

Низкотемпературные фазовые переходы в системах с фермионным конденсатом

В. А. Ходель, М. В. Зверев¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 2007 г.

В рамках теории фермионной конденсации анализируются фазовые переходы, наблюдаемые в электронных системах твердых тел в окрестности квантовой критической точки, где эффективная масса расходится. Показано, что неупорядоченная фаза содержит фермионный конденсат. Его энтропия, конечная при $T \rightarrow 0$, служит причиной целой цепи переходов, происходящих при экстремально низких T . Результаты проведенного исследования согласуются с экспериментом.

PACS: 71.10.Hf, 71.27.+a, 75.30.Cr

Интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование фазовой диаграммы сильно коррелированных электронных систем в твердом теле в области квантовой критической точки (ККТ) продолжается уже более десятка лет. В этой точке при температуре $T = 0$ эффективная масса M^* электрона расходится [1], а групповая скорость $d\epsilon(p, T = 0)/dp$ обращается на поверхности Ферми в нуль, и электронный спектр $\epsilon(p, T = 0)$ приобретает точку перегиба, что делает термодинамику неферми-жидкостной [2]. В окрестности ККТ свойства электронных систем резко меняются даже при малом изменении какого-то из внешних параметров, например, давления или магнитного поля. Как правило, такое поведение ассоциируется с некоторым фазовым переходом второго рода, идентифицируемым по скачку теплоемкости $C(T)$ в точке перехода. В металле CeCoIn_5 этот переход – сверхпроводящий с $T_c = 2.3$ К. Во многих других соединениях он приводит к возникновению магнитного порядка. Так в соединении CeAuSb_2 соответствующая температура Нееля $T_N = 5$ К, в CeRhIn_5 $T_N = 3.8$ К, а в YbRh_2Si_2 – 70 мК.

Термодинамика фазы, существующей ниже точки перехода, описывается теорией ферми-жидкости (ФЖ) Ландау в нормальном состоянии и теорией БКШ – в сверхпроводящем. В нормальном состоянии, в согласии с теорией Ландау, магнитная восприимчивость $\chi(T \rightarrow 0)$ стремится к постоянному пределу, теплоемкость $C(T)$ меняется линейно, а сопротивление $\rho(T)$ – квадратично с T . Основные особенности, отличающие термодинамику фазы, существующей выше точки перехода, таковы: 1) магнитная восприимчивость быстро меняется с температурой – порой при совсем низких $T \sim T_N$ она ведет себя

кюри-вейссовским образом, как в газе локализованных спинов, 2) коэффициент теплового расширения $\beta(T)$ превышает результат теории Ландау $\beta(T) \sim T$ в тысячи раз, 3) температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ преобразуется из квадратичной в линейную.

Иногда, особенно под давлением, фазовый переход становится переходом первого рода. А иногда, как в случае нового соединения YbIr_2Si_2 , смена указанных режимов происходит не фазовым переходом, а кроссовером, то есть *непрерывно*, хотя и в достаточно узком интервале температур в области $T < 1$ К [3, 4]. Это означает, что никакая дискретная симметрия, если таковая есть, не меняется при переходе от одного режима к другому.

Разгадка необычных свойств неупорядоченной фазы, существующей выше точки перехода, – не единственная проблема, стоящая перед теорией. Объяснение того, почему охлаждение системы до экстремально низких температур делает ее похожей на обычную ФЖ, является не менее интересной задачей – ведь, как правило, все происходит ровно наоборот: теория ФЖ адекватно описывает неупорядоченную фазу, а ниже температуры перехода возникает некий параметр порядка, который “портит” ферми-жидкостную термодинамику.

В этой статье мы будем искать ответы на поставленные вопросы в рамках теории фермионной конденсации [5–7], уже применявшейся к электронным системам ранее [2, 8, 9]. Напомним, что эта теория основана на квазичастичном подходе, развитом Ландау в первой из его работ по теории ФЖ [10]. Тем не менее, теория фермионной конденсации резко отличается по своим предсказаниям от традиционной теории ФЖ. Дело в том, что в области, близкой к ККТ, формула Ландау для одночастичного спектра

