Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 2, с. 104 – 112 © 2012 г. 25 января

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 08-02-01249а

Ферми-газ атомов

А. В. Турлапов[1)]

Институт прикладной физики РАН, 603950 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 7 декабря 2011 г.

Представлен краткий обзор бурно развивающейся области – экспериментальной физики ультрахолодных газов ферми-атомов. Продемонстрированы вклад этой области в фундаментальную физику и ее связь с другими разделами, объектами изучения которых выступают системы ферми-частиц. Описаны основные параметры атомного ферми-газа, его уникальные свойства, достоинства и недостатки по сравнению с другими ферми-системами. Рассмотрены перспективы направления и его недолгая история. Перечислены научные коллективы, работающие в данном направлении.

1. Причины интереса к атомным ферми-газам. Материя, обладающая массой покоя, построена из частиц с полуцелым спином. Разнообразные системы, состоящие из большого числа одинаковых или похожих фермионов, встречаются как в природе, так и в лабораторных условиях. Свойства этих систем во многом определяются статистикой Ферми–Дирака, которой подчинены входящие в них частицы. Сами же системы объединены общностью теоретических подходов к их описанию и общим кругом задач. К таким системам можно отнести:

– ядерную материю нейтронных звезд и тяжелых атомных ядер;

– кварк-глюонную плазму, существовавшую в первые мгновения Большого взрыва, а сейчас получаемую в ускорителях при столкновении тяжелых ядер;

– электронный газ в металлах, полу- и сверхпроводниках, на поверхностях твердых тел и жидкостей;

– жидкий гелий-3;

– газы нейтральных атомов-фермионов, которые лишь недавно, в 1999 г. [1], научились приготавливать в квантово вырожденном состоянии, охлаждая до температур порядка микро- и нанокельвинов.

Общие теоретические подходы применимы ко всем ферми-системам, несмотря на разную природу частиц и межчастичных взаимодействий. Изучив одну ферми-систему, можно делать выводы о свойствах других. Эксперименты с ультрахолодными атомами позволяют проверять теоретические модели, описывающие другие ферми-системы: нейтронные звезды и ядерную материю [2, 3], кварк-глюонную плазму [4], высокотемпературные сверхпроводники [5].

Вскоре после создания ультрахолодный газ ферми-атомов утвердился в качестве среды для наблюдения новых явлений квантовой физики, проверки фундаментальных теорий и моделирования других ферми-систем. Явления, которые впервые удалось наблюдать именно в атомном газе, рассмотрены в п. 3. Атомная система оказалась востребованной благодаря гибкости ее параметров: возможности изменять сечение рассеяния в максимально широких пределах, а также настраивать спиновый состав, плотность, размерность и внешний потенциал.

Исследование на примере атомной системы в ряде случаев может оказаться более предпочтительным, чем эксперимент с оригинальной ферми-системой, для которой теоретическая задача была изначально сформулирована. Например, в отличие от материи нейтронных звезд, в атомном газе возможно прямое наблюдение явлений. По сравнению с экспериментальными образцами физики твердого тела в атомном газе существенно более гибко настраиваются взаимодействия и спиновый состав. Кроме того, атомный газ не содержит неконтролируемых примесей.

Основные параметры ферми-газа атомов и уникальные свойства, а также его достоинства и недостатки по сравнению с другими ферми-системами пе-

1) e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

речислены в п. 2. Наиболее важные достижения экспериментальной физики ферми-атомов в контексте фундаментальной физики и вклада в физику других ферми-систем изложены в п. 3. Перспективы научного направления и будущие эксперименты рассмотрены в п. 4. История экспериментов над ультрахолодными ферми-газами атомов изложена в п. 5. Там же перечислены научные группы, работающие в этом направлении.

2. Параметры атомного ферми-газа, уникальные свойства, достоинства, недостатки. В эксперименте атомный газ приготавливается методами лазерного пленения и охлаждения [6, 7]. Достижение квантового вырождения требует охлаждения до температур T порядка микро- и нанокельвинов ввиду крайне низкой концентрации газа, $n = (10^{11}–10^{14})\,\text{см}^{-3}$. В вырожденном состоянии должно выполняться условие $T < \varepsilon_{\rm F}$, где $\varepsilon_{\rm F} = \frac{\hbar^2}{2m}(6\pi^2 n)^{2/3}$ – энергия Ферми, $\hbar$ – постоянная Планка, m – масса частицы, а n – концентрация частиц в одном спиновом состоянии.

