же самое, от скорости релаксации импульса носителей  $1/\tau \sim n_{im}$ . Известно, что в сверхпроводниках с изотропным  $s$ -спариванием  $T_c$  не зависит от  $1/\tau$  при  $1/\tau < E_F$  (теорема Андерсона [5]), где  $E_F$  – энергия Ферми (здесь и ниже мы полагаем  $\hbar = k_B = 1$ ). В сверхпроводниках с  $d$ -спариванием  $T_c$  быстро уменьшается с ростом  $1/\tau$  и обращается в нуль при  $1/\tau_c \approx T_{c0}$ , где  $T_{c0}$  – величина  $T_c$  в "чистом" образце, что для  $T_{c0} \approx 100$  К соответствует критическому значению остаточного удельного сопротивления  $\rho_0 \approx 50$  мкОм·см [6]. Но хорошо известно, что  $T_c$  в ВТСП очень слабо чувствительна к качеству образцов и практически одинакова в пленках, монокристаллах и керамиках с  $\rho_0 = (0 \div 50)$  мкОм·см. Кроме того, при контролируемом изменении  $n_{im}$  (например, за счет радиационного воздействия [7])  $T_c$  уменьшается гораздо медленнее, чем предсказывает теория для  $d$ -спаривания, хотя  $T_c$  и не остается неизменной, как при изотропном  $s$ -спаривании.

Альтернативой является анизотропное  $s$ -спаривание. Как показано в [8], в общем случае зависимость  $T_c$  от  $1/\tau$  определяется формулой

$$\ln \left( \frac{T_{c0}}{T_c} \right) = \chi \left[ \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi\tau T_c} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\psi(z)$  – дигамма-функция, а значение величины  $\chi$  обусловлено симметрией и степенью анизотропии  $\Delta(\mathbf{k})$ :

$$\chi = 1 - \frac{\langle \Delta(\mathbf{k}) \rangle^2}{\langle \Delta^2(\mathbf{k}) \rangle}, \quad \langle \dots \rangle = \frac{\oint(\dots) \frac{d\mathbf{l}}{v(\mathbf{n})}}{\oint \frac{d\mathbf{l}}{v(\mathbf{n})}}. \quad (2)$$

Усреднение в (2) проводится по контуру Ферми (мы рассматриваем двумерный случай);  $v(\mathbf{n})$  – модуль скорости Ферми;  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ .

При слабом разупорядочении ( $1/\tau \ll 4\pi T_{c0}$ ) зависимость  $T_c$  от  $1/\tau$  имеет вид

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = 1 - \frac{\pi}{8} \frac{\chi}{\tau T_{c0}}. \quad (3)$$

В частных случаях изотропного  $s$ -спаривания ( $\Delta(\mathbf{k}) = \text{const}$ ) и  $d$ -спаривания ( $\langle \Delta(\mathbf{k}) \rangle = 0$ ) из (2) имеем  $\chi = 0$  (то есть  $T_c = \text{const}$ ) и  $\chi = 1$ , соответственно. При анизотропном  $s$ -спаривании  $0 < \chi < 1$ , причем  $\chi$  тем больше, чем сильнее анизотропия  $\Delta(\mathbf{k})$ . Поэтому в дальнейшем мы будем называть  $\chi$  параметром анизотропии сверхпроводящей щели.

Фотоэмиссия с угловым разрешением [4], хотя и не в состоянии определить знак  $\Delta(\mathbf{k})$ , свидетельствует о сильной анизотропии модуля  $\Delta(\mathbf{k})$  в плоскости  $a - b$ . Таким образом, не зависимо от того, меняет ли  $\Delta(\mathbf{k})$  знак на поверхности Ферми или не меняет (то есть не зависимо от того, имеет ли  $\Delta(\mathbf{k})$   $d$ - или анизотропную  $s$ -симметрию), можно ожидать, что  $\chi \approx 1$  ( $\chi = 1$

для  $d$ -спаривания и  $\chi \lesssim 1$  для сильно анизотропного  $s$ -спаривания). Но если  $\chi \approx 1$ , то, как следует из (3), скорость уменьшения  $T_c$  в сверхпроводнике с анизотропным  $s$ -спариванием практически такая же, как в сверхпроводнике с  $d$ -спариванием (различие заключается в том, что при  $\chi = 1$  величина  $T_c$  обращается в нуль при  $1/\tau_c \approx T_{c0}$ , тогда как  $T_c$  при  $\chi \lesssim 1$  монотонно уменьшается с ростом  $1/\tau > 4\pi T_c$  [8]). При этом сравнительно небольшая концентрация дефектов (соответствующая  $\rho_0 \approx 50$  мкОм·см [6]) должна приводить к уменьшению  $T_c$  в несколько раз, что, как отмечено выше, не соответствует экспериментальной ситуации в ВТСП. Но тогда получается, что ни изотропная  $s$ -, ни анизотропная  $s$ -, ни  $d$ -симметрия не согласуются с экспериментом!