¹⁾e-mail: zverev@mbslab.kiae.ru

$\epsilon(\mathbf{p}) = p_F(p - p_F)/M^*$, отсчитанного от химического потенциала μ , становится неприменимой из-за расходимости эффективной массы M^* , а за точкой перехода спектр $\epsilon(\mathbf{p})$ кардинально перестраивается: в нем возникает область C , где существует фермионный конденсат (ФК) – группа одночастичных состояний с дисперсией спектра $\epsilon(\mathbf{p})$, пропорциональной температуре T [7]. Тогда эффективная масса $M^*(T)$ квазичастиц ФК имеет вид

$$M^*(T) \simeq \eta \frac{p_F^2}{T}, \quad \mathbf{p} \in C, \quad T > T_N, \quad (1)$$

где $\eta = \Delta p/p_F$ определяется характерным размером Δp области C , занятой ФК.

Чтобы не отсылать читателя к другим статьям, мы приведем основные формулы, описывающие термодинамику систем тяжелых фермионов с ФК, с учетом того, что в этих системах одночастичные волновые функции являются функциями Ванье:

$$\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = \sum e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}_\alpha} \Psi_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}_\alpha), \quad (2)$$

где $\Psi_0(\mathbf{r})$ – электронная волновая функция в атоме. Соответствующая гриновская функция имеет вид

$$G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \epsilon) = \int \frac{\Psi_{\mathbf{p}}^*(\mathbf{r}_1) \Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}_2)}{\epsilon - \epsilon(\mathbf{p})} dv, \quad (3)$$

где dv – элемент импульсного пространства. Подставляя ее в определение магнитной восприимчивости, найдем

$$\chi(T) = \frac{\mu_e^2}{T} \int n(\epsilon) (1 - n(\epsilon)) dv, \quad (4)$$

где μ_e – эффективный магнетон Бора. Его введение связано с тем фактом, что в ответ входит среднее по атомному состоянию от оператора электронного магнитного момента атома, а он содержит не только спиновую, но и орбитальную часть, которая главенствует в рассматриваемых системах.

Вклад ФК $\chi_*(T)$, доминирующий в $\chi(T)$ при низких температурах, вычисляется подстановкой в (4) функции распределения $n_*(\mathbf{p})$ частиц ФК по импульсам, что дает [11]

$$\chi_*(T) \simeq \mu_e^2 \frac{\kappa \rho}{T}, \quad (5)$$

где

$$\kappa = \frac{1}{\rho} \int n_*(\mathbf{p}) (1 - n_*(\mathbf{p})) dv. \quad (6)$$

Величина этого безразмерного параметра, характеризующего ФК, всегда меньше единицы. Таким образом, магнитная восприимчивость ФК меняется с температурой по закону Кюри с эффективной константой $\mu_{\text{eff}}^2 = \mu_e^2 \kappa$. В качестве примера рассмотрим металл YbRh_2Si_2 , где $\mu_e = 4.54 \mu_B$ [3, 12]. Кюри-

вейссовское поведение $\chi(T) = \mu_{\text{eff}}^2/(T - \Theta_W)$ с температурой Вейсса $\Theta_W = -0.3 \text{ K}$ и $\mu_{\text{eff}} = 1.4 \mu_B$ наблюдается здесь в интервале $0.07 \text{ K} < T < 0.3 \text{ K}$ [13]. В результате находим $\kappa = \mu_{\text{eff}}^2/\mu_e^2 \simeq 0.1$. Величина того же порядка извлекается из данных по магнитной восприимчивости электронов в нормальном состоянии соединения CeCoIn_5 [9].

Энтропия фермионного конденсата S_* вычисляется из формулы Ландау [10], если в ней заменить $n(\mathbf{p})$ на $n_*(\mathbf{p})$. Тогда [5]

$$S_* = - \int [n_*(\mathbf{p}) \ln n_*(\mathbf{p}) + (1 - n_*(\mathbf{p})) \ln(1 - n_*(\mathbf{p}))] dv. \quad (7)$$

Ее отличительная черта – независимость от температуры. По той же причине не зависит от T и ФК вклад [14]

$$\beta_*(T) = \rho (\partial V / \partial T)_P \equiv -\rho (\partial S_* / \partial P)_T \quad (8)$$

в коэффициент теплового расширения $\beta(T)$, превышающий при низких T результат теории Ландау $\beta(T) \sim T$ во много раз, что находится в согласии с экспериментальными данными [15]. С другой стороны, в теплоемкость $C(T) = T dS/dT$ член S_* вклада не дает.