При столь низких температурах газ может удерживаться в дипольном потенциале, образованном одним или несколькими лазерными лучами, отстроенными далеко по частоте от электродипольных резонансов атома. Простейшим примером потенциала выступает дипольная ловушка, образованная фокусом лазерного луча (рис. 1). Атом удерживается благо-

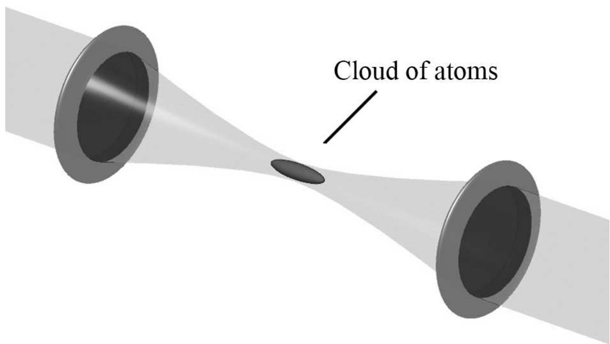

Рис. 1. Пленение облака атомов в фокусе луча лазера

даря потенциалу $U = -\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}$, где $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, а $\mathbf{d} \propto \mathbf{E}$ – наведенный дипольный момент. При частоте поля, меньшей, чем частота электродипольных переходов, максимум интенсивности выступает в качестве минимума потенциала. При достаточно больших расстройках частот атом почти не поглощает фотоны из луча, что делает ловушку консервативной на временах до часа [8]. Само время удержания ограничено столкновениями с остаточным газом в вакуумной камере и составляет до пяти минут [8].

Принципиальную роль для свойств ферми-систем играет спиновая степень свободы. Роль спина в атомном газе выполняет внутреннее состояние атома. Наиболее популярен в экспериментах атом литий-6. Его состояния, отвечающие нижней орбитали единственного валентного электрона $2s^1$, показаны на рис. 2. Эти состояния различаются взаимной ориентацией

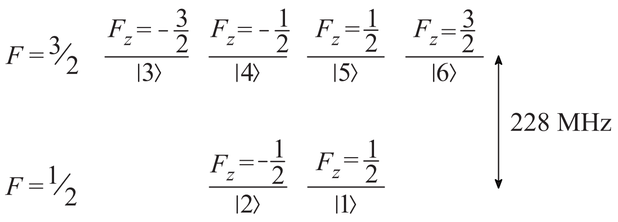

Рис. 2. Состояния спина лития-6 в нулевом магнитном поле ($B = 0$), отвечающие основному состоянию валентного электрона $2^2S_{1/2}$. Состояния пронумерованы в порядке увеличения энергии в магнитном поле

спина валентного электрона $S = 1/2$ и спина ядра $I = 1$. В отсутствие магнитного поля состояния могут быть выражены в базисе оператора полного момента импульса $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{S}} + \hat{\mathbf{I}}$. Например, газ смеси состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ представляет собой аналог газа электронов со спинами вверх и вниз. Смесь большего числа атомных состояний моделирует более сложную задачу.

Парные межатомные взаимодействия возникают из-за электростатического взаимодействия между ядрами и валентными электронами двух атомов, т.е. из-за ван-дер-ваальсовых сил. Из-за малой кинетической энергии столкновений в разложении взаимодействия по парциальным волнам достаточно сохранить лишь член, связанный с s-волновым взаимодействием. В этом приближении взаимодействуют лишь атомы в разных спиновых состояниях. Длина s-волнового рассеяния a может настраиваться на произвольное значение путем перестройки внешнего магнитного поля благодаря явлению резонанса Фано–Фешбаха [9]. Для пояснения того, как возникает резонанс и происходит управление длиной рассеяния, используем рис. 3. При взаимодействии двух одновалентных атомов (например, двух атомов лития-6) валентные электроны находятся в суперпозиции триплетного состояния с сонаправленными спинами и синглетного с противоположными. Триплетному и синглетному состояниям валентных электронов пары соответствуют разные потенциалы межатомного взаимодействия, обозначенные на рис. 3 $V_{\rm triplet}(r)$

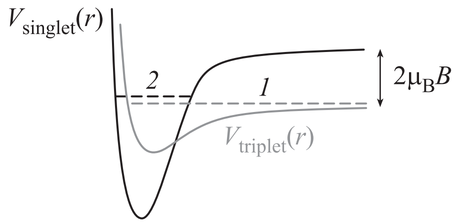

Рис. 3. Принцип резонанса Фано–Фешбаха: несвязанная пара частиц в триплетном канале (*1*) приходит в резонанс по энергии со связанным состоянием в синглетном канале (*2*). Взаимное расположение связанного и свободного состояний на данном рисунке соответствует $a < 0$

