

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ПРОСТОЙ МОДЕЛИ ПСЕВДОЩЕЛЕВОГО СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ

М.В.Садовский¹⁾

Институт электрофизики Уральского отделения РАН
620049 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 17 февраля 1999 г.

Проведены расчеты оптической проводимости в простой модели электронного спектра двумерной системы с "горячими участками" на поверхности Ферми, приводящей к существенной перестройке спектральной плотности (псевдощели) на этих участках. Показано, что в данной модели удается качественно воспроизвести основные особенности оптических измерений в псевдощелевом состоянии ВТСП купратов.

PACS: 74.20.Mn, 74.25.-q, 74.72.-h

Среди целого ряда аномалий нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) особый интерес вызывает наблюдение псевдощели в их электронном спектре в области концентраций носителей тока меньше оптимальных [1, 2]. Наиболее яркие свидетельства в пользу этого необычного состояния получены в экспериментах по фотоэмиссии с угловым разрешением [3, 4], которые показали наличие существенно анизотропных изменений в спектральной плотности носителей тока. В частности, в этих экспериментах максимальное значение псевдощели наблюдалось вблизи точки $(\pi, 0)$ в зоне Бриллюэна, тогда как в направлении диагонали зоны псевдощель вообще отсутствовала. Соответственно, в окрестности точки $(\pi, 0)$ происходит разрушение поверхности Ферми, тогда как в окрестности диагонали она сохраняется. В этом смысле говорится о симметрии псевдощели "*d*-типа", совпадающей с симметрией сверхпроводящей щели в этих системах. Эти аномалии существуют вплоть до температуры $T \simeq T^*$, значительно превышающей температуру сверхпроводящего перехода T_c .

Псевдощель проявляется также в аномалиях оптической проводимости целого ряда ВТСП систем [5–9]. Эти аномалии сводятся, в основном, к существованию аномально узкого друдевского пика (падения частоты рассеяния) в области малых частот и слабого поглощения через псевдощель в области более высоких частот.

Существует целый ряд теоретических подходов, пытающихся дать объяснение псевдощелевым аномалиям. В данной работе мы принимаем идеологию, основанную на предположении об определяющей роли флуктуаций антиферромагнитного ближнего порядка (модель "горячих точек") [10, 11]. В этой модели удается получить "почти" точное решение задачи об электронном спектре, основанное на суммировании всего ряда фейнмановских диаграмм, описывающих взаимодействие носителей тока с антиферромагнитными флуктуациями [10–12], на основе двумерного обобщения ранее предложенной одномерной модели [13–17].

Поскольку расчеты в модели горячих точек сопряжены с серьезными вычислительными трудностями, связанными с использованием "реалистического" спектра

¹⁾ e-mail: sadovski@ief.uran.ru

носителей тока, мы примем здесь сильно упрощенную модель псевдощелевого состояния, рассмотренную в работе [18], фактически весьма близкую к модели горячих точек. Следуя [18], предположим, что поверхность Ферми двумерной электронной системы имеет вид, представленный на рис. 1. Аналогичный вид поверхности Ферми предполагался в работе [19], где было отмечено, что он весьма близок к наблюдавшемуся в работах [20, 21] для ряда ВТСП систем. Флуктуации ближнего порядка будем считать статическими и гауссовскими, определив их корреляционную функцию в следующем виде [12, 18]:

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\xi^{-1}}{(q_x - Q_x)^2 + \xi^{-2}} \delta(q_y) + \frac{\xi^{-1}}{(q_y - Q_y)^2 + \xi^{-2}} \delta(q_x) \right\}, \quad (1)$$

где $Q_x = Q_y = \pm 2p_F$. Будем считать, что с этими флуктуациями взаимодействуют только электроны с показанных на рис.1 "горячих" (плоских) участков поверхности Ферми. Эффективное взаимодействие этих электронов с флуктуациями будем описывать величиной $(2\pi)^2 \Delta^2 S(\mathbf{q})$, где параметр Δ размерности энергии определяет энергетический масштаб (ширину) псевдощели. Таким образом, мы предполагаем, что рассеяние на флуктуациях носит фактически одномерный характер. Выбор вектора рассеяния $\mathbf{Q} = (2p_F, 2p_F)$ подразумевает картину несоизмеримых флуктуаций. Вариант соизмеримого рассеяния $\mathbf{Q} = (\pi/a, \pi/a)$ (где a – постоянная решетки) также может быть рассмотрен.

