

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КВАЗИОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЕ СЛАБО СВЯЗАННЫХ ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ

*В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов*

Изучена зависимость температуры фазового перехода  $T_K$  в квазиодномерной системе от величины поперечного кинетического зацепления  $\omega$ , характеризующего легкость туннелирования электронов с нити на нить. С учетом одномерных флуктуационных эффектов (проведенном во втором порядке метода ренормгрупп) показано, что  $T_K$  может иметь максимум в области малых  $\omega$ .

Известно, что в одномерных системах и в системе слабо связанных одномерных нитей необходим одновременный учет куперовской и пайерлсовской неустойчивостей [1, 2], флуктуационных эффектов и особой роли коллективных возбуждений [3]. Ниже, методом, предложенным в [4], изучена зависимость  $T_K$  от  $\omega$  с учетом всех этих факторов в широком интервале значений  $\omega$ .

Пусть одномерные нити упакованы в плоскую решетку с периодом  $a$ . В пренебрежении туннелированием между нитями электронный спектр плоский. Учет переходов между нитями приводит к гофрировке ферми-поверхности:

$$\epsilon(p) - \epsilon_F = v_F (|p_{\parallel}| - p_F) + \omega(p_{\perp}). \quad (1)$$

Здесь:  $p_{||}$  — проекция импульса электрона вдоль нити;  $v_F$  и  $p_F$  — скорость и импульс Ферми в этом направлении, слабо зависящие от  $p_{\perp}$  при  $\omega/\epsilon_F \ll 1$ . Возможны два качественно различных случая. В случае  $A$  явно сохраняется вырожденная форма электронного спектра, присущая одномерной системе:

$$\epsilon(p) - \epsilon_F = - [\epsilon(p - q_0) - \epsilon_F].$$

Это обуславливает аномальное рассеяние в канале электрон-дырка, характеризуемом импульсом  $q_0$ , и приводит к возникновению логарифмических особенностей. Например, если положить

$$w(p_{\perp}) = -2w \left[ \cos\left(\frac{a p_x}{\hbar}\right) + \cos\left(\frac{a p_y}{\hbar}\right) \right]$$

(здесь  $q_0 = 2p_F$ ,  $\pi\hbar/a$ ,  $\pi\hbar/a$ ), то соответствующие особенности отвечают антипайерлсовской неустойчивости. Назовем случаем  $B$ , если (2) не выполняется.

Здесь существенно взаимодействие электронов, относящихся к различным ферми-поверхностям, полная вершинная часть которого записывается в виде

$$\Gamma(b+c \rightarrow b+c) = -\frac{1}{2} \left[ \gamma_1 g_1 \sigma_b^z \sigma_c^z + \gamma_2 g_2 I_b I_c \right] - \gamma_4 g_4 [\sigma_b^+ \sigma_c^- + \sigma_b^- \sigma_c^+], \quad (3)$$

где буквами  $b$  и  $c$  обозначаются электроны, находящиеся у поверхностей Ферми  $\pm p_F$ ;  $\sigma^z$  и  $\sigma^{\pm} = \sigma^x \pm i\sigma^y$  — матрицы Паули и  $I$  — единичная матрица, действующие в пространстве спинов электронов  $b$  и  $c$ . Амплитуды  $\gamma_1 g_1$  и  $\gamma_2 g_2$  описывают процессы взаимодействия с малым переданным импульсом, причем  $\gamma_1 g_1$  отвечает антисимметричной по спиnam части этого рассеяния, а  $\gamma_2 g_2$  — симметричной;  $\gamma_4 g_4$  соответствует процессам с передачей большого продольного импульса  $\approx 2p_F$ . В (3) выделены вершинная функция  $\gamma_i$  и "заряд"  $g_i$ . Модель, изученная в [5], отвечает следующему выбору зарядов  $\{g_i\}$ :  $g_1' = g_1 = g_4$ ;  $g_2 = g_1' - 2g_2'$ . Затравочные константы связи  $g_i^0$ , считающиеся малыми, определены при энергии "обрезания"  $\omega_D$ .

