

Упрощенная модель перестройки одночастичных степеней свободы в сильно коррелированных ферми-системах вблизи точки антиферромагнитного фазового перехода

М. В. Зверев, В. А. Ходель, Дж. В. Кларк⁺¹⁾

Российский Научный Центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺ Washington University, St. Louis, USA

Поступила в редакцию 7 июня 2001 г.

Показано, что антиферромагнитному переходу предшествует фермионная конденсация, перестройка одночастичных степеней свободы, приводящая к возникновению плоских участков в спектре одночастичных возбуждений. Полученные результаты используются для объяснения структуры щели в спектре при $T = 0$ в двумерных высокотемпературных сверхпроводниках.

PACS: 71.10.Hf, 71.27.+a

Хорошо известно, что наиболее плодотворным подходом в теории ферми-систем является квазичастичное описание, причем для вычисления характеристик разных систем используются разные квазичастичные схемы. Самая простая из них – схема Кона–Шема – приспособлена для расчета энергий систем, в которых действуют кулоновские силы. В ней квазичастицы идентичны свободным частицам, а эффективное взаимодействие между ними строится на основе монте-карловских расчетов энергии $E(\rho)$ электронного газа. Но такая схема плохо подходит для вычисления одночастичных спектров возбуждений, поскольку в ней не учитывается изменение эффективного взаимодействия при добавлении частицы. Более изошренные квазичастицы с учетом дисперсии одночастичного спектра в среде вводятся в теории ферми-жидкости. Эта теория базируется на хорошо известных опытных фактах, в частности, на том, что затухание одночастичных возбуждений у ферми-поверхности (ФП), как правило, невелико, что позволяет трактовать систему как газ взаимодействующих, незатухающих квазичастиц с распределением по импульсам $n_F(p)$, совпадающим с импульсным распределением идеального ферми-газа. Ввиду отсутствия соответствующих монте-карловских расчетов эффективное взаимодействие между квазичастицами приходится параметризовать на основе имеющихся экспериментальных данных. Такой подход позволяет количественно описывать широкий спектр явлений, и это ярко продемонстрировано Мигдалом в теории атомного ядра [1]. Теория

ферми-жидкости хорошо работает не только в атомных ядрах, но и во многих других реальных системах, включая жидкий ^3He , металлы. Стоит отметить, что если бы вместо квазичастиц Ландау–Мигдала описание их свойств строилось бы на основе квазичастиц Кона–Шема, качественная сторона дела пострадала бы незначительно. Что касается количественной, то чем сильнее корреляции, чем заметнее скоростные силы, тем большее число параметров, характеризующих взаимодействие, приходится вводить, чтобы описать эксперимент.

Но и это не помогает, если речь идет о сильно коррелированных системах, таких, как электроны в двумерных (2D) высокотемпературных сверхпроводниках, где эффекты затухания намного сильнее, чем в обычных ферми-системах, так что применимость формализма, эксплуатирующего “бессмертные” квазичастицы, становится сомнительной, хотя ФП в таких системах достаточно хорошо определена. Разбираясь в причинах этого “безобразия”, нужно иметь в виду, что стандартная теория Ландау справедлива лишь в определенных пределах изменения константы связи. При $T = 0$ она работает до тех пор, пока не нарушается необходимое условие устойчивости основного состояния, требующее неотрицательности изменения полной энергии E_0 , рассматриваемой как функционал импульсного распределения, при любой вариации $n_F(\mathbf{p})$:

$$\delta E_0 = \sum \xi(\mathbf{p}) \delta n_F(\mathbf{p}) \geq 0. \quad (1)$$

В этой формуле $\xi(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - \mu$, где $\varepsilon(\mathbf{p})$ – энергия квазичастицы Ландау, а μ – химический потенциал.

¹⁾ J. W. Clark.

