

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В МОДЕЛИ "СПИНОВЫХ МЕШКОВ": ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ?

М.В.Садовский, А.А.Тимофеев

Институт электрофизики УрО АН СССР, 620219, Свердловск

*Статья поступила в редакцию 23 июля 1990г.,
принята к печати 30 августа 1990г.*

Ключевые слова: оптическая проводимость, псевдощель, функция Грина, соизмеримые и несоизмеримые флуктуации, длина корреляции, локализация.

Проведено точное суммирование всего ряда фейнмановских диаграмм для двухчастичной функции Грина в одномерной гауссовой модели статистических флуктуаций ближнего (антиферромагнитного) порядка с лоренцевским коррелятором, аналогичной модели "спиновых мешков" Шриффера и др.

Получена обшая картина частотной дисперсии проводимости в зависимости от степени ближнего порядка. При определенных значениях параметра модели имеется качественное соответствие с экспериментальными данными по оптическому поглощению в высокотемпературных сверхпроводниках. Получено anomальное (для одномерной модели) поведение, демонстрирующее переход андерсоновского типа от локализованных к делокализованным состояниям.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что на фазовой диаграмме ВТСП-оксидов область сверхпроводящего состояния реализуется вблизи области антиферромагнитного диэлектрика. При этом антиферромагнитный ближний порядок сохраняется и в сверхпроводящей фазе [1—4]. Значительная часть попыток теоретического описания свойств ВТСП основывается на этом экспериментальном факте. Среди предлагаемых схем привлекает внимание модель "спиновых мешков", предложенная Шриффером и др. [5] и основанная на рассмотрении модели Хаббарда с промежуточной величиной электронных корреляций $U < W$ (где W — ширина зоны). При наличии характерных для узкозонных двумерных моделей свойств "нестинга" поверхности Ферми, антиферромагнитное состояние описывается в этой схеме волной спиновой плотности, а между носителями тока (дырками) в легированной фазе (отклонение от половинного заполнения зоны) возникает характерное притягивающее взаимодействие, ведущее к куперовскому спариванию. Наиболее разработан вариант этой модели относящейся к фазе с дальним антиферромагнитным порядком [5]. В то же время, с точки зрения сравнения с экспериментом, наиболее актуально рассмотрение области развитых флуктуаций антиферромагнитного ближнего порядка. В этом направлении предприняты лишь первые шаги [6]. В частности, удалось в простейших приближениях (RPA) продемонстрировать возникновение псевдощели в электронном спектре, аналогичной рассматривавшейся ранее в одномерной задаче Пайерлса [7], а

также провести оценки спаривательного взаимодействия. Фактически задача об электронном спектре в области развитых флуктуаций ближнего порядка в схеме типа [7] в одномерном случае допускает точное решение [8—11]. В частности, в работах [8—10] были найдены точные аналитические решения как для одночастичной, так и для двухчастичной функций Грина, в пределе очень больших длин корреляций ближнего порядка. В работе [11] было выведено точное представление в виде цепной дроби для одночастичной функции Грина в случае произвольных длин корреляций ближнего порядка. В результате была получена полная картина эволюции (замытия) псевдощели в плотности одночастичных состояний при уменьшении длины корреляции.

В настоящей работе мы приводим результаты точного решения для двухчастичной функции Грина, основанного на дальнейшем развитии методов работы [11]. В итоге мы получаем полную картину изменения оптических свойств (частотно-зависящей проводимости) в рассматриваемой модели в зависимости от длины корреляций ближнего порядка. Оказывается, что в случае достаточно коротких длин корреляций несоизмеримых флуктуаций антиферромагнитного ближнего порядка частотная дисперсия проводимости качественно соответствует экспериментальным зависимостям, найденным в сверхпроводящей фазе ВТСП оксидов [12, 13].

ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ И ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ

В основе модели [5, 6] лежит гамильтониан модели Хаббарда на двухмерной (квадратной) модели:

$$H = -t \sum_{i,j,\sigma} (c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma} + c_{j\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma}) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} - \mu \sum_{i,\sigma} n_{i\sigma} \quad (1)$$

где $c_{i\sigma}^{\dagger}$ и $c_{i\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электронов со спином σ на узле i , $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma}$, μ — химпотенциал. С ростом кулоновского отталкивания U в этой модели возникают антиферромагнитные (AFM) корреляции спинов на соседних узлах. Для случая наполовину заполненной зоны, одноэлектронный спектр

$$\epsilon_p = -2t (\cos(p_y a) + \cos(p_x a)) \quad (2)$$

удовлетворяет условию “нестинга”:

$$\epsilon_{p+Q} = -\epsilon_p, \quad (3)$$

где $Q = (\pi/a, \pi/a)$, что приводит к неустойчивости относительно образования волны спиновой плотности (SDW)* с волновым вектором Q [5]. При отклонении от половинного заполнения зоны AFM — упорядочение разрушается, но флуктуации ближнего порядка SDW могут сохраняться в довольно широкой области фазовой диаграммы. В RPA — приближении

* Все последующее рассмотрение применимо и для аналогичного случая окрестности перехода в состояние волны зарядовой плотности (CDW).