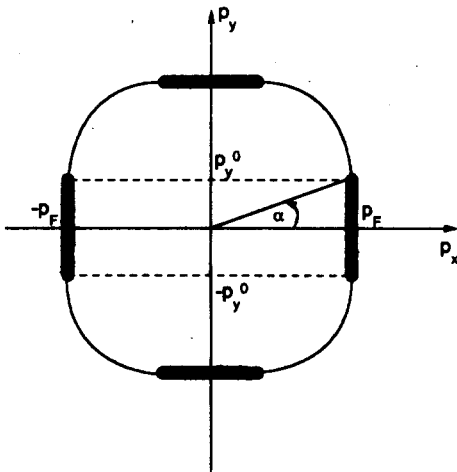


Рис.1. Поверхность Ферми двумерной системы. "Горячие" участки показаны жирными линиями, ширина которых $\sim \xi^{-1}$

На "холодных" участках предположим существование слабого статического рассеяния произвольной природы, частоту которого будем описывать феноменологическим параметром γ , считая, что всегда $\gamma \ll \Delta$, так что на горячих участках этим рассеянием можно просто пренебречь. Соответственно, на холодных участках электронный спектр описывается обычными выражениями для функций Грина в системе со слабым рассеянием (ферми-жидкость). В пределе $\xi \rightarrow \infty$ такая модель допускает точное решение методами, предложенными в работах [13, 14], а при конечных ξ – "почти" точное решение (см. [10–12]) методами работ [15–17].

Ниже мы сначала рассмотрим максимально упрощенный случай $\xi \rightarrow \infty$, когда эффективное взаимодействие с флуктуациями (1) приобретает простейший вид

$$(2\pi)^2 \Delta^2 \{ \delta(q_x \pm 2p_F) \delta(q_y) + \delta(q_y \pm 2p_F) \delta(q_x) \}. \quad (2)$$

В этом случае удается легко просуммировать весь ряд теории возмущений для электрона, рассеивающегося на таких флуктуациях методом работ [13, 14], как для одноэлектронной, так и для двухэлектронной функции Грина. В частности, в случае неизомерных флуктуаций ближнего порядка одноэлектронная функция Грина имеет вид

$$G(\epsilon, \mathbf{p}) = \int_0^\infty d\zeta e^{-\zeta} \frac{\epsilon + \xi_p}{\epsilon^2 - \xi_p^2 - \zeta \Delta^2(\phi)}, \quad (3)$$

где $\xi_p = v_F(|\mathbf{p}| - p_F)$ (v_F — скорость на поверхности Ферми), а $\Delta(\phi)$ определяется при $0 \leq \phi \leq \pi/2$ как

$$\Delta(\phi) = \begin{cases} \Delta & , 0 \leq \phi \leq \alpha, > \pi/2 - \alpha \leq \phi \leq \pi/2 \\ 0 & , \alpha \leq \phi \leq \pi/2 - \alpha \end{cases}, \quad (4)$$

где $\alpha = \arctg(p_y^0/p_F)$, ϕ — полярный угол, определяющий направление вектора \mathbf{p} в плоскости (p_x, p_y) . Для остальных значений ϕ величина $\Delta(\phi)$ определяется очевидным образом аналогично (4) из соображений симметрии. Легко видеть, что, изменяя α в пределах $0 \leq \alpha \leq \pi/4$, мы фактически меняем размер горячих участков на поверхности Ферми, на которых выполняется условие нестинга $\xi_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} = -\xi_{\mathbf{p}}$. В частности, $\alpha = \pi/4$ соответствует квадратной поверхности Ферми, на которой везде выполняется условие “нестинга”. Ниже все результаты численных расчетов приводятся для достаточно произвольно выбранного значения $\alpha = \pi/6$. Качественные зависимости ряда характеристик модели от параметра α приведены в работе [18]. За пределами горячих участков (второе неравенство в (4)) функция Грина (3) просто совпадает с функцией Грина свободных электронов (фактически здесь нужно еще учесть только упомянутое выше слабое рассеяние γ).

