

На правах рукописи

ПАНКРАТОВ Сергей Сергеевич

**ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ
ПЕРЕХОДЫ В ОДНОРОДНЫХ
ИЗОТРОПНЫХ ФЕРМИ-СИСТЕМАХ**

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2013

Работа выполнена в *Федеральном государственном бюджетном учреждении "Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"*.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Зверев Михаил Валентинович

Официальные оппоненты: *Воловик Григорий Ефимович*,
доктор физико-математических наук.
Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау Российской академии наук,
главный научный сотрудник

Бабиченко Владимир Симонович,
кандидат физико-математических наук.
Отделение физики конденсированного
состояния, НИЦ "Курчатовский институт",
старший научный сотрудник

Ведущая организация: *Московский физико-технический институт
(государственный университет)*

Защита состоится "____" _____ 2013 г. в _____ на заседании диссертационного совета Д 520.009.03 на базе НИЦ "Курчатовский институт" по адресу: 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
НИЦ "Курчатовский институт".

Автореферат разослан "____" _____ 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Барabanов А.Л.

Общая характеристика работы

Актуальность. Исследование квантовых фазовых переходов – одно из современных направлений физики конденсированного состояния. Под квантовыми фазовыми переходами понимают фазовые переходы, возникающие в физических системах при температуре $T = 0$ при вариации некоторого управляющего параметра x (например магнитного поля, плотности числа электронов или дырок, давления). Квантовые фазовые переходы наблюдаются в различных ферми-системах, в которых одночастичные степени свободы проявляют сильно коррелированное поведение, а именно: 1) в тяжелофермионных соединениях $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$, YbRh_2Si_2 , $\text{YbRh}_2(\text{Si},\text{Ge})_2$, CePd_2Si_2 , CeIn_3 , CeCoIn_5 [1]; 2) в двумерном электронном газе инверсионного слоя кремневых полевых МОП транзисторов [2]; 3) в пленках ^3He на различных подложках [3]. Экспериментально в окрестности точки $(x_c, T = 0)$ (квантовая критическая точка (ККТ) на фазовой плоскости (x, T)) наблюдается неферми-жидкостное поведение различных характеристик системы (теплоемкости, магнитной восприимчивости, электрического сопротивления и т.д.) при низких температурах и фиксированном значении x , а также нерегулярное поведение соответствующих функций с изменением x при заданном T . Один из основных экспериментальных результатов – расходимость (или значительное увеличение) эффективной массы m^* квазичастичных степеней свободы в ККТ при подходе с ферми-жидкостной стороны.

Существует два взгляда на природу квантовых фазовых переходов в ККТ. Согласно первому – сценарию квантовых критических флуктуаций [4, 5] – ККТ отождествляется с точкой, разделяющей при $T = 0$ на фазовой диаграмме (x, T) области упорядоченной и неупорядоченной фаз, в которой происходит квантовый фазовый переход, обусловленный действием квантовых коллективных флуктуаций. Такая ККТ может быть точкой окончания линии $T_c(x)$ непрерывных температурных фазовых переходов, в случае существования упорядоченной фазы при конечных температурах, или может быть изолированной точкой, если упорядоченная фаза существует лишь при $T = 0$. В сценарии коллективных флуктуаций универсальное неферми-жидкостное поведение системы вблизи ККТ объясняется вкладом слагаемых в статистической сумме от пространственно-временных флуктуаций параметра порядка, которым отводится главная роль.

Другой взгляд на возникновение ККТ – сценарий топологических фазовых переходов [6, 7] – связан с идеей об особом поведении квазичастичных степеней свободы при приближении системы к точке конденсации коллек-

тивной моды, за которой возникает упорядоченная фаза. В этом сценарии ферми-жидкостное состояние становится неустойчивым еще до возникновения упорядоченной фазы, при этом в системе происходит топологический фазовый переход, приводящий к изменению топологии ферми-поверхности. В этом случае ККТ, в которой наблюдается расходимость эффективной массы m^* , отождествляется с точкой топологического фазового перехода (а не с точкой возникновения упорядоченной фазы), и неферми-жидкостное поведение системы объясняется особым поведением квазичастичного спектра и импульсного распределения при значениях управляющего параметра x в окрестности x_c и низких температурах.

К настоящему времени накопилось довольно много экспериментальных данных, которые плохо согласуются с коллективным сценарием ККТ: 1) универсальное неферми-жидкостное поведение в соединениях с тяжелыми фермионами наблюдается при достаточно больших температурах, когда большая корреляционная длина квантовых флуктуаций должна быть разрушена тепловыми флуктуациями, а универсальность в поведении должна исчезнуть [8]; 2) в плотных пленках ${}^3\text{He}$ не наблюдается неферми-жидкостное поведение, но не обнаружено соответствующего фазового перехода второго рода в упорядоченную фазу [3]; 3) в некоторых соединениях с тяжелыми фермионами наблюдается одновременная расходимость отношения Зоммерфельда теплоемкости к температуре $\gamma(T) = C(T)/T$ и спиновой восприимчивости $\chi(T)$ в ККТ, которая при $T = 0$ отделена областью неферми-жидкостного поведения от конечной точки линии фазовых переходов второго рода [9]. Оказывается, однако, что данные экспериментальные факты находят естественное объяснение в рамках сценария топологического фазового перехода в ККТ [10, 11]. Таким образом, исследование топологических фазовых переходов в сильно коррелированных ферми-системах является *актуальной* задачей для теории квантовых критических явлений.