Исследование термодинамических неустойчивостей системы сводится к изучению вершинных функций, качественно правильное поведение которых в одномерном случае получается с помощью метода ренорм-групп [5, 6]. Инвариантные "заряды"  $g_i$  удовлетворяют дифференциальным уравнениям Ли, а функция Гелл-Манна и Лоу  $\Psi\{g_i\}$  в квази-одномерном случае может быть аппроксимирована следующим образом<sup>1)</sup>. При  $T \gg \omega$  она совпадает с соответствующим выражением для  $\Psi\{g_i\}$ ,

<sup>1)</sup> Строгое обоснование требует привлечения идей о скейлинге по параметру [7].

полученным для одномерной системы в третьем порядке по  $g_i$  [5]. В области  $T \ll \omega$  в разложении  $\Psi\{g_i\}$  по  $g_i$  мы ограничимся вторым порядком, что в смысле феноменологической теории фазовых переходов отвечает приближению молекулярного поля. В этой области вершинные функции и инвариантные "заряды" ведут себя одинаковым образом. Итак, будем иметь следующие уравнения (случай B)<sup>1)</sup>: при  $x \equiv T/\omega_D > y \equiv \omega/\omega_D$

$$x \frac{d}{dx} g_1 = 2g_4^2(1 + g_1); \quad x \frac{d}{dx} g_4 = g_1 g_4(2 + g_1) + g_4^3; \quad x \frac{d}{dx} g_2 = 0 \quad (4)$$

при  $x > y$ :

$$x \frac{d}{dx} g_1 = g_4^2 - g_1 g_2; \quad x \frac{d}{dx} g_2 = -\frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2) - g_4^2; \quad x \frac{d}{dx} g_4 = g_1 g_4 - g_2 g_4 \quad (5)$$

С начальными условиями для (4):  $g_i(x=1) = g_i^0$ . Зависимость  $g_i$  от  $y$  имеет место только при  $x < y$  благодаря условию сшивания решений системы (4) и (5).

Система (5) легко интегрируется; получаем<sup>2)</sup>:

$$g_1(x, y) + g_2(x, y) = \frac{g_1(y) + g_2(y)}{1 + \frac{1}{2}(g_1(y) + g_2(y)) \ln \frac{x}{y}} \quad (6)$$

$$g_1(x, y) - g_2(x, y) \pm 2g_4(x, y) = \frac{g_1(y) - g_2(y) \pm 2g_4(y)}{1 - \frac{1}{2}(g_1(y) - g_2(y) \pm 2g_4(y)) \ln \frac{x}{y}} \quad (7)$$

Три полюсные особенности отвечают трем возможным реализациям ODLRO в системе: спаривание электронов в триплетном состоянии с проекцией полного спина, равной  $\pm 1$  и нулю и в синглетном состоянии. Соответствующие критические температуры с точностью до предэкспоненциального множителя равны

$$T_K^{S=1; S_z=1} = w \exp \left[ -\frac{2}{g_1(y) + g_2(y)} \right];$$

$$T_K^{S=0,1; S_z=0} = w \exp \left[ -\frac{2}{g_2(y) \pm 2g_4(y) - g_1(y)} \right]. \quad (8)$$

<sup>1)</sup> Здесь введены безразмерные "заряды" путем умножения исходных  $g_i$  на  $\frac{1}{4}\rho$ , где  $\rho = 2/\pi\hbar v_F a^2$  — плотность состояний на поверхности Ферми.

<sup>2)</sup> Тот факт, что в (6) — (8) и (10) фигурируют  $g_i(y)$ , а не  $g_i^0$ , по-видимому, соответствует идее о движущихся полюсах [2]. Формулы (4) дают конкретный рецепт отыскания положения движущегося полюса.