Спектральная плотность и плотность состояний, соответствующие функции Грина (3), приведены в работе [18] и демонстрируют нефермижидкостное (псевдощелевое) поведение на горячих участках поверхности Ферми. Двухчастичная функция Грина (функция отклика плотность — плотность) на горячих участках вычисляется полным суммированием соответствующих диаграмм, как это было сделано в одномерном случае в [13, 14].

Проводимость в данной модели складывается из аддитивных вкладов горячих и холодных участков. В частности, для ее действительной части имеем

$$\text{Re}\sigma(\omega) = \frac{4\alpha}{\pi} \text{Re}\sigma_\Delta(\omega) + (1 - \frac{4\alpha}{\pi}) \text{Re}\sigma_D(\omega), \quad (5)$$

где с учетом результатов работ [13, 14]

$$\text{Re}\sigma_\Delta(\omega) = \frac{\omega_p^2}{4} \frac{\Delta}{\omega^2} \int_0^{\omega^2/4\Delta^2} d\zeta \exp(-\zeta) \frac{\zeta}{\sqrt{\omega^2/4\Delta^2 - \zeta}}; \quad (6)$$

здесь ω_p – плазменная частота, а

$$\text{Re}\sigma_D(\omega) = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{\gamma}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (7)$$

– обычная друдевская часть проводимости от холодных участков.

На рис.2 показана зависимость действительной части проводимости от частоты, рассчитанная по формулам (5), (6), (7) для различных значений параметра γ . Даже в этом простейшем приближении эта зависимость весьма напоминает экспериментальные данные, полученные в работах [5–9]. По мере роста частоты рассеяния γ на холодных участках характерный друдевский пик в области малых частот подавляется.

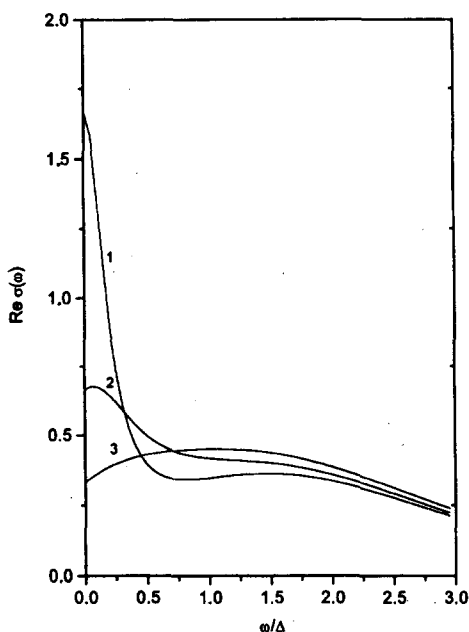


Рис.2. Действительная часть проводимости в модели с бесконечной корреляционной длиной. Проводимость дана в единицах $\omega_p^2/4\pi\Delta$. Кривая 1 – $\gamma/\Delta = 0.1$; 2 – $\gamma/\Delta = 0.5$; 3 – $\gamma/\Delta = 1.0$

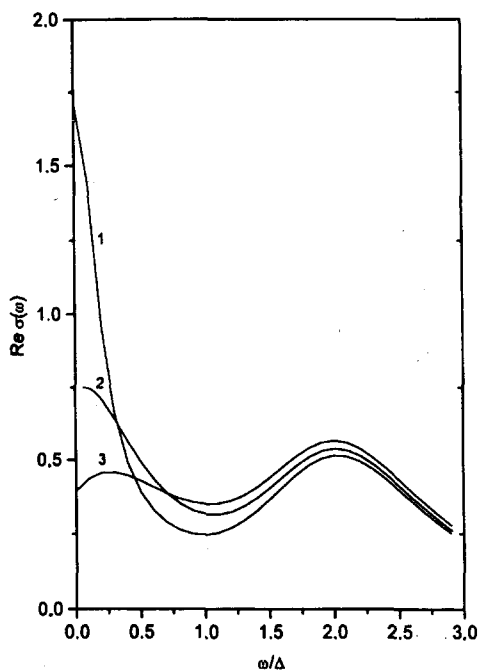


Рис.3. Действительная часть проводимости в зависимости от величины γ при фиксированном значении корреляционной длины $\nu_{Fk} = 0.5\Delta$. Проводимость дана в единицах $\omega_p^2/4\pi\Delta$. Кривая 1 – $\gamma/\Delta = 0.1$; 2 – $\gamma/\Delta = 0.5$; 3 – $\gamma/\Delta = 1.0$