Изучение топологических фазовых переходов восходит к работе И. М. Лифшица [12], в которой рассматривался непрерывный топологический переход в анизотропной электронной системе в металлах. Настоящая работа посвящена исследованию топологических фазовых переходов в однородных изотропных ферми-системах. Для таких систем известны два типа возможных фазовых переходов, связанных с изменением топологии ферми-поверхности: 1) топологические фазовые переходы с изменением числа листов (связных областей) ферми-поверхности [13–17], 2) топологические фазовые переходы с изменением размерности ферми-поверхности [18–20]. Топологические фазовые переходы первого типа были обнаружены в моделях

различных сильно коррелированных ферми-систем, в том числе двумерного электронного газа и нейтронной материи, при этом во всех известных случаях найденные топологические фазовые переходы носили непрерывный характер.

Топологические фазовые переходы второго типа, т.е. с изменением размерности ферми-поверхности, обусловлены возникновением особого основного состояния с плоской бездисперсионной зоной \mathcal{C} в квазичастичном спектре $\varepsilon(\mathbf{p})$ – состояния с фермионным конденсатом. Оказывается, что сценарий фермионной конденсации тесно связан с образованием многолистной поверхности Ферми: особое ферми-конденсатное поведение в системе $\varepsilon(\mathbf{p} \in \mathcal{C}) \propto T$ может возникать при конечных температурах в результате температурного кроссовера из состояния с многолистной поверхностью Ферми. Такой взгляд позволяет описать температурное поведение термодинамических и транспортных характеристик различных сильно коррелированных ферми-систем [10, 11]. Что касается основного состояния с фермионным конденсатом, то соответствующее решение для квазичастичного спектра и импульсного распределения при $T = 0$ до сих пор было найдено лишь для систем с модельным квазичастичным взаимодействием.

Цель диссертационной работы состоит: во-первых, в изучении топологических фазовых переходов в разреженном двумерном электронном газе и плотной нейтронной материи; во-вторых, в решении проблемы нахождения основного состояния в модели трехмерной ферми-системы с ток-токовым взаимодействием, описывающей плотную кварк-глюонную плазму.

Научная новизна диссертации определяется тем, что в ней впервые теоретически предсказывается существование в однородных изотропных ферми-системах фазовых переходов первого рода, обусловленных скачкообразной топологической или геометрической перестройкой квазичастичных степеней свободы. Кроме того, впервые в модели трехмерной ферми-системы с ток-токовым взаимодействием найдено решение, отвечающее основному состоянию с фермионным конденсатом.

Научная и практическая значимость. Обнаружение и исследование нового класса фазовых переходов в однородных изотропных ферми-системах – топологических и геометрических фазовых переходов первого рода – представляется важным с общей теоретической точки зрения. Изученные топологические и геометрические фазовые переходы первого рода могут оказаться актуальными для интерпретации результатов экспериментальных исследова-

ний двумерного электронного газа, пленок ${}^3\text{He}$, соединений с тяжелыми фермионами и наблюдений нейтронных звезд.

Найденное состояние с фермионным конденсатом в трехмерной ферми-системе с ток-токовым взаимодействием представляет интерес для развития теории основного состояния сильно коррелированных ферми-систем.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Показана возможность существования нового класса фазовых переходов в однородных изотропных ферми-системах – топологических и геометрических фазовых переходов первого рода.
2. Построены фазовые диаграммы топологических состояний разреженного двумерного газа и плотной нейтронной материи.
3. Приведены качественные аналитические соображения, объясняющие энергетическую выгодность состояний с несколькими листами поверхности Ферми.
4. Найдено основное состояние в модели трехмерной ферми-системы с ток-токовым взаимодействием. Показано, что в основном состоянии этой системы возникает фермионный конденсат.
5. Исследована связь хаотического поведения итераций квазичастичного спектра и импульсного распределения с существованием ферми-конденсатного решения.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на научных семинарах факультета ФНБИК Московского физико-технического института (МФТИ), лаборатории теоретической физики и лаборатории многочастичных систем Института общей и ядерной физики (ИОЯФ) НИЦ "Курчатовский институт", Национального института ядерной физики (INFN, Катания, Италия), а также на международной конференции Nuclear Structure and Related Topics (Дубна, 2009).

Публикации. Основные результаты, полученные в диссертации, опубликованы в 5 статьях в реферируемых отечественных (4) и зарубежных (1) журналах. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Личный вклад автора в исследованиях, составивших основу диссертационной работы, заключается: во-первых, в обнаружении и теоретическом

исследовании топологических и геометрических фазовых переходов первого рода в двумерном электронном газе и нейтронной материи; во-вторых, в численном построении и анализе ферми-конденсатного решения в модели трехмерной ферми-системы с ток-токовым взаимодействием.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 124 печатных страниц текста, в том числе 45 рисунков и список литературы из 88 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулирована цель работы, указана научная новизна и практическая ценность полученных результатов, кратко описана структура диссертации.

Первая глава посвящена изучению топологических фазовых переходов (ФП) в двумерном (2D) электронном газе вблизи ККТ, отвечающей расходимости эффективной массы m^* электронов. В частности, исследуется существование нового квантового геометрического ФП первого рода за ККТ.

В разделе 1.2 обсуждаются способы получения 2D электронного газа, приведены общие сведения о характере основного состояния при различных плотностях. Дается обзор экспериментальных исследований, в которых было показано существование ККТ в разреженном 2D электронном газе при значении безразмерного параметра взаимодействия $r_s \simeq 9.3$.

В разделе 1.3 приведено краткое описание микроскопического функционального подхода, применимого с ферми-жидкостной стороны от ККТ. Рассматриваются квазичастичный (КЧ) спектр и КЧ функция взаимодействия, рассчитанные в рамках этого метода. В частности, демонстрируется, что КЧ взаимодействие вблизи ККТ обладает сильной импульсной зависимостью и имеет вид

$$f(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = -\frac{\pi}{m} \frac{g}{((\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2/q_c^2 - 1)^2 + \beta^2}, \quad (1)$$

где g – эффективная константа связи, $q_c \simeq 2p_F$ – критический волновой вектор, $\beta \simeq 0.14$ – обратный эффективный радиус взаимодействия. Такой вид КЧ взаимодействия, по-видимому, связан с близостью ККТ к точке перехода металл-диэлектрик и может рассматриваться как результат обмена мягкими зарядовыми флуктуациями с волновым вектором q_c .