Чтобы разрешить это противоречие, мы провели расчеты параметра анизотропии  $\chi$ , основываясь не на простых модельных соображениях, а на результатах исследования поверхности Ферми [4,9] и  $\Delta(\mathbf{k})$  [4,10-12] в ВТСП методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением. Как будет показано ниже,  $\chi \approx 0,1$  – несмотря на сильную угловую зависимость  $\Delta(\mathbf{k})$ , что позволяет согласовать сильную угловую зависимость  $\Delta$  в плоскости  $a-b$  с относительно слабой чувствительностью  $T_c$  к атомному разупорядочению.

Согласно [4,9], для описания антисвязывающей  $d_{p\sigma}$ -зоны (пересекающей уровень Ферми в допированных дырками ВТСП) может быть использована двумерная модель с законом дисперсии

$$\epsilon(\mathbf{k}) = -2t[\cos(k_x a) + \cos(k_y a)] + 4t' \cos(k_x a) \cos(k_y a), \quad (4)$$

где матричные элементы  $t$  и  $t'$  перескока между ближайшими и следующими за ближайшими узлами подобраны так, чтобы расчетная поверхность Ферми совпадала с экспериментальной (далее нам понадобится только отношение  $t'/t = 0,45$  [9]). Зависимость  $\epsilon(\mathbf{k})$  изображена на рис.1. Подчеркнем, что она качественно согласуется с законом дисперсии, полученным в рамках более сложной модели синглетнокоррелированного движения кислородных дырок в плоскостях  $\text{CuO}_2$  [13].

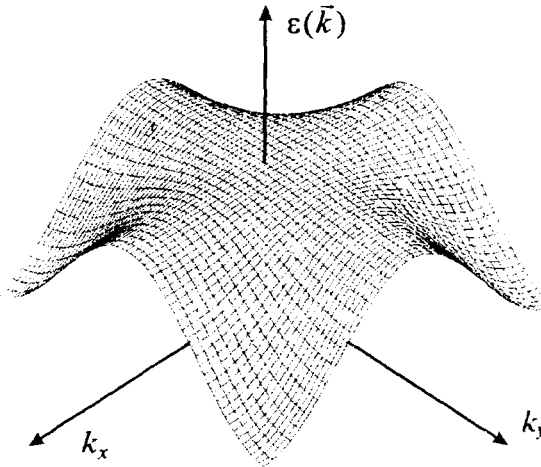


Рис.1. Зависимость  $\epsilon(\mathbf{k})$ , рассчитанная по формуле (4)

Для зависимости  $\Delta$  от  $\mathbf{k}$  мы использовали выражение

$$\Delta(\varphi) = \gamma_1 \cos(2\varphi) + i\gamma_2 \cos(\varphi + \varphi_0), \quad (5)$$

предложенное в [10] на основании измерения  $|\Delta(\varphi)|$  в симметричных точках зоны Бриллюэна монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Здесь  $\varphi$  – угол между  $k$  и направлением  $\Gamma - M$  (связь  $\text{Cu}-\text{O}$  в реальном пространстве). Как показано в [10], для большинства образцов

$$\gamma_1 = 13,1 \text{ мэВ}, \quad \gamma_2 = 6,09 \text{ мэВ}, \quad \varphi_0 = 118,0^\circ. \quad (6)$$

Подчеркнем, что формула (5) является подгоночной для модуля  $|\Delta(\varphi)|$ , поэтому присутствие в ней членов с  $d_{x^2-y^2}$ -симметрией (первое слагаемое) и  $d_{xz} + d_{yz}$ -симметрией (второе слагаемое) нельзя считать свидетельством  $d$ -симметрии  $\Delta(k)$ . На равных основаниях сверхпроводящую щель в виде (5) можно рассматривать и как проявление анизотропного  $s$ -спаривания, если считать  $\Delta(k)$  равной модулю выражения (5), что не противоречит эксперименту. Мы рассчитали величину  $\chi$ , используя (5) и полагая  $\Delta(k) = |\Delta(\varphi)|$  в (2). При этом  $v(n) = [(\partial\epsilon(k)/\partial k_x)^2 + (\partial\epsilon(k)/\partial k_y)^2]^{1/2}$ , где  $\epsilon(k)$  определяется формулой (4), а двумерная поверхность Ферми задается уравнением  $\epsilon(k) = E_F$ , где  $E_F$  находится из условия на полное число дырок  $n_h$  (в расчете на атом меди).