В однородной системе такое нарушение возникает, например, тогда, когда в уравнении

$$\xi(p) = 0, \quad (2)$$

обычно служащем для определения импульса Ферми p_F , появляется новый корень. Он может возникнуть только, если скоростная зависимость эффективного взаимодействия между частицами, фактически формирующая одночастичный спектр, становится достаточно сильной. Это неизбежно происходит [2], когда система приближается к точке фазового перехода второго рода, где какая-то ветвь коллективных возбуждений системы коллапсирует – амплитуда колебаний с критическим волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{q}_c$ начинает экспоненциально расти. Однако прежде, чем плотность ρ достигнет критического значения ρ_c , спектр $\xi(p; \rho)$ перестанет быть монотонной функцией p , и, следовательно, групповая скорость $v_g(p) = d\xi(p)/dp$ поменяет знак. Такая смена знака, предвестник будущей перестройки заполнения Ферми, может быть проанализирована с помощью формулы Ландау–Питаевского [3], записанной в форме [4]

$$\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \varepsilon_{\mathbf{p}}^0}{\partial \mathbf{p}} + \frac{1}{2} \int F_{\alpha\delta; \alpha\delta}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1, \mathbf{k} = 0; \omega = 0) \frac{\partial n(\mathbf{p}_1)}{\partial \mathbf{p}_1} d\tau_1. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_{\mathbf{p}}^0 = p^2/2M$ – спектр свободной частицы, $d\tau = d^2p/(2\pi)^2$ (для определенности мы рассматриваем 2D систему), $F(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{k} = 0, \omega = 0) = z^2 \Gamma^k(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) M^*/M$, где $\Gamma^k(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ – введенная Ландау статическая амплитуда рассеяния на угол ноль, z – перенормировочный множитель и M^* – эффективная масса.

В окрестности точки фазового перехода второго рода амплитуда $F(\rho \rightarrow \rho_c)$ выражается через соответствующую восприимчивость $\chi(\mathbf{q}, \omega = 0; \rho)$, сингулярную при $\mathbf{q} \rightarrow \mathbf{q}_c$, $\rho \rightarrow \rho_c$ [2]. При восстановлении вида F важную роль играют соотношения симметрии, требующие смены знака этой амплитуды при перестановках частиц, то есть при замене \mathbf{k} на $(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 + \mathbf{k})$ и соответствующей перестановке спиновых индексов. С учетом этих условий сингулярная часть $F^e(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{k}, \omega = 0)$ входящей в (3) амплитуды приобретает вид [2]

$$F_{\alpha\delta; \beta\gamma}^e(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{k}, \omega = 0) \sim -O_{\alpha\beta} O_{\gamma\delta} \chi(\mathbf{k}) + O_{\alpha\gamma} O_{\beta\delta} \chi(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 + \mathbf{k}). \quad (4)$$

Используя для статической восприимчивости $\chi(\mathbf{q})$ в окрестности точки перехода феноменологическое выражение работы [2] и подставляя

сингулярную компоненту амплитуды (4) в соотношение (3), можно убедиться, что и в случае критических осцилляций плотности с $O = 1$, рассматривавшихся в [5], и в случае антиферромагнитных флуктуаций (АФ) с $O_i = \sigma_i$, анализируемых здесь, спектр $\xi(p)$ однородной системы перестает быть монотонной функцией p задолго до того момента, когда плотность ρ достигает ρ_c . Для дальнейшего существенно, что взаимодействие (4), взятое при $\mathbf{k} = 0$, зависит только от разности $(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$, и потому с таким взаимодействием правую часть (3) можно проинтегрировать аналитически, что дает замкнутое соотношение для вычисления спектра одночастичных возбуждений и нахождения пределов устойчивости ландауского основного состояния.

Для АФ в 2D кристалле с квадратной решеткой статическая спиновая восприимчивость $\chi(\mathbf{q})$ имеет резкий пик при переданном импульсе $\mathbf{q} = \mathbf{Q} \equiv (\pi/a, \pi/a)$, где a – постоянная решетки. Используем параметризацию работы [6], $\chi(\mathbf{q}) \sim F(\mathbf{q}) = [\beta^2 + \gamma^2(\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2/Q^2]^{-1}$, и тогда после простых преобразований из (3) находим:

$$\xi(\mathbf{p}) = \xi_{\mathbf{p}}^0 + \frac{3}{2} \int \frac{n_F(\xi(\mathbf{p}_1))}{\beta^2 + \gamma^2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p} + \mathbf{Q})^2/Q^2} d\tau_1. \quad (5)$$

Здесь мы ввели обозначение $\xi_{\mathbf{p}}^0 = \varepsilon_{\mathbf{p}}^0 - \mu$, где $\varepsilon_{\mathbf{p}}^0$ – спектр, рассчитанный в LDA. Отметим, что другой выбор вершины O изменит только численный коэффициент [4].