поправка первого порядка к собственно энергетической части электрона имеет вид [6] (рис.1):

$$\Sigma(p\epsilon) = -(3/2) iU^2 \int (d^2 q/4\pi^2) \int (d\omega/2\pi) G(p - q, \epsilon - \omega) \chi(q, \omega), \quad (4)$$

где $\chi(q, \omega)$ — обобщенная восприимчивость.

В адиабатическом (статическом) пределе, когда спиновые флуктуации являются медленными, по сравнению с характерными электронными частотами, $\chi(q, \omega)$ имеет следующий вид [6]:

$$\chi(q, \omega) = \lambda^2 2\pi i \delta(\omega) \frac{\Sigma \kappa}{Q} ((q - Q)^2 + \kappa^2), \quad (5)$$

где λ — константа взаимодействия, $\kappa = \xi_{SDW}^{-1}$ обратная длина корреляций ближнего порядка. В случае несоизмеримых флуктуаций $Q = (\pm 2p_F \pm 2p_F)$ (p_F — импульс Ферми). Фактически (5) представляет собой Фурье — образ коррелятора флуктуаций случайного потенциального поля $\langle V(r), V(r') \rangle$, среднее значение которого равно нулю $\langle V(r) \rangle = 0$. В дальнейшем мы предполагаем гауссов характер этих флуктуаций, что вполне разумно не слишком близко к точке SDW — неустойчивости, и рассмотрим одномерный вариант этой модели, допускающий точное решение. По-видимому, в условиях точного нестинга (и больших длин корреляций) это приближение является неплохим и для двумерного случая.

Задача об электронном спектре в случайном поле такого типа впервые рассматривалась в [7], в работах [8 — 11] дано ее точное решение. Это решение основано на замечательных свойствах вкладов от различных фейнмановских диаграмм для собственно энергетической части (обусловленных лоренцевским видом коррелятора (5)), демонстрирующих совпадение выражений для различных классов графиков. В частности, удалось показать, что ответ для любого графика с пересекающимися линиями взаимодействия совпадает с ответом для определенного графика с непересекающимися линиями взаимодействия, что приводит к универсальным рецептам нахождения ответа для произвольного графика и сравнительно простой комбинаторике. Подробности можно найти в работе [11]. Аналогичное рассмотрение впервые было предложено для другой задачи в работе [14].

Структура точного решения [11] основана на обычном уравнении Дайсона:

$$G^{-1}(\epsilon, \xi_p) = G_0^{-1}(\epsilon, \xi_p) - \Sigma_1(\epsilon, \xi_p), \quad (6)$$

где $\xi_p = \epsilon_p - \mu \simeq v_F(|p| - p_F)$, а для собственно энергетической части имеется следующее представление (рис.2,а)

$$\begin{aligned} \Sigma_1(\epsilon, \xi_p) &= \Delta^2 \Xi_1(\epsilon, \xi_p) (\epsilon + \xi_p + iv_F \kappa \text{sign} \xi_p)^2 = \\ &= \Delta^2 G_0^2(\epsilon, -\xi_p - iv_F \kappa \text{sign} \xi_p) \Xi_1(\epsilon, \xi_p), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Delta^2 = (3/4) \lambda U^2$, а для $\Xi_1(\epsilon, \xi_p)$ имеется разложение рис.2,б, в котором отсутствуют диаграммы с пересечениями линий взаимодействия, однако каждой вершине с номером k (считая слева), из которой “выходит”



Рис.1. Поправки первого порядка к собственно энергетической части функции Грина. Волнистая линия — $\chi(q, \omega)$

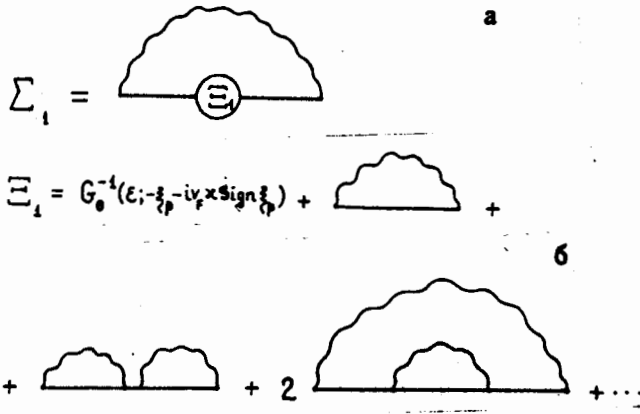


Рис.2. Структура фейнмановского ряда для собственно энергетической части

линия взаимодействия, сопоставляется комбинаторный множитель

$$v(k) = \begin{cases} (k+1)/2, & k = 2m + 1 \\ k/2 & k = 2m \end{cases} \quad (8)$$

в случае несоизмеримых флуктуаций SDW и

$$v(k) = k \quad (9)$$

в соизмеримом случае. Произведение этих множителей дает общий комбинаторный фактор, учитывающий вклад графиков с пересечением линий взаимодействия. Разложение рис.2,б может быть снова представлено в стандартном виде:

$$\Xi_1(\epsilon, \xi_p) = \quad (10)$$

$$= G_0^{-2}(\epsilon, -\xi_p - iv_F \kappa \text{sign } \xi_p) / \{G_0^{-1}(\epsilon, -\xi_p - iv_F \kappa \text{sign } \xi_p) - \Sigma_2(\epsilon, \xi_p)\},$$