В этом же разделе вводятся уравнения обобщенного ферми-жидкостного подхода, применимого по обе стороны от ККТ, а именно:

$$\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \varepsilon_0(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} + \int f(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \frac{\partial n(\mathbf{p}')}{\partial \mathbf{p}'} dv', \quad (2)$$

$$n(\mathbf{p}) = \left[1 + e^{\varepsilon(\mathbf{p})/T} \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$2 \int n(\mathbf{p}) dv = \rho, \quad (4)$$

где $\varepsilon_0(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m$ – пустотный спектр, T – температура, ρ – плотность числа частиц, $dv = d^N \mathbf{p}/(2\pi)^N$ – элемент объема N -мерного импульсного пространства (для случая 2D электронного газа $N = 2$). Первое уравнение этой

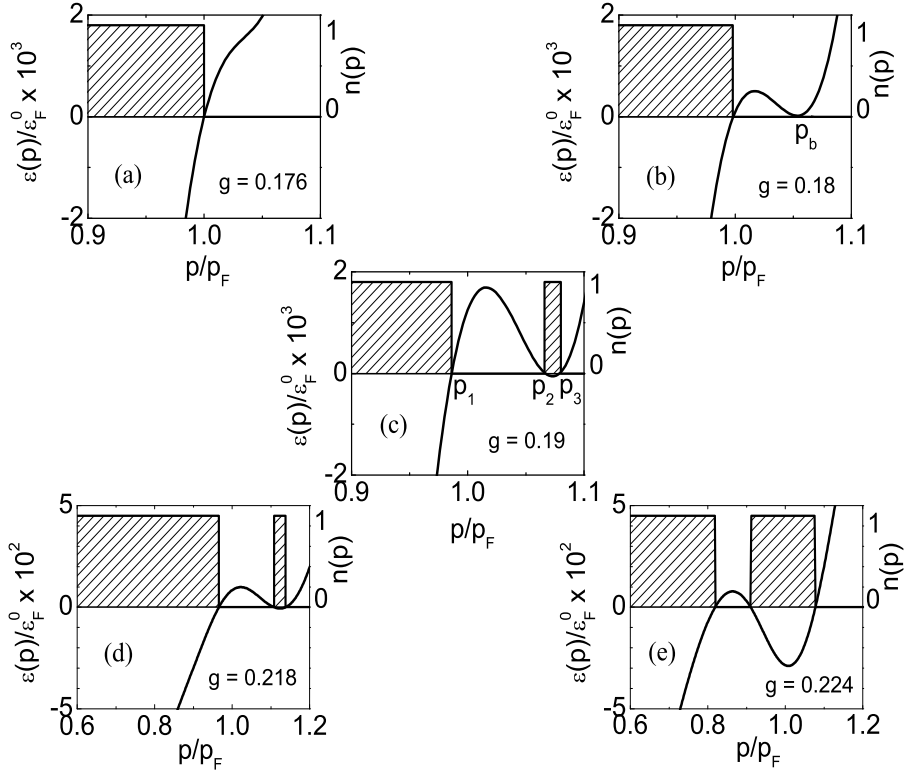


Рис. 1: Эволюция КЧ спектра (в единицах $\varepsilon_F^0 = p_F^2/2m$) и КЧ импульсного распределения в модели (1) с $q_c = 2p_F$ при увеличении константы взаимодействия g . Изображены следующие характерные этапы: ферми-жидкостное состояние (FL) до ККТ (a), возникновение ККТ (b), \mathcal{P} -состояние за ККТ (c), \mathcal{P} -состояние до геометрического ФП (d), \mathcal{H} -состояние за геометрическим ФП (e).

системы – соотношение Ландау между КЧ спектром $\varepsilon(\mathbf{p})$ и КЧ функцией взаимодействия $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ для однородных ферми-систем, являющееся следствием трансляционной инвариантности. Второе уравнение – статистическая формула Ферми-Дирака, в которой КЧ спектр рассматривается как функционал КЧ импульсного распределения $n(\mathbf{p})$. Последнее уравнение – условие постоянства числа частиц в системе. Показывается, что данная система уравнений с КЧ взаимодействием (1) позволяет воспроизвести результаты микроскопических расчетов КЧ спектра с ферми-жидкостной стороны от ККТ.

Раздел 1.4 содержит исследование ФП между топологически состояниями 2D электронного газа вблизи ККТ, опирающееся на решение системы уравнений (2),(3),(4) с КЧ взаимодействием (1). Здесь объясняется, что ферми-жидкостная ККТ связана с непрерывным топологическим ФП, при котором возникает новое основное состояние с тремя листами поверхности Ферми. Показано, что при увеличении константы связи g вслед за этим топологическим ФП может возникать еще один квантовый геометрический ФП. Этот ФП происходит между топологически эквивалентными состояниями