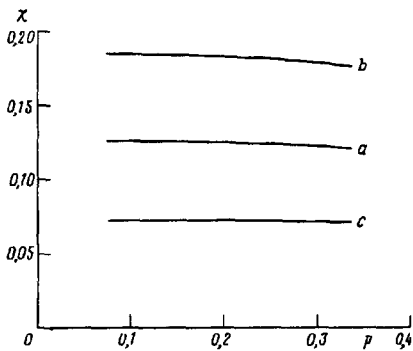


Рис.2. Зависимости параметра анизотропии  $\chi$  от числа  $p$  избыточных дырок (в расчете на атом меди) для анизотропного  $s$ -спаривания и различных значений  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\varphi_0$  (a – см. (6), b – (7), c – (8)) в аппроксимационной формуле  $\Delta(k) = |\gamma_1 \cos(2\varphi) + i\gamma_2 \cos(\varphi + \varphi_0)|$

На рис.2 приведена зависимость  $\chi$  от концентрации *избыточных* дырок  $p = n_h - 1$  ( $p = 0$  в недопированном диэлектрическом состоянии;  $p = 0,1 \div 0,3$  соответствует "сверхпроводящему участку" фазовой диаграммы  $p - T$  [1]). На этом же рисунке изображены кривые  $\chi(p)$  для двух отличных от (6) наборов значений  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\varphi_0$  в (5):

$$\gamma_1 = 19,8 \text{ мэВ}, \quad \gamma_2 = 2,82 \text{ мэВ}, \quad \varphi_0 = 0,0^\circ, \quad (7)$$

$$\gamma_1 = 12,6 \text{ мэВ}, \quad \gamma_2 = 16,1 \text{ мэВ}, \quad \varphi_0 = 15,3^\circ. \quad (8)$$

Набор (7) предложен в [10] для описания данных работы [12], а набор (8) найден в [10] для небольшой части образцов (отметим, что наличие в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  двух различных типов зависимости  $\Delta(k)$  отмечено также в [11]).

Как видно из рис.2, величина  $\chi$  для всех рассмотренных наборов значений  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\varphi_0$  оказывается на порядок меньше ( $\approx 0,1$ ), чем можно было бы ожидать на основании сильной угловой зависимости  $\Delta$  (такой же результат мы получили и для других значений  $t'/t = 0 \div 0,4$ ). Интересно, что  $\chi$  очень слабо зависит от уровня допирования во всем диапазоне  $p = 0,1 \div 0,3$ ,

слегка уменьшаясь с ростом  $p$ . Малая величина  $\chi$  позволяет понять относительно слабую чувствительность  $T_c$  ВТСП к дефектам. Действительно, учитывая взаимосвязь между  $1/\tau$  и  $\rho_0$  (подробнее см. [6]), при  $\chi \approx 0,1$  получим  $dT_c/d\rho_0 \approx -0,1 \text{ К/мкОм}\cdot\text{см}$ . Таким образом, для типичных значений  $\rho_0 \leq 50 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$  имеем  $T_{c0} - T_c \leq 5 \text{ К}$ , что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой (и обусловленной незначительным изменением состава и/или наличием небольшого количества дефектов) вариацией  $T_c$  от образца к образцу. Отметим, что при контролируемом изменении концентрации дефектов в монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  путем электронного облучения [14] было получено  $dT_c/d\rho_0 \approx -0,3 \text{ К/мкОм}\cdot\text{см}$ . В терминах параметра анизотропии это соответствует  $\chi \approx 0,3$ , что близко (хотя и несколько больше) к величине  $\chi$ , рассчитанной нами для  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

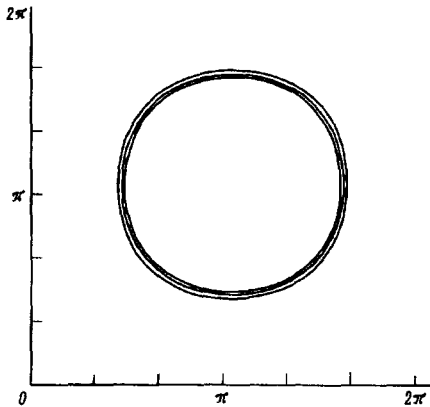


Рис.3. Двумерные поверхности Ферми для концентраций избыточных дырок  $p = 0,1$  (внутренняя кривая),  $0,2$  (средняя) и  $0,3$  (внешняя), полученные путем сечения поверхности  $\epsilon(\mathbf{k})$  (см. рис.1) плоскостями  $\epsilon = E_F$  ( $E_F$  зависит от  $p$ )