где $\Sigma_2(\epsilon, \xi_p)$ выражается суммой неприводимых графиков рис.2:

$$\Sigma_2(\epsilon, \xi_p) = \Delta^2 G_0^2(\epsilon, \xi_p + 2iv_F \kappa \text{sign } \xi_p) \Xi_2(\epsilon, \xi_p), \quad (11)$$

$$\Xi_2(\epsilon, \xi_p) =$$

$$= G_0^{-2}(\epsilon, \xi_p + 2iv_F \kappa \text{sign } \xi_p) / \{G_0^{-1}(\epsilon, \xi_p + 2iv_F \kappa \text{sign } \xi_p) - \Xi_3(\epsilon, \xi_p)\} \quad (12)$$

и т.д. Окончательно:

$$\Sigma_k(\epsilon, \xi_p) = \Delta^2 G_0^2(\epsilon, (-1)^k (\xi_p + ikv_F \kappa \text{sign } \xi_p)) v(k) \Xi_k(\epsilon, \xi_p), \quad (13)$$

$$\Xi_k(\epsilon, \xi_p) = G_0^{-2}(\epsilon, (-1)^k(\xi_p + ikv_F \kappa \text{sign } \xi_p)) \times \\ \times 1/\{G_0^{-1}(\epsilon, (-1)^k(\xi_p + ikv_F \kappa)) - \Sigma_{k+1}(\epsilon, \xi_p)\}, \quad (14)$$

$$\Sigma_k(\epsilon, \xi_p) = \Delta^2 v(k)/(G_0^{-1}(\epsilon, (-1)^k(\xi_p + ikv_F \kappa \text{sign } \xi_p)) - \Sigma_{k+1}(\epsilon, \xi_p)) \equiv \\ \equiv \Delta^2 v(k) G_k(\epsilon, \xi_p), \quad (15)$$

$$G_k(\epsilon, \xi_p) = \{\epsilon - (-1)^k(\xi_p + ikv_F \kappa \text{sign } \xi_p) - \Delta^2 v(k+1) G_{k+1}\}^{-1}, \quad (16)$$

$$G_{k=0}(\epsilon, \xi_p) = G(\epsilon, \xi_p).$$

Эти фундаментальные рекуррентные формулы дают точное представление одноэлектронной функции Грина в виде цепной дроби. Результаты численных расчетов плотности состояний для различных значений корреляционной длины $\xi_{SDW} = \kappa^{-1}$ можно найти в работе [11]. В этой же работе проведено подробное обсуждение картины эволюции (замытия) псевдощели при уменьшении длины корреляции ближнего порядка. Нам, однако, будет интересно рассмотреть возможность получения точного решения для двухчастичной функции Грина, определяющей частотную зависимость проводимости и картину оптического поглощения через псевдощель.

Рассмотрим реакцию системы на вариацию внешнего скалярного потенциала $\delta\varphi_{q\omega}$:

$$\delta G(\epsilon, \xi_p) = G(\epsilon, \xi_p) J(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) G(\epsilon + \omega, \xi_{p+q}) \delta\varphi_{q\omega}, \quad (17)$$

где вершинная часть:

$$J(\omega, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = -\delta G^{-1}(\epsilon, \xi_p)/\delta\varphi_{q\omega} \quad (18)$$

для случая свободных частиц определяется зарядом электрона. Из (6) имеем:

$$J(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = e + \delta\Sigma_1(\epsilon, \xi_p)/\delta\varphi_{q\omega} \equiv \\ \equiv e + \mathfrak{I}_1(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}). \quad (19)$$

Эффективная вершина \mathfrak{I}_1 определяется графиками рис.3. Отсюда, используя (13)—(16), можно получить последовательность символических рекуррентных формул для вершинной части:

$$\mathfrak{I}_1(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = \Delta^2 v(1) \delta G_1(\omega_1, \xi_p)/\delta\varphi_{q\omega} = \\ = \Delta^2 v(1) G_1(\epsilon, \xi_p) J_1(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) G_1(\epsilon + \omega, \xi_{p+q}),$$

$$J_1(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = -\delta G_1^{-1}(\epsilon, \xi_p)/\delta\varphi_{q\omega} = e + \delta\Sigma_2(\epsilon, \xi_p)/\delta\varphi_{q\omega} \equiv \\ \equiv e + \mathfrak{I}_2(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}),$$

$$\mathfrak{J}_1 = \delta \Sigma_1 / \delta \varphi_{q\omega} =$$

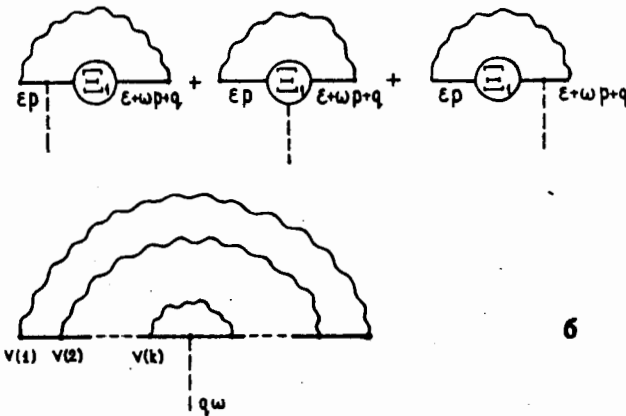


Рис.3. Диаграммы для эффективной вершины. Пунктир — "обрубленная" линия внешнего поля