Таким образом, исходя из перенормированного соотношения Ландау–Питаевского (3), мы получили связь между спектром $\xi(\mathbf{p})$ и распределением $n(\xi(\mathbf{p}))$, по форме напоминающую хатри-фоковскую. Заметим, что если пытаться вывести такого рода соотношение исходя из стандартного приближения случайных фаз, мы столкнемся с проблемой интегрирования сложных выражений по энергии, преодолеть которую весьма трудно.

Основная особенность интеграла (5) заключается в том, что при $\rho \rightarrow \rho_c$ он расходится, и потому правая часть (5) неминуемо обращается в ноль где-то, кроме ФП. Таким образом, ландауское основное состояние перестает быть стабильным до того, как плотность достигнет критической величины, при которой частоты коллективного спектра становятся комплексными, и, следовательно, перестройка одночастичных степеней свободы всегда предшествует коллапсу коллективных. Например, изучая спектр $\xi(p)$ жидкого ${}^3\text{He}$, меняя параметр β , характеризующий близость системы к антиферромагнитному переходу, можно убедиться, что бифуркация в уравнении (2) возникает при уменьшении β вдвое по сравнению со зна-

чением этого параметра, найденном в [2] для ${}^3\text{He}$ при давлении 0.28 атм.

Чтобы проиллюстрировать, как происходит перестройка в электронных системах с сильными АФ, воспользуемся тем обстоятельством, что подынтегральное выражение (5) имеет пик в точке $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p} - \mathbf{Q}$, что позволяет вынести функцию $n(\xi(\mathbf{p}_1))$ за знак интеграла в этой точке и получить уравнение

$$\xi(\mathbf{p}) = \xi_{\mathbf{p}}^0 + f n(\xi(\mathbf{p} - \mathbf{Q})) \quad (6)$$

с положительной эффективной константой $f \sim 1/\beta$. Это уравнение отличается от аналогичного уравнения работы [7] тем, что здесь $\xi(\mathbf{p})$ выражается через $n(\mathbf{p} - \mathbf{Q})$, а не через $n(\mathbf{p})$, как в феноменологической модели, использованной в [7]. Несмотря на то, что оба взаимодействия довольно сильно отличаются друг от друга, получаемые результаты во многом похожи, хотя модель с АФ более реалистична.

Чтобы решить уравнение (6), его удобно переписать как систему двух:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_1^0 + f n(\xi_2), \\ \xi_2 &= \xi_2^0 + f n(\xi_1), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\xi_1 = \xi(\mathbf{p})$, а $\xi_2 = \xi(\mathbf{p} - \mathbf{Q})$. При получении (7) было использовано соотношение $\xi(\mathbf{p} - 2\mathbf{Q}) = \xi(\mathbf{p})$. Решение

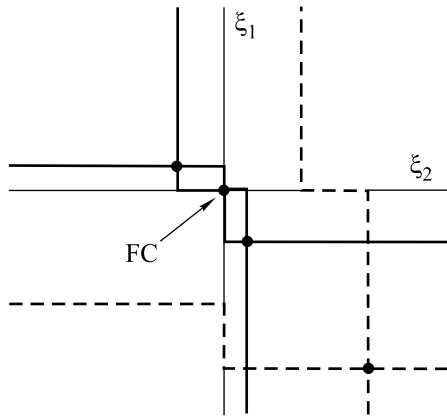


Рис.1. Графическое решение системы (7) для двух наборов параметров. Один из них (штриховые линии) отвечает одному пересечению, а другой (сплошные линии) – трем

этой системы находится графически (см. рис.1). На плоскости ξ_1, ξ_2 каждая из правых частей (7) имеет форму прямоугольного кинка, в первом случае “привязанного” к оси ξ_2 , а во втором – к перпендикулярной оси ξ_1 . Как правило, параметры ξ_1^0, ξ_2^0 и f системы (7) таковы, что оба кинка (или какой-то один из них) лежат далеко от начала координат, а тогда у

линий (штриховых на рис.1) есть ровно одно пересечение – единственное решение системы, определяющее спектр $\xi(\mathbf{p})$. Если же условия позволяют двум неравенствам,

$$-f < \xi_{\mathbf{p}}^0 < 0, \quad -f < \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}^0 < 0, \quad \mathbf{p} \in C, \quad (8)$$

выполниться одновременно, то кинкам удастся обоим одновременно пройти через начало координат, и тогда, как видно на рис.1, вместо одного пересечения линий их появляется целых три. Анализ показывает, что условия (8) выполнимы в окрестности точек ван Хове, причем только, если те располагаются ниже ФП.