Решение системы (4) в явном виде записать не удастся, укажем лишь на следующие свойства этих решений:  $g_1(x)$ ,  $g_4(x) \rightarrow -1$  при  $g_1^0 < |g_4^0|$  в пределе  $x \rightarrow 0$  и  $g_4(x) \rightarrow 0$ ,  $g_1(x) \rightarrow \frac{C}{2} + \sqrt{\frac{C^2}{4} + C}$  при  $g_1^0 \geq |g_4^0|$  в пределе  $x \rightarrow 0$ . Здесь  $C = ((g_1^0)^2 - (g_4^0)^2)(1 + g_1^0)^{-1} = (g_1^2(x) - g_4^2(x)) \times (1 + g_1(x))^{-1}$  — первый интеграл движения системы (4).

В случае А при  $x > y$  сохраняется (4); в области  $x < y$  с учетом антипайерлсовской неустойчивости будем иметь

$$x \frac{d}{dx} g_1 = 2g_4^2; \quad x \frac{d}{dx} g_2 = 0; \quad x \frac{d}{dx} g_4 = 2g_1g_4 \quad (9)$$

Полюсная особенность в решении возникает при  $g_1^0 < |g_4^0|$  и соответствует одновременной неустойчивости относительно антипайерлсовского удвоения и куперовского спаривания. Для  $T_K$  имеем:

$$T_K(w) = w \exp \{ (g_4^2(y) - g_1^2(y))^{-1/2} \arccosh(2g_1(y)[g_4^2(y) - g_1^2(y)]^{-1/2}) \}. \quad (10)$$

Таким образом температура перехода оказывается зависящей от параметра трехмерности и от величины и характера взаимодействия. Мы проанализируем эту зависимость для двух механизмов взаимодействия: фононного и "литтловского". В случае, когда взаимодействие обусловлено обменом фононами с передачей большого ( $\approx 2p_F$ ) продольного импульса,  $g_1^0 = g_2^0 = g_4^0 = -\nu$  и ограничены частотами порядка дебаевской частоты  $\omega_D$ . Литтловский механизм предполагает, что  $g_1^0 = -g_2^0 = g_4^0 = -\lambda$  [1, 5], а энергия обрезания  $\bar{\omega}$  порядка  $\epsilon_F$ .

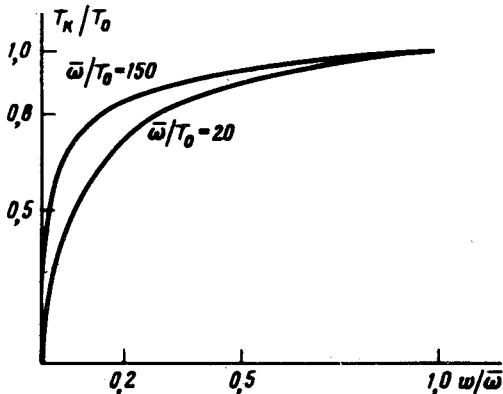


Рис. 1. Зависимость  $T_K$  от  $w$  в случае А для литтловского механизма взаимодействия

Для литтловского механизма  $T_K$  в интервале  $0 < w < \bar{\omega}$  монотонно возрастает от нуля до  $T_0 = \bar{\omega} \exp(-\frac{1}{2}\lambda)$ , значения критической температуры, получаемой в паркетном приближении для одномерной системы [1]. В случае А она представлена на рис. 1 и описывается уравнением (здесь  $\Delta = T_0(\lambda/(1-\lambda))^{1/2}$ ):

$$1 + \left(\frac{T_K}{\Delta}\right)^2 + \ln\left(\frac{T_K}{w}\right)^2 = 0. \quad (11)$$

Для фононного механизма в случае *A* зависимость  $T_K(w)$  описывается (11) с заменой  $\lambda \rightarrow \nu$ . В случае *B* функция  $T_K(w)$  изображена на рис. 2.