(20)

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_k(\varepsilon, \xi_p; \varepsilon + \omega, \xi_{p+q}) &= \Delta^2 v(k) \delta G_k(\varepsilon, \xi_p) / \delta \varphi_{q\omega} = \\ &= \Delta^2 v(k) G_k(\varepsilon, \xi_p) J_k(\varepsilon, \xi_p; \varepsilon + \omega, \xi_{p+q}) G_k(\varepsilon + \omega, \xi_{p+q}), \\ J_k(\varepsilon, \xi_p; \varepsilon + \omega, \xi_{p+q}) &= -\delta G_k^{-1}(\varepsilon, \xi_p) / \delta \varphi_{q\omega} = e + \delta \Sigma_{k+1}(\varepsilon, \xi_p) / \delta \varphi_{q\omega} \equiv \\ &\equiv e + \mathfrak{J}_{k+1}(\varepsilon, \xi_p; \varepsilon + \omega, \xi_{p+q}) \dots \\ J_{k=0} &\equiv J(\varepsilon, \xi_p; \varepsilon + \omega, \xi_{p+q}). \end{aligned}$$

При этом при вычислении вариационных производных от $\Sigma_k(\varepsilon, \xi_p)$ достаточно ограничиться рассмотрением графиков типа рис.3,б, поскольку все графики с пересекающимися линиями взаимодействия сводятся, как отмечено выше, к соответствующим неперекрестным.

Для дальнейшего наибольший интерес представляет вершина, в которой одна гриновская линия R-типа (запаздывающая), а другая A-типа (опережающая). Из рассмотрения графика рис.3,б после выделения RA-вклада имеем:

$$\begin{aligned} &(\delta \Sigma_k(\varepsilon, \xi_p) / \delta \varphi_{q\omega})|_{RA} = \\ &\{1 + 2ikv_p k / (\omega - (-1)^k v_{pq} + v(k+1) \Delta^2 (G_{k+1}^A(\varepsilon, \xi_p) - G_{k+1}^R(\varepsilon + \omega, \xi_{p+q}))\} \times (21) \\ &v(k) \Delta^2 G_k^A(\varepsilon, \xi_p) G_k^R(\varepsilon + \omega, \xi_{p+q}) J_k^{RA}(\varepsilon, p; \varepsilon + \omega, p + q). \end{aligned}$$

В результате, из (18)—(21) получаем основную рекуррентную формулу для вершинной части:

$$J_{k-1}^{RA}(\epsilon, \xi_p; \epsilon + \omega, \xi_{p+q}) = e + \Delta^2 v(k) G_k^A(\epsilon, \xi_p) G_k^R(\epsilon + \omega, \xi_{p+q}) \times \{1 + (22) \\ + 2ik v_F \kappa / (\omega - (-1)^k v_{Fq} + v(k+1) \Delta^2 (G_{k+1}^A(\epsilon, \xi_p) - G_{k+1}^R(\epsilon + \omega, \xi_{p+q})))\} J_k^{RA}.$$

Дальнейшие расчеты легко провести численно: обрываем цепные дроби для G-функции на каком-либо достаточно дальнем этапе k , полагая $\Sigma_{k+1} = 0$, принимаем соответствующую вершину $J_k = e$, а затем сворачиваем все к интересующему нас пределу $k = 0$.

Для расчетов оптической проводимости воспользуемся общими выражениями, приведенными в работах [15, 16]. Проводимость выражается через запаздывающую функцию отклика плотность-плотность (поляризационный оператор) $\chi(q, \omega)$

$$\sigma(\omega) = e^2 \lim_{q \rightarrow 0} (-i\omega/q^2) \chi(q, \omega) \quad (23)$$

Соответственно для диэлектрической проницаемости имеем:

$$\begin{aligned} \text{Re } \epsilon(\omega) - 1 &= -(4\pi/\omega) \text{Im } \sigma(\omega), \\ \text{Im } \epsilon(\omega) &= (4\pi/\omega) \text{Re } \sigma(\omega). \end{aligned} \quad (24)$$

Общее выражение для $\chi(q, \omega)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \chi(q, \omega) = \int d\epsilon \{ [f(\epsilon + \omega) - f(\epsilon)] \Phi^{RA}(\epsilon, q, \omega) + f(\epsilon) \Phi^{RR}(\epsilon, q, \omega) - \\ - f(\epsilon + \omega) \Phi^{AA}(\epsilon, q, \omega) \}, \end{aligned} \quad (25)$$

где $f(\epsilon)$ — функция Ферми и введены двухчастичные функции Грина Φ^{RA} , Φ^{RR} , Φ^{AA} , определяемые графиками типа рис. 4 [16].