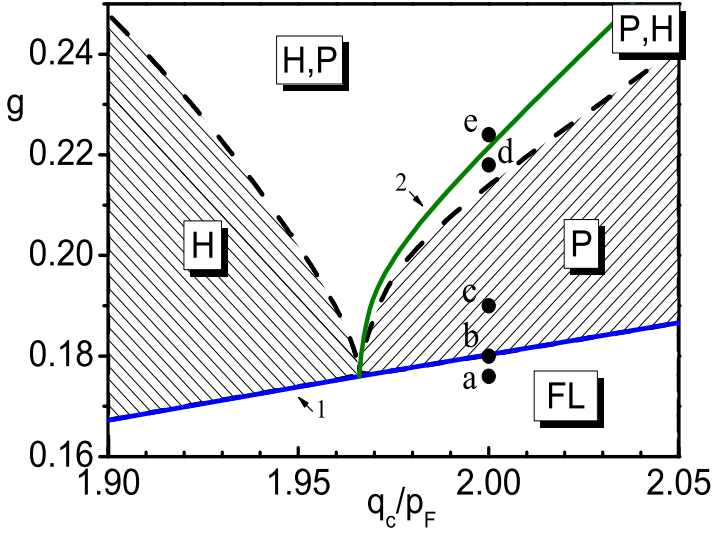


Рис. 2: Топологическая фазовая диаграмма состояний 2D электронного газа в переменных (q_c, g) . В областях с несколькими фазами тип основного состояния указан первым, метастабильного – вторым. Линия 1 отвечает непрерывным топологическим ФП; линия 2 – геометрическим ФП первого рода. Точки a, b, c, d, e соответствуют состояниям, показанным на рис. 1.

ми с тремя листами ферми-поверхности, но у одного из них, \mathcal{P} -состояния, в КЧ импульсном распределении имеется КЧ гало, а у другого, \mathcal{H} -состояния, – дырочный карман. Соответствующая эволюция КЧ степеней свободы, наблюдаемая при усилении КЧ взаимодействия, изображена на рис. 1.

Далее рассмотрен функционал энергии

$$E[n] = 2 \int \frac{p^2}{2m} n(\mathbf{p}) dv + \int f(\mathbf{p} - \mathbf{p}') n(\mathbf{p}) n(\mathbf{p}') dv dv', \quad (5)$$

следующий из уравнения (2) в силу зависимости КЧ взаимодействия (1) от разности импульсов. Продемонстрировано, что энергетические минимумы \mathcal{P} - и \mathcal{H} -состояний сосуществуют при значениях $g = 0.218, 0.224$ и что геометрический ФП между ними происходит первым родом. Исследованы состояния 2D электронного газа с КЧ взаимодействием (1) при различных значениях критического волнового вектора q_c и построена топологическая фазовая диаграмма в переменных (q_c, g) , изображенная на рис. 2.

В конце раздела рассмотрено термодинамическое поведение 2D электронного газа в окрестности найденного геометрического ФП первого рода между \mathcal{P} - и \mathcal{H} -состояниями. Обнаружено, что при увеличении температуры реализуется обратный ФП первого рода из \mathcal{H} -состояния в \mathcal{P} -состояние (см. рис. 3а). Показано, что температурный ФП связан с быстрым “плавлением” КЧ гало при нагревании и более быстрым ростом энтропии \mathcal{P} -состояния, чем рост энтропии \mathcal{H} -состояния с дырочным карманом (см. рис. 3б).

В разделе 1.5 предложена и аналитически разобрана модель 3D ферми-системы с КЧ функцией взаимодействия $f(q) \propto -\delta(\mathbf{q}^2 - q_c^2)$, $q_c \simeq 2p_F$, соответствующей пределу выражения (1) при $\beta \rightarrow 0$. При $T = 0$ рассматривается класс состояний с не более чем тремя листами поверхности Ферми: $n_3(\mathbf{p}) = \theta(p_1 - p) - \theta(p_2 - p) + \theta(p_3 - p)$, где $p_1 \leq p_2 \leq p_3$ – узлы КЧ спектра,

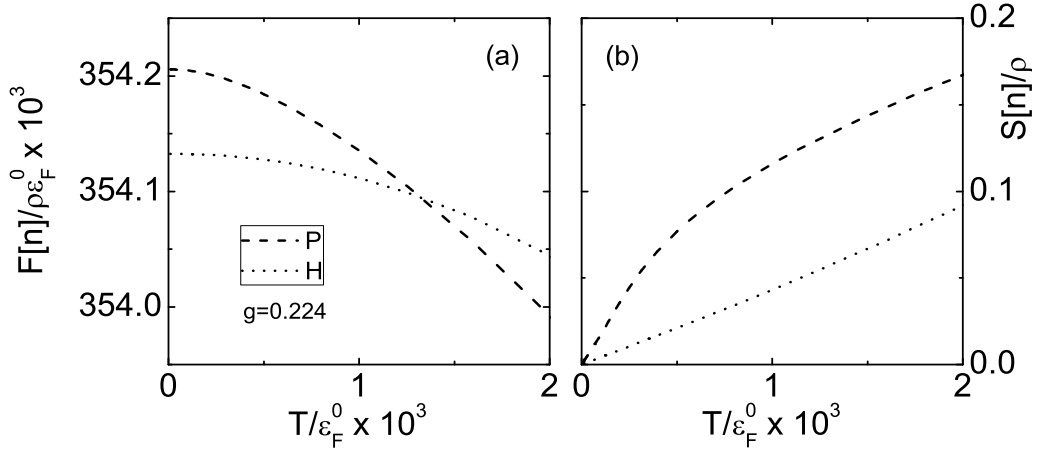


Рис. 3: Температурная зависимость свободной энергии (а) и энтропии (б) \mathcal{P} - и \mathcal{H} -состояний. Температурный ФП первого рода происходит при $T_1 \simeq 1.2 \cdot 10^{-3} \epsilon_F^0$. Значения параметров КЧ взаимодействия $g = 0.224$, $q_c = 2 p_F$.

задающие положения листов ферми-поверхности. Для состояний этого класса находятся явно КЧ спектр $\varepsilon(\mathbf{p}; [n_3])$ и выражение $E[n_3]$ для функционала энергии (5). В рамках этой модели аналитически показано, каким образом в электронной системе возникают \mathcal{P} - и \mathcal{H} -состояния и как происходит квантовый ФП первого рода между ними.