Более реалистический случай конечной корреляционной длины флуктуаций ближнего “антиферромагнитного” порядка ξ в (1) можно проанализировать методом работ [15–17], позволяющим найти “почти точное” [12] решение задачи. Для одноэлектронной функции Грина на горячих участках возникает следующее рекуррентное соотношение (представление в виде цепной дроби [15]):

$$G^{-1}(\epsilon, \xi_p) = G_0^{-1}(\epsilon, \xi_p) - \Sigma_1(\epsilon, \xi_p), \quad (8)$$

где

$$\Sigma_k(\epsilon, \xi_p) = \Delta^2 \frac{v(k)}{\epsilon - (-1)^k \xi_p + ik\nu_{Fk} - \Sigma_{k+1}(\epsilon, \xi_p)}. \quad (9)$$

Комбинаторный множитель

$$v(k) = \begin{cases} (k+1)/2 & \text{при нечетных } k \\ k/2 & \text{при четных } k \end{cases}, \quad (10)$$

для случая несоизмеримых флуктуаций ближнего порядка. В соизмеримом случае

$$v(k) = k. \quad (11)$$

В спин-фермионной модели [10, 11]

$$v(k) = \begin{cases} (k+2)/3 & \text{при нечетных } k, \\ k/3 & \text{при четных } k. \end{cases} \quad (12)$$

Для вершинной части, определяющей функцию отклика плотность – плотность (двух-частичную функцию Грина) на горячих участках, имеем следующее рекуррентное соотношение (подробности можно найти в [16, 17], а также в [11]):

$$\begin{aligned} & J_{k-1}^{RA}(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = \\ & = e + \Delta^2 v(k) G_k^A(\epsilon, \xi_p) G_k^R(\epsilon + \omega, \xi_{p+q}) J_k^{RA}(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) \times \\ & \times \left\{ 1 + \frac{2iv_F \kappa k}{\omega - (-1)^k v_F q + v(k+1) \Delta^2 [G_{k+1}^A(\epsilon, \xi_p) - G_{k+1}^R(\epsilon + \omega, \xi_{p+q})]} \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

где e – заряд электрона, индекс $R(A)$ обозначает запаздывающую (опережающую) функцию Грина. Соответствующий вклад в проводимость от горячих участков $\text{Re}\sigma_\Delta(\omega)$ в (5) теперь вычисляется как в [16, 17], тогда как $\text{Re}\sigma_D(\omega)$ по-прежнему определяется выражением (7). Типичные результаты вычислений приведены на рис.3 и рис.4 для случая несоизмеримых флуктуаций. Учет комбинаторики спин-фермионной модели приводит к незначительным количественным изменениям. Общая качественная картина сохраняется и в соизмеримом случае. Проводимость характеризуется наличием достаточно узкого друдевского пика в области малых частот $\omega < \gamma$, происходящего от холодных участков на поверхности Ферми, и пологого максимума в области частот $\omega \sim 2\Delta$, соответствующего поглощению через псевдощель, открывающуюся на горячих участках. Друдевский пик быстро размывается при росте γ , а наличие максимума в области малых частот, заметного на рис.2 и рис.3, связано со следами одномерной локализации [16, 17]. Зависимость от корреляционной длины флуктуаций $\xi = \kappa^{-1}$ в рассмотренной (наиболее интересной) области параметров является достаточно слабой. Полученная качественная картина весьма напоминает экспериментальные данные на широком наборе ВТСП систем, исследованных в работах [5–9]. По-видимому, не представляет труда провести и количественную подгонку под экспериментальные данные, используя известные значения $\omega_p \sim 1.5 - 2.5$ эВ и $2\Delta \sim 0.1$ эВ, а также экспериментально определяемые из ширины друдевского пика значения γ , и варьируя свободные параметры α (размер горячих участков) и ξ (для последней величины можно воспользоваться известными оценками из других экспериментов [11]).