При $T = 0$ и $\omega \rightarrow 0$ легко получить:

$$\chi(q, \omega) = \omega \{ \Phi^{RA}(q, \omega) - \Phi^{RA}(0, \omega) \}, \quad (26)$$

где вклад дает только поверхность Ферми ($\epsilon = 0$). Отметим важное точное соотношение типа тождества Уорда [15, 16]:

$$\Phi(0, \omega) = -N(\epsilon_F)/\omega, \quad (27)$$

выражающее закон сохранения числа частиц и использованное при получении (26). В (27) $N(\epsilon_F)$ — точное (перенормированное) значение плотности состояний на уровне Ферми.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проводились на стандартном персональном компьютере типа IBM PC/AT непосредственно по формулам (23), (26) с использованием общей реку-

$$\Phi^{RA}(\epsilon, q, \omega) = \frac{1}{2\pi i}$$

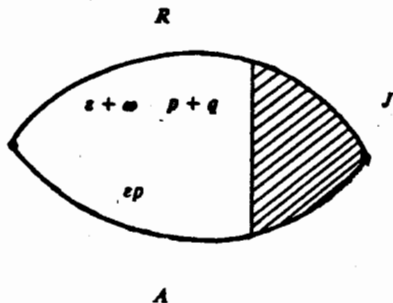


Рис. 4. График для $\Phi^{RA}(\epsilon, q, \omega)$

рентной процедуры (6), (15), (16), (22) (см. также Приложение).

Сходимость процедуры для одноэлектронной функции Грина (плотность состояний) очень быстрая (как это уже отмечалось в [11]) — типичное время получения значения плотности состояний при данной энергии с высокой точностью меньше минуты (при обрыве цепной дроби при $k = 50+100$). При расчете проводимости диэлектрической проницаемости ситуация сложнее и существенно зависит от параметров задачи. В основной части частотного интервала $0,5 \Delta \leq \omega \leq 3 \Delta$, при промежуточных значениях ξ_{SDW} , таких, что $0,2 \Delta \leq \hbar v_F \kappa \leq 2 \Delta$, удовлетворительная сходимость достигается при $k < (2 + 5) \cdot 10^2$ и получение одного значения проводимости при данной частоте занимает несколько минут. Сходимость существенно медленнее за пределами указанных интервалов, особенно в области предельно малых частот и больших длин корреляций (заметим, впрочем, что в последнем случае имеется аналитически точное решение [8—10]).

Точность решения и расчетов удобно контролировать с помощью тождества (27), сравнивая значения $N(\epsilon_F)$ полученных их одночастичной функции Грина (6), (15) (см. работу [11]) и из двухчастичной функции $\Phi^{RA}(0, \omega)$. При всех значениях ξ_{SDW} и при $\omega \leq \Delta$ согласие практически идеальное, при $\omega \geq \Delta$ начинаются отклонения, что, по-видимому, указывает на недостаточность использования формулы (26), полученной для $\omega \rightarrow 0$ в области нового масштаба частоты 2Δ (недостаточность условия $\omega \ll \epsilon_F$). Следовало бы вести расчет по формуле (25), но возникающее при этом двойное интегрирование делает соответствующие времена счета нереалистическими для РС/АТ. Тем не менее и в области $\omega = 2 \Delta$ результаты качественно вполне удовлетворительны и несущественно отличаются при больших ξ_{SDW} от полученных их точных аналитических выражений [8—10].

На рис.5 представлены результаты для случая несоизмеримых SDW флуктуаций. Проводимость дана в единицах $\omega_p^2 / (8 \pi \Delta)$, где ω_p — плазменная частота, длина корреляций ξ_{SDW} определяется параметром $\Gamma = \hbar v_F \kappa \equiv \hbar v_F \xi_{SDW}^{-1}$. Хорошо видно постепенное “замывание” оптических переходов через псевдощель при уменьшении ξ_{SDW} (росте Γ). Особый интерес представляют кривые для $\Gamma/\Delta = 3$, которые находятся в полном качественном соответствии с картиной оптической проводимости ВТСП оксидов в сверхпроводящей области фазовой диаграммы [12, 13]. Это хорошо коррелирует с малыми значениями $\xi_{SDW} = \hbar v_F / \Delta$ (для 2Δ из [12, 13] следуют оценки $= 0,1 + 0,2$ эВ), которые и следует ожидать в этой области [5, 6]. По-видимому такие значения следуют и из нейтронографических экспериментов [1—4]. На рис.5 приведено сравнение экспериментальных данных по оптической проводимости [13] и теоретических кривых, рассчитанных для $\Gamma/\Delta = 3,5$. Безразмерные значения экспериментальных данных соответствуют величине $\omega_p = 3,2$ эВ (как следует из [13]) и значению $\Delta = 0,2$ эВ. При этом специальная подгонка параметров не проводилась. Таким образом, модель размытия псевдощели позволяет дать качественное объяснение особенностей недрудевского поглощения ВТСП систем.