Во второй главе исследуются топологические ФП в нейтронной материи вблизи точки возникновения пионного конденсата. Рассматривается новый сценарий топологической перестройки ферми-жидкостного состояния путем квантового ФП первого рода.

В разделе 2.2 дается краткое описание строения нейтронных звезд и обсуждается явление конденсации π^0 -мезонов в плотной нейтронной материи при критической плотности $\rho_c \simeq 0.2 \text{ фм}^{-3}$, достижимой в ядрах типичных нейтронных звезд.

Раздел 2.3 посвящен обсуждению известных результатов о поведении нейтронных КЧ степеней свободы вблизи точки пионной конденсации (ТПК). Здесь, во-первых, показывается, что вблизи ТПК импульсное поведение КЧ функции взаимодействия определяется вкладом от обмена флуктуациями мягкой π^0 -моды и имеет качественный вид

$$f(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{\pi^2}{m p_F} \frac{g}{((\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 / q_c^2 - 1)^2 + \kappa^2(\rho)}, \quad (6)$$

где g – эффективная константа связи, $q_c \simeq p_F$ – волновой вектор мягких спин-изоспиновых флуктуаций, $\kappa^2(\rho) \propto (\rho_c - \rho)$ – квадрат обратного эффективного радиуса взаимодействия. Во-вторых, рассматривается последо-

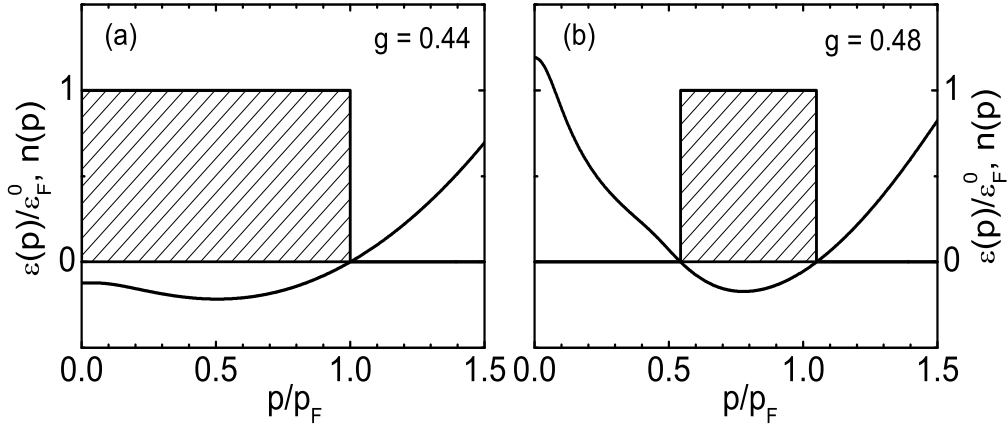


Рис. 4: КЧ спектр и КЧ импульсное распределение основного состояния нейтронной материи в модели (6) с $q_c = p_F$ при нескольких значениях константы взаимодействия g . (a) – Ферми-жидкостное состояние (FL) до точки топологического ФП первого рода, (b) – состояние LB_2 за точкой топологического ФП первого рода.

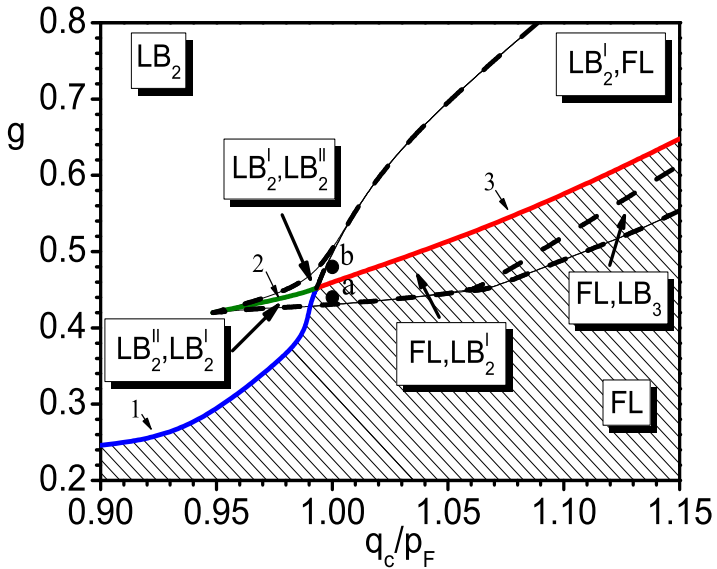


Рис. 5: Топологическая фазовая диаграмма состояний нейтронного вещества; тип основного состояния указан первым. Линия 1 отвечает непрерывным топологическим ФП; линия 2 – геометрическим ФП первого рода; линия 3 – топологическим ФП первого рода. Штриховые линии показывают границы областей существования метастабильных состояний. Точки a и b соответствуют состояниям, изображенным на рис. 4.

вательность непрерывных топологических ФП, возникающих в системе при приближении к ТПК. Наконец, обсуждается механизм ускоренного охлаждения нейтронных звезд, связанный с топологической перестройкой КЧ импульсного распределения нейтронов.

В разделе 2.4 изучаются топологические ФП в нейтронной материи вблизи ТПК в рамках похода, опирающегося на решение системы уравнений (2),(3),(4) с КЧ взаимодействием (6). Показано, что при увеличении эффективной константы связи g ферми-жидкостное состояние претерпевает топологическую перестройку: возникает состояние LB_2 (пузырек Лифшица) с двумя листами поверхности Ферми (см. рис. 4). Установлено существование

двух сценариев перестройки FL-состояния – непрерывный топологический ФП при $q_c < p_F$ и скачкообразный топологический ФП при $q_c \gtrsim p_F$. Построена фазовая диаграмма топологических состояний нейтронной материи при $T = 0$ в переменных (q_c, g) , изображенная рис. 5. Диаграмма показывает, что возможны также квантовые геометрические ФП первого рода между состояниями LB_2^{II} и LB_2^{I} одинаковой топологии, но разной геометрии. Эти состояния различаются по ширине заполненной области в КЧ импульсном распределении.