Анализируя проводимость тяжелофермионных металлов, необходимо иметь в виду, что электронная жидкость в них анизотропна, и кроме, того, как правило, сразу несколько полос пересекают поверхность Ферми, так что ФК никогда не покрывает поверхность Ферми целиком. Из этого следует, что основной вклад в проводимость дают квазичастицы, не принадлежащие ФК. В дальнейшем мы будем называть их нормальными, так как их групповая скорость в пределе $T \rightarrow 0$ остается конечной, в то время как групповая скорость квазичастиц ФК, а с нею и их ток обращаются в нуль. Таким образом, формула для сопротивления системы принимает вид

$$\rho(T) \sim M_n^* \gamma_n(T), \quad (9)$$

где M_n^* – усредненная эффективная масса нормальных квазичастиц, а $\gamma_n(T)$ – их затухание. Три процесса вносят основной вклад в $\gamma_n(T)$: 1) распад нормальной квазичастицы с возникновением пары нормальных квазичастиц и одной, принадлежащей ФК, 2) распад нормальной квазичастицы с появлением пары квазичастиц ФК, 3) упругое рассеяние нормальной квазичастицы на квазичастице ФК. Последние два топологически эквивалентны, поэтому их расчеты могут быть объединены. Таким образом,

$$\gamma_n = \gamma_{1n} + \gamma_{2n} + \gamma_{3n}, \quad (10)$$

где

$$\gamma_{1n}(T) \sim |\Gamma_{1n}^2| T^2 (M_n^*)^2 M^*(T) \quad (11)$$

и

$$\gamma_{2n}(T) \simeq \gamma_{3n}(T) \sim |\Gamma_{2n}^2| T^2 M_n^* [M^*(T)]^2. \quad (12)$$

Здесь $M^*(T)$ дается формулой (1), а $|\Gamma_{1n}^2|$ и $|\Gamma_{2n}^2|$ – интегралы с атомными волновыми функциями, проинтерированные затем, в отличие от проблемы Кондо, по двум 4-импульсам выходных квазичастиц. Поэтому температурная зависимость этих величин при интегрировании замазывается, и, пренебрегая ею, мы с помощью соотношения (1) получаем

$$\gamma_{1n}(T) \sim \eta (M_n^*)^2 T, \gamma_{2n}(T) \simeq \gamma_{3n}(T) \simeq \eta^2 p_F^2 M_n^*. \quad (13)$$

Подставляя эти результаты в формулу для сопротивления, находим

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T, \quad T > T_N \quad (14)$$

в согласии с экспериментом [3, 13]. Константа $\rho_0 \sim \eta^2$ определяется рассеянием нормальных квазичастиц на ФК и не имеет никакого отношения к рассеянию их на примесях.

Анализируя эффекты, связанные с затуханием, оставим в стороне не зависящую от температуры часть $\gamma(T)$, имитирующую рассеяние нормальных квазичастиц на примесях и слабо влияющую на термодинамику, и сосредоточимся на линейном по T слагаемом γ_{1n} . Наличие его означает, что при $\epsilon > T$ в мнимой части массового оператора $\Sigma(p, \epsilon)$ доминирует слагаемое, линейное по ϵ . Это, в свою очередь, на основе дисперсионного соотношения Крамерса-Кронига приводит к появлению в $\text{Re} \Sigma(p, \epsilon)$ слагаемого $\sim \eta \epsilon \ln \epsilon$. Системы с таким массовым оператором принято называть маргинальными из-за того, что перенормировочный множитель $z = [1 - (\partial \text{Re} \Sigma(p, \epsilon) / \partial \epsilon)_{\epsilon=0}]^{-1}$, характеризующий вес квазичастичного состояния в одночастичном у поверхности Ферми, обращается в нуль. Таким образом, любая система с ФК является маргинальной, что ведет к появлению в теплоемкости $C(T)$ логарифмических поправок $\sim T \ln T$ [16], медленно убывающих с температурой. На далеких от точки перехода расстояниях именно они и выживают, а вблизи ККТ их затмевают лидирующие степенные члены [2]. Стоит отметить, что обычно такого рода поправки сигнализируют о наличии критических флуктуаций, но в системе с ФК таких флуктуаций нет.