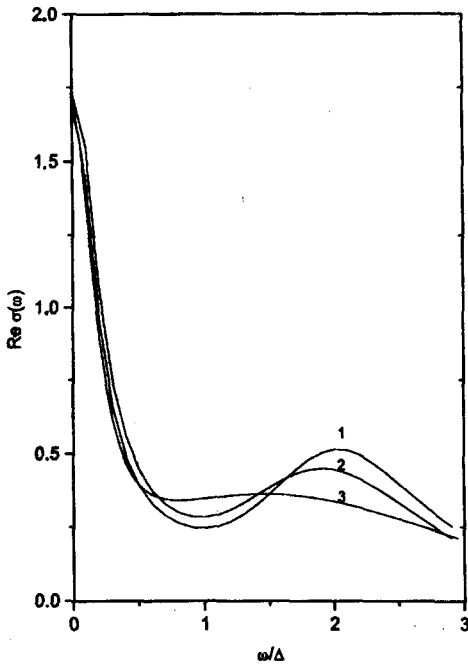


Рис.4. Действительная часть проводимости в зависимости от величины корреляционной длины при фиксированном значении $\gamma = 0.2\Delta$. Проводимость дана в единицах $\omega_p^2/4\pi\Delta$. Кривая 1 - $v_{F\kappa}/\Delta = 0.5$; 2 - $v_{F\kappa}/\Delta = 1.0$; 3 - $v_{F\kappa}/\Delta = 0$

Автор благодарен Э.З.Кучинскому за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке по гранту Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-16285), а также в рамках госпрограммы "Статистическая физика" и проекта # 96-051 госпрограммы по ВТСП Министерства науки России.

1. M.Randeria, Varenna Lectures, 1997, preprint cond-mat/9710223.
2. M.Randeria and J.C.Campuzano, Varenna Lectures 1997, preprint cond-mat/9709107.
3. H.Ding, T.Yokoda, J.C.Campuzano et al., Nature **382**, 51 (1996).
4. H.Ding, M.R.Norman, T.Yokoza et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2628 (1997).
5. A.V.Puchkov, P.Fournier, D.N.Basov et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3212 (1996).
6. D.N.Basov, R.Liang, B.Dabrowski et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4090 (1996).
7. A.V.Puchkov, D.N.Basov, and T.Timusk, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 10049 (1996).
8. T.Startseva, T.Timusk, A.V.Puchkov et al., preprint cond-mat/9706145.
9. T.Startseva, T.Timusk, A.V.Puchkov et al., preprint cond-mat/9812134.
10. J.Schmalian, D.Pines, and B.Stojkovic, Phys. Rev. Lett. **80**, 3839 (1998).
11. J.Schmalian, D.Pines, and B.Stojkovic, preprint cond-mat/9804129.
12. Э.З.Кучинский, М.В.Садовский, ЖЭТФ **115** (1999), в печати.
13. М.В.Садовский, ЖЭТФ **66**, 1720 (1974).
14. М.В.Садовский, ФТТ **16**, 2504 (1974).
15. М.В.Садовский, ЖЭТФ **77**, 2070 (1979).
16. М.В.Садовский, А.А.Тимофеев, СФХТ **4**, 11 (1991); Physica **C185-189**, 1431 (1991).
17. M.V.Sadovskii and A.A.Timofeev, J. Moscow Phys. Soc. **1**, 391 (1991).
18. А.И.Посаженикова, М.В.Садовский, ЖЭТФ **115**, 632 (1999).
19. A.T.Zheleznyak, V.M.Yakovenko, and I.E.Dzyaloshinskii, Phys. Rev. **B55**, 3200 (1997).
20. D.S.Dessau, Z.-X.Shen, D.M.King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2781 (1993).
21. Z.X.Shen and D.S.Dessau, Phys. Rep. **253**, 1 (1995).