Раздел заканчивается аналитическим исследованием функционала энергии (5) при $T = 0$ на классе КЧ импульсных распределений $n_2(\mathbf{p}) = \theta(p_2 - p) - \theta(p_1 - p)$ с двумя листами ферми-поверхности. Показано, что в пределе узких КЧ распределений, характеризуемых величиной $\eta = p_2 - p_1 \ll p_F$, выполняются

$$E[n_2] \simeq \left(\frac{p_F}{3\eta} + \frac{u\eta}{2p_F} \right) \varepsilon_F^0 \rho, \quad u = \frac{p_F}{\varepsilon_F^0 \rho} \int \frac{f(q)}{2q} dv. \quad (7)$$

Таким образом демонстрируется, что в случае сильного КЧ взаимодействия $f(q) \propto g \gg 1$ в системе возникает LB_2 -состояние с энергией $E_{LB_2} = \sqrt{2u/3} \varepsilon_F^0 \rho \propto \sqrt{g}$, которое заведомо более выгодно энергетически, чем ферми-жидкостное состояние с энергией $E_{FL} \propto g$.

В разделе 2.5 рассматривается полумикроскопическая модель нейтронной материи вблизи ТПК, в которой КЧ взаимодействие представляется в явном виде как функция плотности нейтронного вещества. Исследованы два варианта полумикроскопической параметризации КЧ взаимодействия. Обе параметризации воспроизводят известное значение критической плотности $\rho_c \simeq 0.2 \text{ фм}^{-3}$ в ТПК, но приводят к различным значениям критического волнового вектора: $q_c \simeq 0.74 p_F$ и $q_c \simeq p_F$. Показано, что топологические ФП между ферми-жидкостным состоянием и LB_2 -состоянием, возникающие при увеличении плотности, происходят по-разному для двух параметризаций. В первом случае реализуется непрерывный топологический ФП, а во втором случае – топологический ФП первого рода. Для параметризации, отвечающей значению $q_c \simeq p_F$, исследовано термодинамическое поведение системы и показано существование температурных топологических ФП первого рода между FL- и LB_2 -состояниями. Построена топологическая фазовая диаграмма нейтронной материи в переменных (p_F, T) , изображенная на рис. 6. Из диаграммы следует, что топология состояний нейтронной материи зависит от температуры лишь в достаточно узком интервале плотностей.

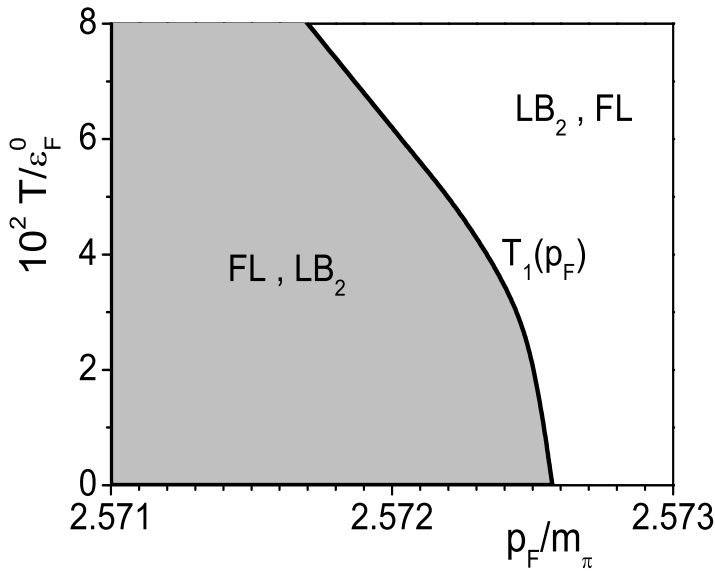


Рис. 6: Фазовая диаграмма топологических состояний нейтронной материи вблизи линии топологических ФП первого рода $T_1(p_F)$. Термодинамически выгодная фаза указана первой, метастабильная фаза – второй.

В третьей главе рассматривается проблема нахождения основного состояния в модели 3D ферми-системы с ток-токовым взаимодействием, описывающей плотную кварк-глюонную плазму. Показывается, что в основном состоянии этой системы возникает фермионный конденсат; другими словами, размерность поверхности Ферми становится равной трем – размерности пространства.

В разделе 3.2 дается общее представление о кварк-глюонной плазме и обсуждается неустойчивость основного ферми-жидкостного состояния, обусловленная присутствием незранированных далекодействующих ток-токовых компонент в цветовом взаимодействии.

В разделе 3.3 рассматривается явление фермионной конденсации, при котором возникает особое основное состояние (ферми-конденсатное), характеризующееся наличием плоского бездисперсионного участка \mathcal{C} в КЧ спектре: $\varepsilon(\mathbf{p} \in \mathcal{C}) = 0$. Разбираются несколько характерных моделей – модель с КЧ взаимодействием $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = g/|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$ и модель Нозьера с $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = g(2\pi)^3\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$, в которых ферми-конденсатное решение находится аналитически.