Поучительно сравнить предсказания разных подходов для поведения теплоемкости $C(T)$ во внешнем магнитном поле. С одной стороны, влияние поля на спектр спиновых флуктуаций, как правило, мало, и потому в сценариях, использующих критичес-

кие флуктуации, очень трудно подавить их вклад уже при малых полях, как того требует эксперимент. С другой стороны, ФК сценарий позволяет объяснить эксперимент, поскольку при малых κ ФК исчезает при наложении поля H весьма малой амплитуды. Для иллюстрации на рис.1 даны результаты

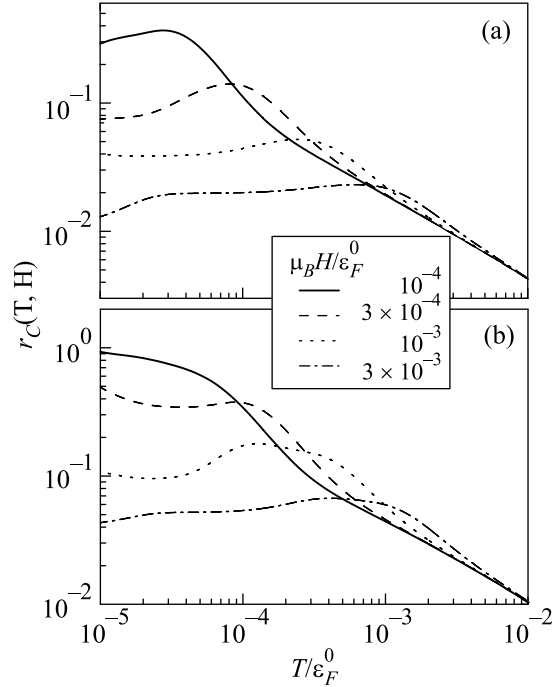


Рис.1. Отношение $r_C = C(T)/C_g(T)$ – теплоемкости $C(T)$ к теплоемкости $C_g(T)$ идеального ферми-газа как функция температуры при различных магнитных полях. Расчеты сделаны на основе уравнения (15) с функцией взаимодействия $f(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1) = \lambda / [(1 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_1)^2 / 4p_F^2)^2 + \beta^2]$, где $\beta = 0.48$, а λ объясняется в тексте

численных расчетов зависимости $C(T, H)$. В них одночастичный спектр $\epsilon(p)$ вычислен на основе уравнения (15), приведенного ниже, в котором функция Ландау взаимодействия f взята в виде, использованном в предыдущей работе авторов [9]: $f(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1) = \lambda / [(1 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_1)^2 / 4p_F^2)^2 + \beta^2]$, где $\beta = 0.48$, а λ превышает критическое значение λ_{cr} , при котором эффективная масса расходится, на 2% (панель (a)) и 4% (панель (b)). Как видно из рисунка, наложение поля ведет к быстрому подавлению неферми-жидкостного вклада в теплоемкость, причем, чем ближе система к ККТ, тем меньшее поле необходимо для подавления этого вклада, что согласуется с экспериментом [3, 13]. Полученные кривые хорошо описывают экспериментальное поведение $C(T)$ соединения YbRh_2Si_2 , а также I -структуры YbIr_2Si_2 (см. Fig.2 в [17] и Fig.4 в [3]).