Для случая соизмеримых SDW-флуктуаций результаты по оптическому поглощению представлены на рис.6. Очевидно качественное отличие от несоизмеримого случая. Здесь уже нет кривых, напоминающих эксперимент по ВТСП. Если относится серьезно к обсуждаемой модели, из этого следует

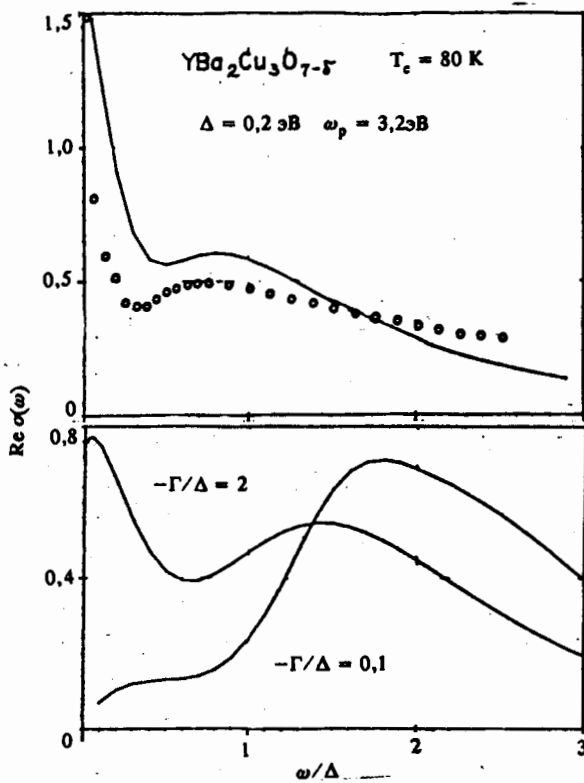


Рис.5. Частотная дисперсия реальной части проводимости – случай несоизмеримых SDW-флуктуаций

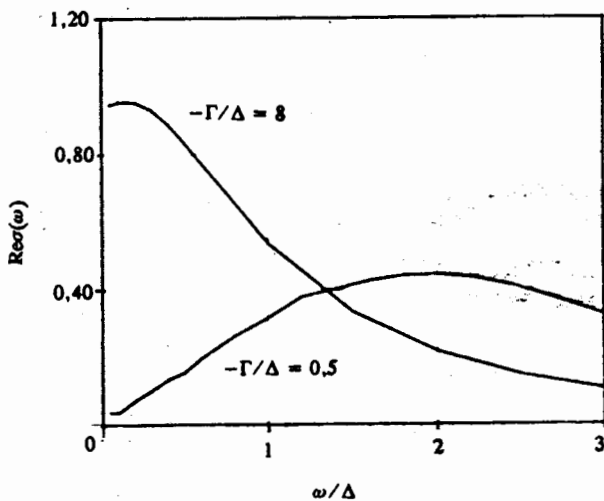


Рис.6. Частотная дисперсия реальной части проводимости – случай соизмеримых SDW-флуктуаций

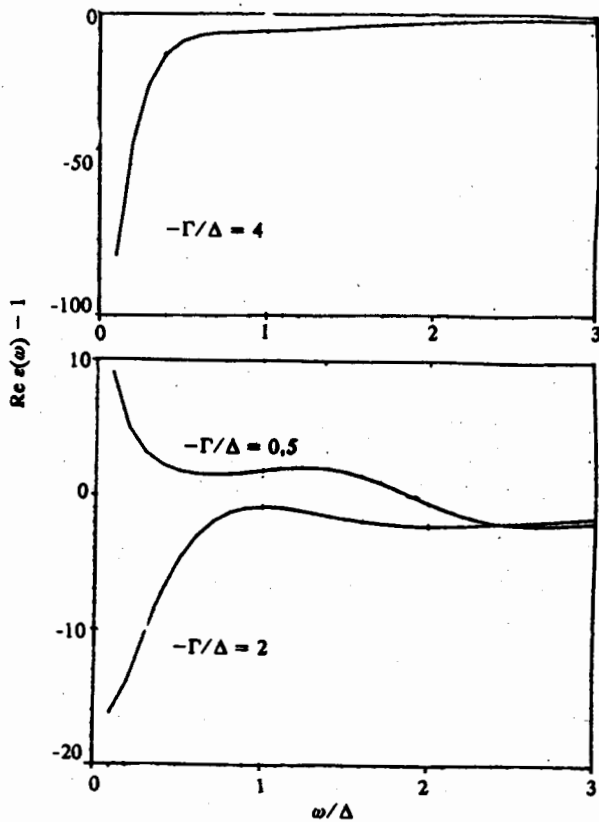


Рис.7. Частотная дисперсия реальной части диэлектрической проницаемости ($\text{Re} \varepsilon(\omega) - 1$ в единицах $\omega_p^2 / (8 \pi \Delta^2)$) — случай несоизмеримых SDW-флуктуаций