В заключение кратко остановимся на физической причине малой величины  $\chi$ , что на первый взгляд кажется противоречащим сильной угловой зависимости  $\Delta(\mathbf{k})$  в плоскости  $\text{CuO}_2$  (5). Дело в том, что степень анизотропии  $\Delta(\mathbf{k})$  обусловлена не только характером зависимости  $\Delta$  от  $\mathbf{k}$ , но и конкретным видом поверхности Ферми. Например, для закона дисперсии  $\epsilon(\mathbf{k}) = -2t[\cos(k_x a) + \cos(k_y a)]$  анизотропная (в  $\mathbf{k}$ -пространстве)  $s$ -волна  $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta_0[\cos(k_x a) + \cos(k_y a)]$  эквивалентна изотропной  $s$ -волне, поскольку  $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta_0 = \text{const}$  на поверхности Ферми (и мы имеем  $\chi = 0$  со всеми вытекающими отсюда последствиями). Таким образом, найденная нами малая величина  $\chi$  есть следствие незначительного изменения  $\Delta(\mathbf{k})$  на поверхности Ферми, описываемой законом дисперсии (4). Что касается слабой зависимости  $\chi$  от  $p$ , она связана со слабым влиянием допирования на форму и площадь поверхности Ферми при  $p = 0, 1 \div 0, 3$  (см. рис.3).

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта №94031 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость". Работа поддержана также грантом М67300 Международного научного фонда и правительства России.

1. В.Ф.Елесин, А.В.Крашенинников, Л.А.Опёнов, ЖЭТФ **106**, 1459 (1994); ЖЭТФ, **107**, 2092 (1995).
2. P.Chaudhari and S.-Y.Lin, Phys. Rev. Lett. **72**, 1084 (1994).
3. J.R.Kirtley, C.C.Tsui, J.Z.Sum et al., Nature **373**, 225 (1995).

4. Z.-X. Shen, W.E. Spicer, D.M. King et al., *Science* **267**, 343 (1995).
5. P.W. Anderson, *J. Phys. Chem. Solids* **11**, 26 (1959).
6. R.J. Radtke, K. Levin, H.-B. Schüttler, and M.R. Norman, *Phys. Rev. B* **48**, 653 (1993).
7. В.Ф. Елесин, И.А. Руднев, *СФХТ* **4**, 2055 (1991).
8. A.A. Abrikosov, *Physica C* **214**, 107 (1993).
9. J. Yu and A.J. Freeman, *J. Phys. Chem. Solids* **52**, 1351 (1991).
10. R.J. Kelley, J. Ma, C. Quitmann et al., *Phys. Rev. B* **50**, 590 (1994).
11. H. Ding, J.C. Campuzano, K. Gofron et al., *Phys. Rev. B* **50**, 1333 (1994).
12. Z.-X. Shen, D.S. Dessau, B.O. Wells et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1553 (1993).
13. М.В. Еремин, С.Г. Соловьянов, С.В. Варламов и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 118 (1994).
14. J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg, M.A. Kirk, and S. Ockers, *Phys. Rev. B* **50**, 15967 (1994).

## THREE NONDISSIPATIVE FORCES ON A MOVING VORTEX LINE IN SUPERFLUIDS AND SUPERCONDUCTORS

*G.E. Volovik*

*Low Temperature Laboratory Helsinki University of Technology  
02150 Espoo, Finland*

*L.D. Landau Institute for Theoretical Physics,  
117940 Moscow, Russia*

Submitted 29 May 1995

In the hydrodynamic limit the nondissipative force  $F_{nd}$ , which acts on the vortex in superconductors and Fermi superfluids, contains three different contributions of the topological origin. These are (i) the Magnus force, (ii) the Lördanskii force, which origin is analogous to the Aharonov-Bohm effect for the spinning cosmic strings, and (iii) the force resulting from the spectral flow of fermion zero modes in the vortex core, which leads to the production of the momentum of quasiparticles when the vortex moves with respect to the normal component. The latter force leads to the anomaly in the thermodynamics of the moving vortices, and the possible relation of this anomaly to the Unruh effect is discussed.

### 1. General expression for the nondissipative forces

Recent developments in high- $T_c$  superconductivity and in the physics of superfluid  $^3\text{He}$  have renewed interest in the dynamics of vortices in these pair-correlated Fermi systems [1–5]. Theoretical investigation of the vortex dynamics was started 3 decades ago (see classic papers [6–9]). In the linear regime this dynamics was finally calculated by Kopnin and coauthors [10, 1, 11]. However the correct interpretation of the nondissipative forces acting on the moving vortex line of the nondissipative forces was missing.

Here we consider the hydrodynamical limit case  $\omega_0\tau \ll 1$ , where  $\omega_0$  is the distance between the levels of the fermions localized within the vortex core [12] and  $\tau$  the lifetime of the fermions on these levels. In this case the dissipative