Суммируя все, можно прийти к выводу, что основные аномалии, наблюдаемые в термодинамике высокотемпературной фазы, объясняются моделью ФК. Если это действительно так, то придется, видимо, изменить интерпретацию результатов по измерению отношения Зоммерфельда–Вилсона $R_{SW} \sim T\chi(T)/\mu_B^2 C(T)$ во внешнем магнитном поле $H > H_c$, где H_c – поле, при котором система возвращается в лоно теории Ландау. Напомним, что в однородной системе нормировка R_{SW} выбирается таким образом, чтобы в идеальном ферми-газе иметь $R_{SW} = 1$. Тогда в ФЖ Ландау это отношение есть не что иное, как стонеровский фактор, расходящийся в точке ферромагнитного перехода, и, следовательно, измерение R_{SW} дает возможность судить о силе ферромагнитных флуктуаций. Измерения, проведенные в металле YbRh_2Si_2 с μ_{eff} , определенным уравнением (5), дают $T\chi(T)/\mu_{\text{eff}}^2 C(T) \simeq 14$ [13]. Но заключить отсюда, как это сделано в цитируемой работе, что YbRh_2Si_2 близок к точке ферромагнитного перехода, нельзя. Ведь, как уже говорилось, вычисляя восприимчивость $\chi(T)$, нужно использовать фактор μ_e , который для YbRh_2Si_2 равен $4.54 \mu_B$. Поскольку эффективная константа Кюри μ_{eff}^2 имеет довольно отдаленное отношение к перенормировке магнитного момента в области, где термодинамика систем подчиняется теории ФЖ, разумное определение отношения Зоммерфельда–Вилсона таково: $R_{SW} = T\chi(T)/\mu_e^2 C(T)$. При таком его определении $R_{SW} \simeq 1.4$, а это значит, что большого усиления ферромагнитных флуктуаций в этой системе нет. К такому же выводу приводит и анализ эксперимента по измерению соотношения Корринги $\mathcal{S} = 1/T_1 T K^2$ в тяжелофермионном металле YbRh_2Si_2 [18]. В этой формуле K – найтовский сдвиг на ядре Si^{29} , а $1/T_1$ – скорость спин-решеточной релаксации. В системе не взаимодействующих электронов $\mathcal{S}_0 = \pi\gamma_n^2/\mu_B^2$, где γ_n – гиромагнитный фактор нейтрона, в то время как отношение $\mathcal{S}_{\text{exp}}/\mathcal{S}_0$ не превышает 0.1, что по мнению авторов [18] свидетельствует о наличии сильных ферромагнитных корреляций. Однако если в \mathcal{S}_0 заменить, как и в предыдущем расчете, μ_B на μ_e , мы получим $\mathcal{S}_{\text{exp}}/\mathcal{S}_0 \simeq 2$, а значит, заметных ферромагнитных корреляций в YbRh_2Si_2 нет.

Обратимся теперь к вопросу, почему однородная система с ФК неустойчива в пределе $T \rightarrow 0$ и почему спектр соответствующих фазовых переходов столь разнообразен? Ответ на его первую часть дан в первой же работе по теории фермионной конденсации [5]. Дело в том, что конденсатная энтропия S_* не зависит от T , и если в пределе $T \rightarrow 0$ ФК выживает, то это противоречит теореме Нернста. Значит, при $T \rightarrow 0$

одночастичный спектр $\epsilon(p)$, в котором присутствует ФК, обязан перестроиться. Это и было обнаружено в численных расчетах, проведенных на основе уравнения Ландау [19],

$$\frac{\partial \epsilon(p)}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \epsilon_p^0}{\partial \mathbf{p}} + \int f(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) \frac{\partial n(\mathbf{p}_1)}{\partial \mathbf{p}_1} d\mathbf{v}_1, \quad (15)$$

связывающего спектр с импульсным распределением квазичастиц с помощью функции Ландау взаимодействия f . Оказалось [20], что при $\lambda > \lambda_{\text{cr}}$ в однородной системе, где $\partial \epsilon_p^0 / \partial p = p/M$, при конечных, но не экстремально низких температурах, в импульсном пространстве существует область, занятая ФК: в ней дисперсия спектра $\epsilon(p)$, действительно, пропорциональна T . При понижении T до некоторой достаточно малой температуры T_m в гладкой части $\epsilon(p)$ постепенно возникает некая структура с узлом, характеристики которой слабо зависят от T . В итоге при $T < T_m$ система оказывается в новом состоянии [20], энтропия которого в пределе $T \rightarrow 0$ обращается в нуль. От стандартного импульсного распределения Ландау $n_F(p) = \theta(p_F - p)$ оно отличается тем, что новая поверхность Ферми неодносвязна. Другими словами, при $T = 0$ новые числа заполнения остаются теми же самыми 0 и 1, но, в отличие от стандартной ступеньки Ферми $n_F(p)$, в новом заполнении $n(p)$ возникают бреши, часто называемые пузырьками. Простейшее состояние с одним пузырьком, рассмотренное впервые Фрелихом [21], устроено так: $n(p) = 1$, покуда $p < p_1$. В интервале $p_1 < p < p_2$ все одночастичные состояния пусты, а в интервале $p_2 < p < p_F$ – снова полностью заполнены. При этом никакого изменения симметрии в переходе между состояниями с разным числом пузырьков или между состоянием с ФК и пузырьковыми не происходит.