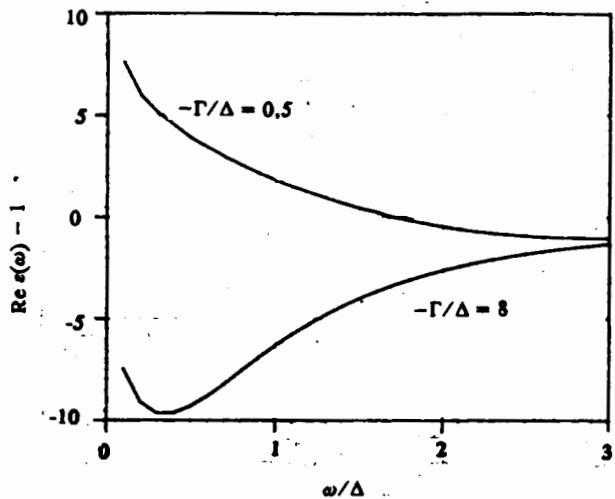


Рис.8. Частотная дисперсия реальной части диэлектрической проницаемости ($\text{Re} \varepsilon(\omega) - 1$ в единицах $\omega_p^2 / (8 \pi \Delta^2)$) — случай соизмеримых SDW-флуктуаций

вывод о несоизмеримом характере SDW-флуктуаций в сверхпроводящей фазе ВТСП оксидов, тогда как устойчивая AFM структура в них является

соизмеримой [1—4]. Нейтронографические данные по сверхпроводящей фазе пока недостаточны, чтобы решить этот вопрос.

Результаты расчетов реальной части диэлектрической проницаемости (а именно, $(\text{Re}\epsilon(\omega) - 1)/(\omega_p^2/8\pi\Delta^2)$) как для случая несоизмеримых SDW, так и для соизмеримых SDW-флуктуаций представлены на рис. 7, 8, соответственно. Из них следует, что “металлическое” поведение диэлектрической проницаемости имеет место лишь для больших значений Γ (например, $\Gamma/\Delta \cong 8$), тогда как при малых Γ (хорошо определенная псевдощель) наблюдается существенное отличие зависимости $\epsilon(\omega)$ от друдевской.

В плане общетеоретического обсуждения заметим, что в области малых частот и не слишком больших Γ зависимость $\text{Re}\sigma(\omega)$, по-видимому, демонстрирует локализованное поведение ($\text{Re}\sigma(\omega) \rightarrow 0$), что и следовало бы ожидать в этой, фактически одномерной, задаче [17, 18]. К сожалению, проследить детально обращение $\text{Re}\sigma(\omega)$ в нуль при $\omega \rightarrow 0$ не удастся из-за резкого ухудшения сходимости всей процедуры численного счета в области предельно малых частот. В то же время при достаточно больших $\Gamma \geq \Delta$ наблюдается явный переход к конечной проводимости при $\omega = 0$ в несоизмеримом случае (рис. 5), по-видимому, такая же ситуация реализуется и для соизмеримого случая (рис. 6). При $\omega \gg 2\Delta$ мы всегда имеем друдевское поведение $\text{Re}\sigma(\omega)$.

Переход Андерсена в одномерной неупорядоченной системе является достаточно неожиданным. Вероятно он связан со спецификой рассматриваемого случайного поля, которое существенно отличается от ситуации типа “белого шума”, рассматривавшейся в традиционной схеме [17, 18]. Тем не менее качественное понимание этого результата в настоящее время отсутствует. В связи с этим уместно объяснить появление вопросительного знака в заголовке данной статьи. Имеющаяся неточность предлагаемого решения, по нашему мнению, связана с использованием при численных расчетах справедливой лишь при достаточно малых частотах формулы (26), а также плохой сходимостью в области как раз малых частот, где время счета быстро растет, не давая возможности окончательно решить вопрос о локализации. Естественно, что эти трудности носят чисто технический характер. С физической точки зрения более серьезным является ограничение лишь гауссовыми флуктуациями SDW. Как уже отмечалось, это неплохо вдали от точки SDW-неустойчивости, вблизи же ее нужно учитывать графики, возникающие от негауссовых поправок. Аналогичным образом следует иметь в виду, что мы рассмотрели модель одномерных флуктуаций ближнего порядка, тогда как реальные ВТСП-системы являются квазидвумерными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дано решение задачи о двухчастичной функции Грина электрона в случайном поле гауссовых флуктуаций типа волны спиновой (зарядовой) плотности. Проведены численный расчет частотной дисперсии проводимости для различных значений длины корреляций ближнего порядка. Картина размытия псевдощели качественно описывает особенности оптического поглощения в ВТСП, что может рассматриваться как дополнительное свидетельство в пользу модели “спиновых мешков” Шриффера и др. В то же время наши результаты фактически справедливы для любой модели гауссовых флуктуаций ближнего порядка. Модель, по-видимому, демонстрирует переход Андерсена в одномерном случае.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вводя безразмерные величины и обозначения:

$$h = \omega/\Delta, \quad y = v_F q/\Delta, \quad x = \xi_p/\Delta, \quad W = v_F \kappa/\Delta,$$

$$S^A [k] \equiv v(k) \operatorname{Re} G_k^A (\varepsilon - \omega/2, \xi_{p-q/2}) \cdot \Delta,$$

$$Q^A [k] \equiv v(k) \operatorname{Im} G_k^A (\varepsilon - \omega/2, \xi_{p-q/2}) \cdot \Delta,$$

$$S^R [k] \equiv v(k) \operatorname{Re} G_k^R (\varepsilon + \omega/2, \xi_{p+q/2}) \cdot \Delta,$$

$$Q^R [k] \equiv v(k) \operatorname{Im} G_k^R (\varepsilon + \omega/2, \xi_{p+q/2}) \cdot \Delta,$$

$$DEN^{A,R} [k+1] \equiv (\mp h/2 - (-1)^k (x \mp y/2) - S^{A,R} [k+1])^2 + (\pm W \cdot k + Q^{A,R} [k+1])^2,$$