Решение $\xi_1 = 0, \xi_2 = 0$, которое отвечает средней точке пересечения, всегда лежащей в начале координат, можно получить на основе вариационного принципа [8]

$$\delta E_0 / \delta n(\mathbf{p}) = \mu, \quad \mathbf{p} \in C, \quad (9)$$

с функционалом энергии

$$E_0 = \sum_{\mathbf{p}} \left[\varepsilon_{\mathbf{p}}^0 n(\mathbf{p}) + \frac{1}{2} f n(\mathbf{p}) n(\mathbf{p} - \mathbf{Q}) \right]. \quad (10)$$

Варьируя это выражение по $n(\mathbf{p})$, мы действительно получаем уравнение (6). Поскольку левая часть этого уравнения есть ни что иное, как энергия квазичастицы $\varepsilon(\mathbf{p})$, то и из прямого решения (6), и из вариационного уравнения (9) получаем один и тот же результат $\xi(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - \mu \equiv 0$ для группы состояний – фермионного конденсата (ФК), занимающих целые области в зоне Бриллюэна, причем границы этих областей сами определяются уравнением (9).

Для иллюстрации на рис.2 показана ФП, полученная решением системы (7) с 2D *tide-binding* спектром $\varepsilon_{\mathbf{p}}^0 = -e_0[\cos(ap_x) + \cos(ap_y) - 2t \cos(ap_x) \cos(ap_y)]$ с параметром $t = 0.45$ и константой $f = 0.5e_0$. Как видно, ФП представляет собой сосредоточенные около точек ван Хове пятна ФК, соединенные между собой дугами. Для импульсного распределения в районах, оккупированных ФК, после подстановки $\xi(\mathbf{p}) = 0$ в (6) получаем выражение

$$n(\mathbf{p}) = -\xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}^0 / f, \quad \mathbf{p} \in C, \quad (11)$$

не имеющее ничего общего со стандартным скачком на дуге ФП. Отметим, что в рассмотренной модели при фиксированных параметрах спектра $\xi_{\mathbf{p}}^0$ и константы f относительная площадь ФК пятен зависит от заполнения зоны, которое определяется химическим потенциалом μ , причем при некотором оптимальном заполнении в окрестности половинного заполнения эта площадь достигает максимального значения. Изображенная на рис.2 ФП отвечает как раз

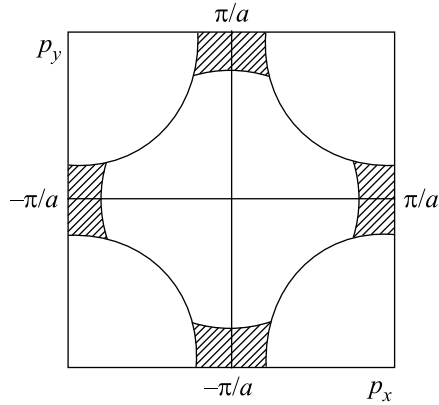


Рис.2. Ферми-поверхность для основного состояния в модели (10). Расчет сделан для оптимального заполнения, обеспечивающего максимальную площадь ФК областей (они заштрихованы)

максимальному фазовому объему ФК для использованных в расчете параметров. Сосуществование ФК областей и обычных участков ФП – другое отличие модели с АФ от использованных в [7, 9] моделей, где обычных дуг у ФП нет – “проливы” между ФК областями тоже заполнены ФК.

Убедимся в том, что перестройка ландауского основного состояния с возникновением ФК областей дает выигрыш в энергии. Подставив распределение (11) в выражение (10) для энергии и вычтя энергию, рассчитанную с фермиевским заполнением, после несложной алгебры найдем для разности: $\Delta E = -(f/2) \sum_{\mathbf{p} \in C} (1 + \xi_{\mathbf{p}}^0/f)(1 + \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}^0/f)$. В силу неравенств (8) эта разность отрицательна, то есть состояние с ФК, действительно, лежит по энергии ниже ландауского.