Результаты расчетов свойств пузырьковой фазы и превращения ее при нагреве в фазу с ФК, проведенных на основе решения уравнения (15), даны на рис.2. На нижних панелях показана температурная динамика изменения импульсного распределения $n(p)$ в отсутствие магнитного поля (панель (b)) и при наложении поля $\mu_B H / \epsilon_F^0 = 10^{-3}$ (панель (c)). Когда поля нет, нагревание ведет к расплыванию пузырька и возникновению ФК, в котором $n_*(p)$ практически не зависит от температуры. На верхней панели (a) эта метаморфоза отражается в виде кроссовера от режима, в котором плотность состояний не зависит от T , а сопротивление квадратично по T , к режиму, в котором плотность состояний $\propto T^{-1}$, а сопротивление линейно по T . Такая смена режима T -зависимости сопротивления кроссовером обнаружена недавно для

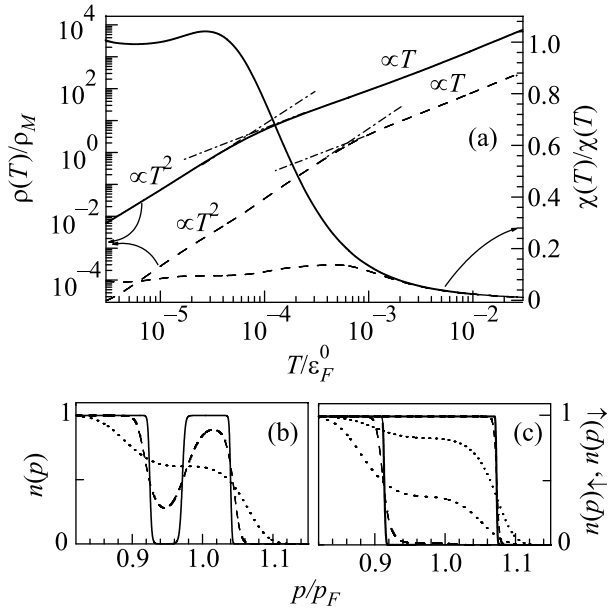


Рис.2. Панель (а): Отношения $r_\chi = \chi(T)/\chi(0)$ и $r_\rho = \rho(T)/\rho_M$, где ρ_M – сопротивление при температуре, при которой плотность состояний максимальна, как функции температуры T . Расчет сделан с той же функцией взаимодействия f , что и на рис.1 (с параметрами, соответствующими панели (b)). Сплошные кривые отвечают расчету без магнитного поля, а штриховые – расчету для $\mu_B H/\varepsilon_F^0 = 10^{-3}$. Панель (b): импульсные распределения квазичастиц при трех значениях температуры $T/\varepsilon_F^0 = 10^{-5}$ (сплошная кривая), 10^{-4} (штриховая кривая), 10^{-3} (пунктир) в отсутствие магнитного поля. Панель (с): импульсные распределения квазичастиц со спином вверх (жирные кривые) и со спином вниз (тонкие кривые) в магнитном поле $\mu_B H/\varepsilon_F^0 = 10^{-3}$ при тех же значениях температуры, что на панели (b)

I -структуры соединения YbIr_2Si_2 [4]). В магнитном поле, как видно на панели (а), плотность состояний при малых температурах на порядок падает, а температура кроссовера – на порядок возрастает, то есть область квадратичного по T сопротивления расширяется. Однако характер поведения плотности состояний и сопротивления с температурой в магнитном поле остается прежним. Это проясняет панель (с), где видно, что магнитное поле убивает пузырьки, в котором плотность состояний собиралась с трех листов ферми-поверхности, и возвращает систему в ФЖ состояние с зеемановским расщеплением спектра. При этом нагревание точно также приводит к образованию ФК и аналогичному кроссоверу.