легко определить

$$S^{A,R} [k] = v(k) (\mp h/2 - (-1)^k (x \mp y/2) - S^{A,R} [k+1]) / DEN^{A,R} [k+1], \quad (\text{П.1})$$

$$Q^{A,R} [k] = v(k) (\pm W \cdot k - Q^{A,R} [k+1]) / DEN^{A,R} [k+1].$$

И далее, используя (П.1.) и

$$DAR [k+1] \equiv (h - (-1)^k y + S^A [k+1] - S^R [k+1])^2 + (Q^A [k+1] - Q^R [k+1])^2,$$

$$D1 [k] = ((S^A [k] - S^R [k])(h - (-1)^k y + S^A [k+1] - S^R [k+1]) + \\ + (Q^A [k] - Q^R [k])(Q^A [k+1] - Q^R [k+1])) / DAR [k+1],$$

$$D2 [k] = ((Q^A [k] - Q^R [k])(h - (-1)^k y + S^A [k+1] - S^R [k+1]) - \\ - (S^A [k] - S^R [k])(Q^A [k] - Q^R [k])) / DAR [k+1],$$

можно записать следующие выражения для действительной и мнимых частей:

$$\operatorname{Re} J_{k-1} (\varepsilon - \omega/2, \xi_{p-q/2}; \varepsilon + \omega/2, \xi_{p+q/2}) = 1 + D1 [k] \cdot \operatorname{Re} J_k - D2 [k] \cdot \operatorname{Im} J_k,$$

$$\operatorname{Im} J_{k-1} (\varepsilon - \omega/2, \xi_{p-q/2}; \varepsilon + \omega/2, \xi_{p+q/2}) = D1 [k] \cdot \operatorname{Im} J_k + D2 [k] \cdot \operatorname{Re} J_k$$

Численный расчет дисперсии проводимости и диэлектрической проницаемости от частоты выполнялся (с учетом (П.2.), (23), (24)) по формулам:

$$\sigma(\omega) = (\omega_p^2 / (8 \pi \Delta)) \sigma_0 (h), \quad (\text{П.2})$$

$$\sigma_0 (h) = \lim_{y \rightarrow 0} (1/y^2) \{1/2(\sigma_0 (h,y) + \sigma_0 (h,y)) - \sigma (h,0)\},$$

где

$$R e \sigma_0 (h, y) = \int dx ((S^A [0] S^R [0] - Q^A [0] Q^R [0]) Re J_0 - \\ - (S^A [0] Q^R [0] + S^R [0] Q^A [0]) Im J_0),$$

$$Im \sigma_0 (h, y) = \int dx ((S^A [0] S^R [0] - Q^A [0] Q^R [0]) Im J_0 + \\ + (S^A [0] Q^R [0] + S^R [0] Q^A [0]) Re J_0).$$

Типичное значение y , при котором достигается сходимость результатов вычислений σ_0 , составляет величину $10^{-2} + 10^{-3}$ для не слишком малых h ($\gg y$).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Shirane G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.1613.
2. Tranquada J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, p.156.
3. Tranquada L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.64, p.800.
4. Tranquada J., Shirane G. — NATO Advanced Research Workshop "Dynamics of Magnetic Fluctuations in High- T_c Materials", Greece, October 1989, preprint.
5. Srieffer L.R., Wen X.G., Zhang S.C. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, 944; Phys. Rev., 1989, vol.B39, p.11663.
6. Kampf A., Schrieffer J.R. — Los. Alamos, preprint, LA-UR-89-3149 (1989); Phys. Rev., 1990, vol.B41, p.6399.
7. Lee P.A., Rice T.M., Anderson P.W. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.31, p.462.
8. Садовский М.В. — ЖЭТФ, 1974, т.66, с.1720; ФТТ, 1974, т.16, с.2504.
9. Wonneberger W., Lautenschlager R. — J. Phys., 1976, vol.C9, p.2865.
10. Wonneberger W. — J. Phys., 1977, vol.C10, p.1074.
11. Садовский М.В., ЖЭТФ, 1979, т.77, с.2070.
12. Timusk T., Tanner D.V. — In.: The Physical of High Temperature Superconductors/ Ed. by D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1988.
13. Thomas G.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.26, p.1313.
14. Елютин П.В. — Оптика и спектроскопия, 1977, т.43, с.542.
15. Малеев С.И., Топерверг Б.П. — ЖЭТФ, 1975, т.69, с.1440.
16. Vollhardt D., Wolfe P. — Phys. Rev., 1980, vol.B22, p.4666.
17. Березинский В.Л. — ЖЭТФ, 1973, т.65, с.1251.
18. Gogolin A.A. — Phys. Reports, 1988, vol.166, p.269.