Обсудим кратко роль регулярных слагаемых в амплитуде F , остающихся после выделения сингулярного члена (4) – например, фононных вкладов. Они, во-первых, трансформируют LDA спектр $\xi_{\mathbf{p}}^0$, вводя эффективную массу, а во-вторых, по той же причине меняют параметры самого антиферромагнитного обмена, приводя к изотопическому эффекту в структуре ФК.

В связи с вариационным условием (9) стоит отметить важную, на наш взгляд, аналогию. Вспомним, что разница между жидкостью и газом проявляется в наличии или отсутствии минимума у функционала $E(\rho)$: в газе его нет – плотность определяется граничными условиями, а в жидкости мы имеем дело с состояниями около минимума. По аналогии можно сказать, что обычно мы называем теорией ферми-жидкости Ландау фактически его теорию взаимодействующего ферми-газа, ибо импульсное рас-

пределение $n(\mathbf{p})$ определяется не положением минимума функционала $E(n)$, а граничными условиями – принципом Паули. На самом же деле, теорией ферми-жидкости Ландау следует называть теорию состояний ферми-системы вблизи точки, где выполняется вариационное условие (9).

Полученные формулы могут быть использованы при описании сверхтекучих состояний сильно коррелированных систем с ФК в рамках теории БКШ. Сразу отметим, что поскольку ФК возникает только, если точки ван Хове лежат ниже ФП, то сверхпроводимость в системе с ФК – дырочная. Стоит сказать и о том, что при описании сверхтекучести не возникает вопроса о затухании ФК возбуждений, поскольку основной канал их распада (на две дырки и частицу) подавлен при энергиях ниже $3|\Delta|$. В стандартном уравнении для щели

$$\Delta(\mathbf{p}) = - \int \mathcal{V}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) \frac{\Delta(\mathbf{p}_1)}{2E(\mathbf{p}_1)} d\tau_1 \quad (12)$$

с неприводимым четырехполюсником $\mathcal{V}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1)$ и одночастичным спектром $E(\mathbf{p}) = \sqrt{\xi^2(\mathbf{p}) + \Delta^2(\mathbf{p})}$ фермионная конденсация влияет на $\xi(\mathbf{p})$ и резко меняет спектр одночастичных возбуждений сверхтекучей системы. Следуя [10], оставим в \mathcal{V} только вклад АФ. Поскольку на ФП этот вклад отталкивателен, решение, если оно существует, должно иметь нули. Это можно увидеть, если вынести $\Delta(\mathbf{p}_1)/2E(\mathbf{p}_1)$ за знак интеграла в точке $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p} - \mathbf{Q}$, где взаимодействие имеет пик. Тогда в пятнах ФК уравнение для щели принимает вид

$$\Delta(\mathbf{p}) = -f \frac{\Delta(\mathbf{p} - \mathbf{Q})}{2E(\mathbf{p} - \mathbf{Q})}, \quad (13)$$

где константа f , будучи интегралом от взаимодействия по ФК области, определяется фазовым объемом ФК. Из уравнения (13) следует, что $E(\mathbf{p})E(\mathbf{p} - \mathbf{Q}) = f^2/4$, а значит, в пятнах ФК, расположенных в окрестностях точек ван Хове, которые соединяются вектором \mathbf{Q} , $E(\mathbf{p}) = f/2$. Поскольку из (13) следует, что щель меняет знак при повороте на 90° от одного пятна ФК к другому, то есть появление ФК не меняет этого основного свойства модели $d_{x^2-y^2}$ -спаривания [10, 6], то щель в системах с ФК тоже исчезает на диагонали зоны Бриллюэна. Если пренебречь малым вкладом спаривания в $\xi(\mathbf{p} - \mathbf{Q})$, то легко увидеть, что щель в спектре $E(\varphi)$ на ФП вдали от точек ван Хове, то есть там, где нет ФК, мала. Иллюстрацией к качественному анализу решения уравнения (12) служит рис.3. Изображенная на нем рассчитанная щель в одночастичном спектре $E(\varphi)$ не меняется в области ФК и быстро падает при выходе из ФК