Обсудим теперь другие пути преодоления противоречия с теоремой Нернста, связанные с переходами второго рода, происходящими в результате коллапса соответствующей ветви коллективного спектра либо в канале частица-дырка, либо в канале частица-

частица. Для дальнейшего полезно напомнить некоторые результаты анализа коллапса куперовской моды в канале частица-частица [5], полученные на основе уравнения теории БКШ для щели $\Delta(p, T)$ в спектре одночастичных возбуждений при температуре T , близкой к критической:

$$\Delta(p, T \rightarrow T_c) = \int \mathcal{V}(p, p_1) \frac{\tanh \frac{\varepsilon(p_1)}{2T_c}}{2\varepsilon(p_1)} \Delta(p_1, T \rightarrow T_c) dv_1. \quad (16)$$

Полагая $\Delta(p, T) = \Delta_0(T)D(p)$ с не зависящей от импульса амплитудой $\Delta_0(T)$, обращающейся в нуль в точке перехода T_c , и подставляя в уравнение (16) ФК спектр $\varepsilon(p, T) = T \ln[(1 - n_*(p))/n_*(p)]$ [7], мы после некоторой алгебры получим линейное интегральное уравнение

$$T_c D(p) = \int \mathcal{V}(p, p_1) \frac{1 - 2n_*(p_1)}{\ln[(1 - n_*(p_1))/n_*(p_1)]} D(p_1) dv_1, \quad (17)$$

в котором T_c является, по существу, собственным значением. Имея в виду, что интегрирование идет здесь только по области, занятой ФК, получаем такую оценку температуры сверхпроводящего S -перехода: $T_c \simeq \lambda_0 \kappa$, где введена эффективная спаривательная константа λ_0 . Эта оценка позволяет объяснить, почему в системах с ФК отношение $\Delta C(T_c)/T_c$ скачка теплоемкости

$$\Delta C(T_c) = -\frac{1}{2T_c} \int \left(\frac{\partial \Delta^2(p)}{\partial T} \right)_c n(p)(1 - n(p)) dv \quad (18)$$

к температуре T_c не бывает особенно большим даже тогда, когда T_c стремится к нулю: как видно обе величины ΔC и T_c пропорциональны κ . Этот результат, полученный для S -спаривания, фактически не зависит от того, с каким типом парных корреляций мы имеем дело.

Перейдем теперь к каналу частица-дырка, ограничившись случаем, когда ниже точки перехода мы имеем дело с определенной L -деформацией поверхности Ферми и, стало быть, трансляционная инвариантность не нарушается. Рассмотрение различных сценариев этой деформации в стандартной ФЖ стало особенно популярно в последние годы [22, 23]. В системе с ФК уравнение коллапса для L -моды хотя и имеет тот же вид, что и в стандартной теории Ландау, но ведет к совершенно другим результатам:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_L &= \int \mathcal{F}_L(p, p_1) \frac{dn(p_1, T)}{d\varepsilon(p_1)} \mathcal{T}_L(p_1) dv_1 \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{T_L N} \int \mathcal{F}_L(p, p_1) n_*(p_1)(1 - n_*(p_1)) \mathcal{T}_L(p_1) dv_1, \quad (19) \end{aligned}$$

где, как и прежде, $n_*(p)$ – распределение ФК по импульсам, \mathcal{F}_L есть L -гармоника функции взаимодействия Ландау. Тем же способом, что и раньше, получается оценка $T_N^L \sim \mathcal{F}_L \kappa$. Каждая из этих температур пропорциональна κ и потому мала. Максимальная величина T_N^L отвечает наибольшему значению $|\mathcal{F}_L|$. Мы видим, что возникает целое семейство фаз, между которыми при изменении температуры и магнитного поля могут происходить квантовые фазовые переходы. Как правило, это переходы первого рода, поскольку они происходят между фазами с разными параметрами порядка. Некоторые фазовые диаграммы систем тяжелых фермионов приведены на рис.3. Диаграмма, изображенная на верхней правой панели,