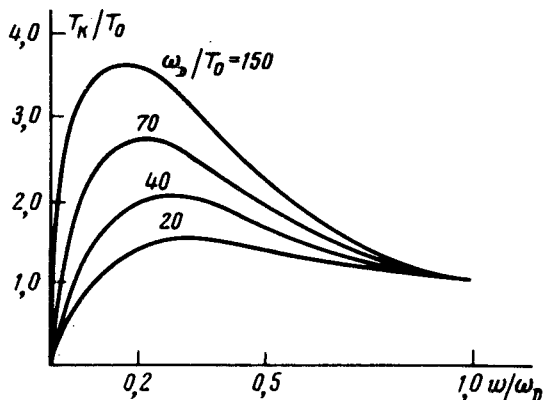


Рис. 2. Зависимость  $T_K$  от  $w$  в случае *B* для фононного механизма взаимодействия

Она имеет максимум при  $w = w_m < \omega_D$ , причем  $T_m \equiv T_K(w_m) > T_0 \equiv T_K(\omega_D)$ . Используя (4) и (8), для  $w_m$  и  $T_m$  можно получить следующую систему уравнений:

$$T_m = w_m \exp\left(\frac{2}{\nu - 3\nu_m}\right), \quad (12)$$

$$(3\nu_m - \nu)^2 = 12\nu^2(1 - \nu_m); \quad w_m = T_0 \left(\frac{\nu}{\nu_m} \frac{1 - \nu_m}{1 - \nu}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{1}{2\nu_m} + \frac{1}{2\nu}\right),$$

где  $T_0 = \omega_D \exp(-1/\nu)$  соответствует температуре перехода для сильно анизотропного сверхпроводника и из решений (12) выбирается такое, чтобы  $\nu_m > \nu$ .

Увеличение  $T_K$  связано с тем, что в такого рода системах имеет место дополнительная перенормировка констант связи, обусловленная наличием особенностей пайерлсовского типа в области температур  $w < T < \omega_D$ <sup>1)</sup> эффективно увеличивающие константы взаимодействия, а тем самым и  $T_K$ . При  $w < w_m$  в области температур  $w \leq T \leq w_m$  существенными оказываются и продольные флуктуации плотности, ограничивающие дальнейшее нарастание констант связи, что и приводит к уменьшению  $T_K$  при  $w < w_m$ .

Настоящее приближение ограничено значениями  $w > \Delta$  (см. (11)). При  $w \leq \Delta$  все  $g_i$  становятся  $\approx 1$  и уравнений (4), (5) и (9) уже недостаточно. Заметим, что максимум на рис. 2 находится в области применимости теории. Возможно, что при  $w \ll \Delta$  разумным приближением является метод среднего поля по  $w$  в духе [3, 8].

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 ноября 1976 г.

<sup>1)</sup> Такого рода перенормировки, ответственные, например, за смягчение фононной моды, возникают и в области  $T > \omega_D$ . Здесь предполагается, что они включены в  $\nu$ . Последовательный учет таких перенормировок можно провести в рамках двухпредельной техники (см., например, [6]).

## Литература

- [ 1 ] Ю.А.Бычков, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 50, 738, 1966.
  - [ 2 ] Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 67, 397, 1974.
  - [ 3 ] К.Б.Ефетов, А.И.Ларкин. ЖЭТФ , 66, 2240, 1974.
  - [ 4 ] В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 71, 2252, 1976.
  - [ 5 ] N.Menyhárd, J.Sólyom . J. Low Temp. Physics, 12, 529, 1973.
  - [ 6 ] G.S.Grest, E.Abrahams, S.-T.Chui, P.A.Lee, A.Zawadowski. Phys. Rev., 14B, 1225, 1976.
  - [ 7 ] Yu.A.Firsov, V.N.Prigodin. J. Low Temp. Physics (в печати).
  - [ 8 ] H.Gutfreund, R.A.Klemm. Phys. Rev., 14B, 1086, 1976.
-