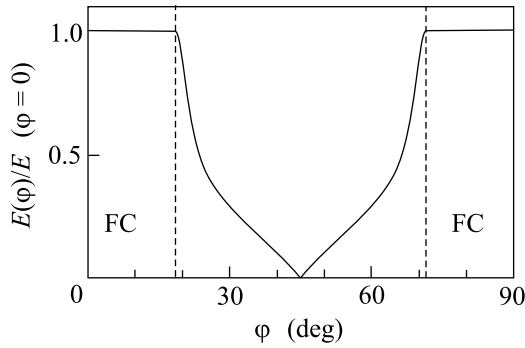


Рис.3. Щель в спектре одночастичных возбуждений на ФП $E(\varphi)$ в единицах $E(\varphi = 0)$

пятна на ферми-дугу. Отметим еще две особенности спаривания в системе с ФК. Во-первых, поскольку в ФК областях щель в спектре $E(\varphi) = f/2$ определяется фазовым объемом ФК, она имеет максимум при оптимальном заполнении, обеспечивающем максимальную площадь пятен ФК, то есть заполнениям ниже и выше оптимального могут отвечать одинаковые значения щели. Во-вторых, в системе с ФК выигрыш в энергии от спаривания $\sim \Delta$ [8] гораздо больше, чем обычный БКШ выигрыш $\sim \Delta^2/\varepsilon_F$ в системе без ФК. Найденное решение уравнения (12) отвечает имеющимся опытным данным о структуре щели в спектре 2D высокотемпературных сверхпроводников с квадратной решеткой [11, 12]. Точность этих данных, извлеченных из фотоэмиссионных спектров, пока не высока, и вопрос о количественном сравнении наших результатов с экспериментом остается открытым. Отметим еще, что в системе с ФК выигрыш в энергии от спаривания $\sim \Delta$ [8] гораздо больше, чем обычный БКШ выигрыш $\sim \Delta^2/\varepsilon_F$ в системе без ФК.

В заключение мы использовали соотношение Ландау–Питаевского, выделив в амплитуде взаимодействия сингулярный вклад АФ, и показали, что антиферромагнитному переходу предшествует перестройка одночастичных степеней свободы, которая приводит к возникновению плоских участков в спектре одночастичных возбуждений. В результате такой перестройки ФП 2D высокотемпературных сверхпроводников с квадратной решеткой приобретает вид расположенных около точек ван Хове пятен

ФК, соединенных между собой дугами. Оставив лишь вклад АФ и в спаривательном взаимодействии, мы изучили проявление ФК в одночастичных спектрах таких сверхпроводников при $T = 0$ и нашли, что форма щели в спектре на ФП $E(\varphi)$ качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными [11, 12] и отличается от той формы, которую дает $d_{x^2-y^2}$ -модель. Количественная проверка наших результатов – дело, видимо, недалекого будущего.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-15-96590), NSF (Grant # 9900713) и McDonnell Center for Space Sciences. Авторы благодарны Н. Е. Зейну, а также С. М. Bender, J. C. Campuzano, J. Mesot, M. R. Norman за обсуждение затронутых в работе вопросов.

1. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, М.: Наука, 1967.
2. А. М. Дюгаев, *ЖЭТФ* **43**, 1247 (1976).
3. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Физматгиз, 1962.
4. Дж. В. Кларк, В. А. Ходель, М. В. Зверев, *Ядерная физика* **64**, 1 (2001).
5. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, М. В. Зверев, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 242 (1997).
6. P. Montoux, A. V. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3448 (1991).
7. Г. Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 798 (1994).
8. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 553 (1990); *Condensed Matter Theories* **12**, 222 (1997).
9. V. A. Khodel, J. W. Clark, and V. R. Shaginyan, *Solid St. Comm.* **96**, 353 (1995).
10. N. E. Bickers, D. J. Scalapino, and R. T. Scalettar, *Int. J. Mod. Phys.* **B1**, 687 (1987); N. E. Bickers, D. J. Scalapino, and S. R. White, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 961 (1989).
11. H. Ding, M. R. Norman, J. C. Campuzano et al., *Phys. Rev.* **B54**, 9678 (1996).
12. M. R. Norman, in *High Temperature Superconductivity*, Eds. S. E. Barnes, J. Ashkenazi, J. L. Kohn, and F. Zuo, New York: AIP, p. 298.