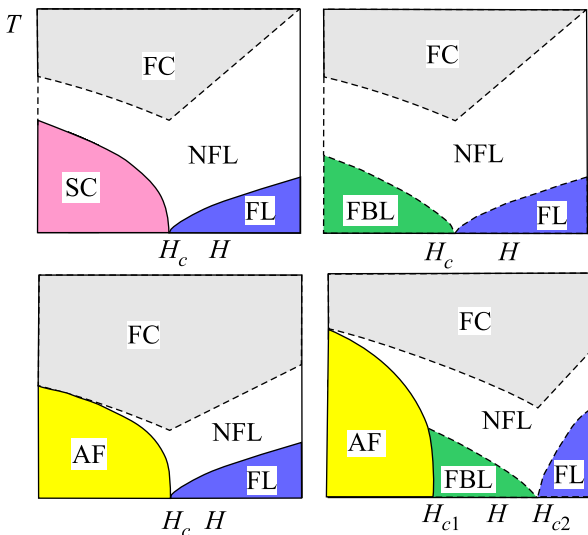


Рис.3. Фазовые (H, T) диаграммы систем тяжелых фермионов в окрестности ККТ. Разной штриховкой показаны ФЖ фаза (FL), ФЖ фаза с многосвязной фермионической поверхностью (FBL), антиферромагнитная фаза (AF), сверхпроводящая фаза (SC), фаза ФК (FC) и область кроссовера, которому отвечает неферми-жидкостное поведение (NFL)

согласуется с экспериментальной фазовой диаграммой I -структуры YbIr_2Si_2 [3], а диаграмма на нижней левой панели отвечает фазовой диаграмме CeRhIn_5 . Диаграмма, приведенная на нижней правой панели с $H_{c1} = 0.07$ Тл и $H_{c2} = 9.9$ Тл [25], соответствует фазовой диаграмме YbRh_2Si_2 , а с $H_{c1} \simeq 10$ Тл и $H_{c2} = 11.8$ Тл [26] – фазовой диаграмме соединения CeCoIn_5 .

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Н.Е. Зейну, В.М. Яковенко, М. Niclas, и Н.Г. Yuan за плодотворное обсуждение проблем, затронутых в данной работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского министерства образования и науки (грант

#НШ-8756.2006.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-17171 и # 07-02-00553).

1. P. Coleman, C. Pepin, Q. Si, and R. Ramazashvili, J. Phys.: Condens. Matter **13**, R723 (2001).
2. J. W. Clark, V. A. Khodel, and M. V. Zverev, Phys. Rev. **71**, 012401 (2004).
3. Z. Hossain, C. Geibel, F. Weickert et al., Phys. Rev. B **72**, 094411 (2005).
4. H. Q. Yuan, M. Nicklas, Z. Hossain et al., Phys. Rev. B **74**, 212403 (2006).
5. В.А. Ходель, В.Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 488 (1990); V. A. Khodel and V. R. Shaginyan, Condens. Matter Theories **12**, 221 (1997); V. A. Khodel, V. V. Khodel, and V. R. Shaginyan, Phys. Rep. **249**, 1 (1994).
6. Г.Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **53**, 208 (1991).
7. P. Nozières, J. Phys. I France **2**, 443 (1992).
8. В.Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **77**, 99 (2003); **79**, 344 (2004).
9. V. A. Khodel, M. V. Zverev, and V. M. Yakovenko, Phys. Rev. Lett. **95**, 236402 (2005).
10. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
11. М.В. Зверев, В.А. Ходель, Письма в ЖЭТФ **79**, 772 (2004).
12. G. R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **56**, 755 (1984).
13. P. Gegenwart, J. Custers, T. Tayama et al., Acta Phys. Pol. B **34**, 323 (2003).
14. М.В. Зверев, В.А. Ходель, В.Р. Шагинян, М. Балдо, Письма в ЖЭТФ **65**, 828 (1997).
15. N. Oeschler P. Gegenwart, M. Langet et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 076402 (2003).
16. C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989).
17. J. Custers, P. Gegenwart, H. Wilhelm et al., Nature **424**, 524 (2003).
18. K. Ishida, K. Okamoto, Y. Kawasaki et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107202 (2002).
19. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика*, Часть 2, Vol. 2, М.: Физматлит, 2001.
20. М.В. Зверев, М. Балдо, ЖЭТФ **114**, 2078 (1998); M. V. Zverev and M. Baldo, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 2059 (1999).
21. H. Frölich, Phys. Rev. **79**, 845 (1950).
22. C. J. Halboth and W. Metzner, Phys. Rev. Lett. **85**, 5162 (2000).
23. V. Oganesyan, S. A. Kivelson, and E. Fradkin, Phys. Rev. B **64**, 195109 (2001).
24. J. Paglione, M. A. Tanatar, D. G. Hawthorn et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 106606 (2006).
25. P. Gegenwart, J. Custers, C. Geibel et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 056402 (2002).
26. B.-L. Young, R. R. Urbano, N. J. Curro et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 036402 (2007).