Раздел 3.3 содержит решение задачи о нахождении основного состояния в модели 3D ферми-системы с ток-токовым КЧ взаимодействием

$$f(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \propto \frac{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2 - (\mathbf{p}_1\mathbf{q})(\mathbf{p}_2\mathbf{q})/\mathbf{q}^2}{\mathbf{q}^2}. \quad (8)$$

Здесь показывается, что при стандартной итерационной схеме решения системы уравнений (2),(3),(4) в поведении итераций КЧ спектра и КЧ импульсного распределения возникает 2-цикл: все четные итерации соответствуют ферми-жидкостному состоянию, а все нечетные – состоянию с тремя ли-

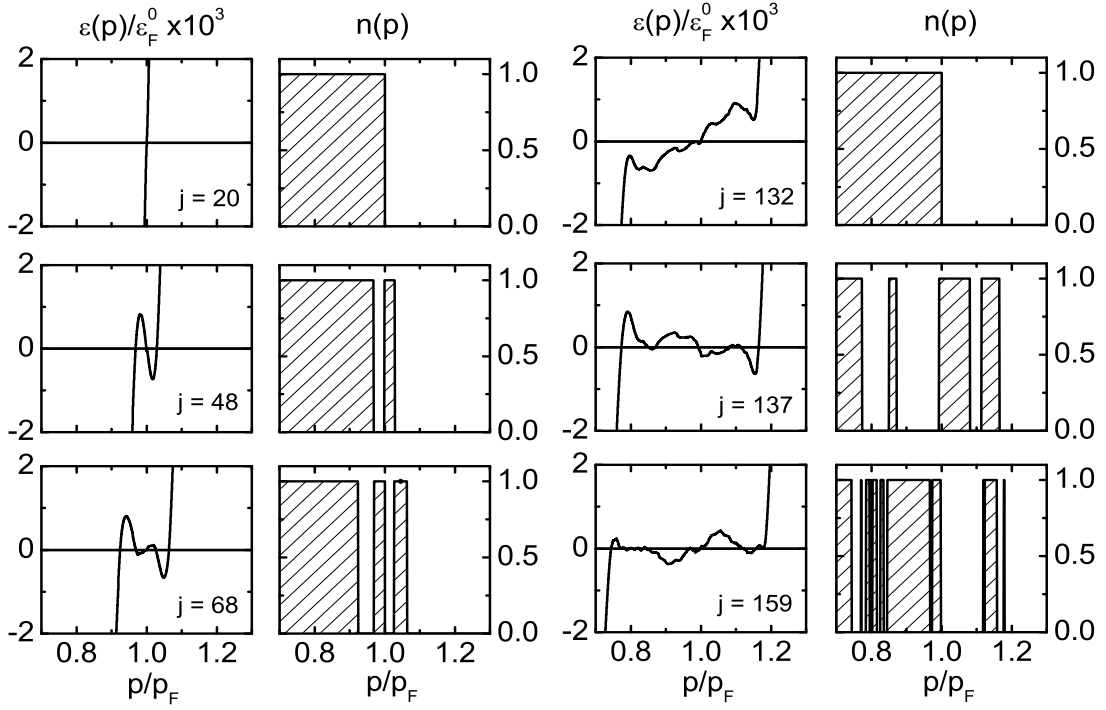


Рис. 7: Квантовое хаотическое поведение КЧ спектра и КЧ импульсного распределения в итерационной схеме (9) с параметром смешивания $\zeta = 0.01$. Показаны итерации с номерами: $j = 20, 48, 68, 132, 137$ и 159 .

стами поверхности Ферми. Рассмотрена модификация итерационной схемы, отвечающая построению сжимающего отображения:

$$\varepsilon^{(j+1)}(p) = (1 - \zeta)\varepsilon^{(j)}(p) + \zeta\varepsilon_j^{(j+1)}(p), \quad (9)$$

где каждая $(j + 1)$ -я итерация спектра получается "смешиванием" результата подстановки j -й итерации импульсного распределения в уравнение (2), который берется с весом $\zeta < 1$, с j -й итерацией спектра, входящей с весом $1 - \zeta$. Показано, что в модифицированной итерационной схеме при $T = 0$ возникает квантовый итерационный хаос, изображенный на рис. 7. Анализируется "разбегание" траекторий итерационного процесса (9) с близкими начальными условиями. Наконец, рассмотрена процедура усреднения

$$\bar{\varepsilon}(p) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N \varepsilon^{(j)}(p), \quad \bar{n}(p) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N n^{(j)}(p), \quad (10)$$

где N – число итераций, позволившая построить решение для КЧ спектра и КЧ импульсного распределения при $T = 0$ по данным итерационного хаоса (см. штриховые кривые на рис. 8). Полученное решение отвечает состоянию с фермионным конденсатом.

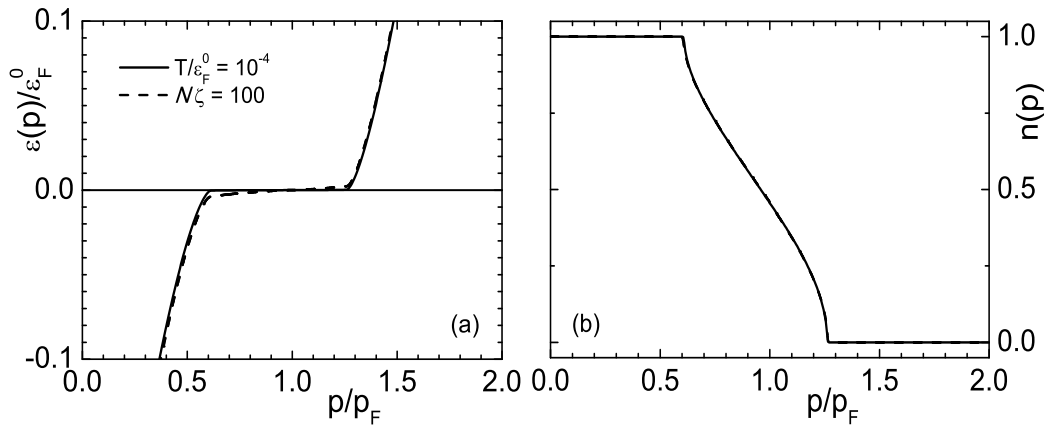


Рис. 8: КЧ спектр (а) и КЧ импульсное распределение (b), найденные: 1) при малой, но конечной температуре $T = 10^{-4}\varepsilon_F^0$ (сплошные кривые); 2) при $T = 0$ методом усреднения (штриховые кривые).

В разделе 3.4 описывается способ нахождения ферми-конденсатного состояния при конечных температурах. Показывается согласие ферми-конденсатного решения при малых T (сплошные кривые на рис. 8) с решением, полученным при $T = 0$ методом усреднения. Рассматривается температурное поведение состояния с фермионным конденсатом.

В заключении сформулированы основные результаты и положения, выносимые на защиту.

Публикации автора по теме диссертации

1. Ходель В. А., Зверев М. В., Панкратов С. С., Кларк Дж. У. Структура основного состояния несверхтекучей плотной кварк-глюонной плазмы. // ЯФ. – 2009. – Т. 72. – С. 1436-1443.
2. Панкратов С. С., Зверев М. В., Балдо М. Перестройка ферми-поверхности в сильно коррелированных ферми-системах как фазовый переход первого рода. // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 93. – С. 653-659.
3. Зверев М. В., Ходель В. А., Панкратов С. С. ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ Проект РФФИ # 09-02-01284 Микроскопическая теория сильно коррелированного двумерного электронного газа. // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 96. – С. 205-216.

4. Pankratov S. S., Baldo M., Zverev M. V. Different scenarios of topological phase transitions in homogeneous neutron matter. // *Phys. Rev. C.* – 2012. – Vol. 86. – P. 045804-1 – 045804-7.
5. Панкратов С. С., Зверев М. В. О топологии ферми-поверхности в плотной нейтронной материи. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2013. – Т. 97. – С. 185-191.

Цитированная литература

1. Gegenwart P., Si Q., Steglich F. Quantum criticality in heavy-fermion metals. // *Nature Phys.* – 2008. – Vol. 4. – P. 186-197.
2. Шашкин А. А. Переходы металл–диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах. // *УФН.* – 2005. – Т. 175. – С. 139-161.
3. Neumann M., Nyeki J., Cowan B. P., Saunders J. Bilayer ^3He : A Simple Two-Dimensional Heavy-Fermion System with Quantum Criticality. // *Science* – 2007. – Vol. 317. – P. 1356-1359.
4. Hertz J. A. Quantum critical phenomena. // *Phys. Rev. B* – 1976. – Vol. 14. – P. 1165-1184.
5. Millis A. J. Effect of a nonzero temperature on quantum critical points in itinerant fermion systems. // *Phys. Rev. B* – 1993. – Vol. 48. – P. 7183-7196.
6. Khodel V. A. Two scenarios of the quantum critical point. // *JETP Lett.* – 2007. – Vol. 86. – P. 721-726.
7. Khodel V. A., Clark J. W., Zverev M. V. Topology of the Fermi surface beyond the quantum critical point. // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – P. 075120-1 – 075120-18.
8. Kuchler R., Oeschler N., Gegenwart P., Cichorek T., Neumaier K., Tegus O., Geibel C., Mydosh J. A., Steglich F., Zhu L., Si Q. Divergence of the Grüneisen Ratio at Quantum Critical Points in Heavy Fermion Metals. // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91. – P. 066405-1 – 066405-4.
9. Custers J., Gegenwart P., Geibel C., Steglich F., Coleman P., Paschen S. Evidence for a Non-Fermi-Liquid Phase in Ge-Substituted YbRh_2Si_2 . // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 104. – P. 186402-1 – 186402-4.

10. Шагинян В. Р., Амусья М. Я., Попов К. Г. Универсальное поведение сильнокоррелированных ферми-систем. // УФН. – 2007. – Т. 177. – С. 585-618.
11. Khodel V. A., Clark J. W., Zverev M. V. Adaptation of the Landau–Migdal quasiparticle pattern to strongly correlated fermi systems. // Phys. Atom. Nucl. – 2011. – Vol. 74. – P. 1237-1266.
12. Лифшиц И. М. Об аномалиях электронных характеристик металлов в области больших давлений. // ЖЭТФ. 1960. – Т. 38. – С. 1569-1576.
13. de Llano M., Vary J. P. Generalized Fermi sea for plane-wave Hartree-Fock theory: One dimensional model calculation. // Phys. Rev. C – 1979. – Vol. 19. – P. 1083-1088.
14. Aguilera-Navarro V. C., Belehrad R., de Llano M., Sandel M., Vary J. P., Rojo O. Generalized Fermi sea for plane-wave Hartree-Fock theory. II. Semi-realistic interactions in three dimensions. // Phys. Rev. C – 1980. – Vol. 22. – P. 1260-1266.
15. Zverev M. V., Baldo M. Multiply connected Fermi sphere and fermion condensation. // JETP. – 1998. – Vol. 87. – P. 1129-1135.
16. Artamonov S. A., Pogorelov Yu. G., Shaginyan V. R. Ground-state instability in systems of strongly interacting fermions. // JETP Lett. – 1998. – Vol. 68. – P. 942-949.
17. Quintanilla J., Schofield A. J. Pomeranchuk and topological Fermi surface instabilities from central interactions. // Phys. Rev. B – 2006. – Vol. 74. – P. 115126-1 – 115126-7.
18. Ходель В. А., Шагинян В. Р. Свехтекучесть в системах с фермионным конденсатом. // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51. – С. 488-490.
19. Volovik G. E. A new class of normal Fermi liquids. // JETP Lett. – 1991. – Vol. 53. – P. 222-225.
20. Nozières P. Properties of Fermi liquids with a finite range interaction. // J. Phys. I France. – 1992. – Vol. 2. – P. 443-458.