и $V_{\mathrm{singlet}}(r)$ соответственно. Внешнее магнитное поле существенно смещает нуль кинетической энергии триплетного состояния, поскольку последнее обладает большим магнитным моментом ($\simeq 2\mu_{\mathrm{B}}$, где μ_{B} – магнетон Бора). Если энергия несвязанного состояния пары (линия *1* на рис. 3) сравнивается с энергией связанного состояния синглентного канала (линия *2*), то возникает резонанс рассеяния: в случае нулевой кинетической энергии длина рассеяния a расходится к ∞. Расстраивая энергии связанного и свободного состояний внешним магнитным полем, можно получить любую желаемую длину рассеяния, от $-\infty$ до ∞. Аналогичным образом возможно управление p-волновыми столкновениями [10, 11].

Газ крайне разрежен: межчастичное расстояние на 3–4 порядка превышает масштаб электростатических потенциалов, $r_0 \sim (0.1–1)$ нм. Легко достижимо условие $a \gg r_0$. Это позволяет исключить детали межчастичного потенциала из задачи о взаимодействии двух частиц, связав все процессы взаимодействия с одной лишь величиной – длиной рассеяния. Настройка длины рассеяния на величины, сравнимые или большие межатомного расстояния в газе, делает атомную систему сильно взаимодействующей, подобно ядерной материи, и позволяет моделировать процессы в последней.

Атомная система является уникально гибкой: возможна непрерывная перестройка в широких пределах ее основных параметров (длины рассеяния, плотности, температуры и населенности спиновых состояний). Плотность перестраивается на 2 порядка благодаря гибкому изменению крутизны удерживающего дипольного потенциала. Температура газа контролируется путем прецизионного ввода энергии [12]. Населенности спиновых состояний могут изменяться независимо друг от друга [13, 14]. Созданы системы, состоящие из атомов с одним, двумя или тремя различными спинами [15]. Пространственная размерность также под контролем: возможно приготовление двумерного [16] и одномерного [17] газа. Система фундаментально беспримесна, поскольку приготавливается методами спектроскопии, которые избирательны по отношению не только к химическим элементам, но и к изотопам.

Атомная система – единственная из ферми-систем, допускающая прямое мгновенное измерение распределения плотности. Прямое наблюдение профиля плотности в квантовой системе позволяет наблюдать разделение фаз, величину среднего поля, измерять термодинамические и механические характеристики и в ряде случаев фазу коллективной волновой функции.

Зная очевидные достоинства атомного газа по сравнению с другими ферми-системами, перечислим его недостатки. Во-первых, в атомном эксперименте число частиц не превышает 10^6, что много меньше числа Авогадро. Это, однако, пока не стало препятствием к наблюдению фундаментальных явлений и достижению термодинамического предела. Более того, в таких предполагаемых явлениях, как сверхтекучесть в атомном ядре [18] и гидродинамический поток кварк-глюонной плазмы [19], участвует еще меньше частиц (десятки и тысячи соответственно). Во-вторых, атомная система неоднородна, поскольку в равновесном состоянии находится во внешнем потенциале, близком к гармоническому. Это несколько затрудняет сравнение с теоретическими моделями, которые, как правило, изначально строятся для однородных систем, а уже потом адаптируются к неоднородной атомной системе. В-третьих, шаг настройки температуры ($\gtrsim \varepsilon_{\mathrm{F}}/100$) грубее, чем в твердом теле, где он составляет $\sim \varepsilon_{\mathrm{F}}/10^5$. И наконец, в-четвертых, к настоящему моменту не приготовлено равновесных газов с p-волновым взаимодействием и взаимодействиями с более высоким моментом импульса.

3. Вклад физики атомных ферми-газов в фундаментальную физику. 3.1. *Резонансная сверхтекучесть.* В атомном ферми-газе возможно s-волновое взаимодействие с отрицательной длиной рассеяния ($a < 0$), что соответствует притяжению между частицами. В такой системе при достаточно низкой температуре образуется сверхтекучая фаза [20] подобно образованию сверхпроводящей фазы в газе электронов. Сверхтекучесть и сверхпроводимость – явления одинаковой природы с той лишь разницей, что в последнем случае сверхпотоком переносится заряд. Случай слабого взаимодействия ($|a| \ll L$, где $L = n^{-1/3}$ – межчастичное расстояние) исследован на примере традиционных сверхпроводников и описывается в рамках теории Бардина–Купера–

Шрифера (БКШ). В случае сильного s-волнового взаимодействия ($|a| \gg L$) сверхпоток впервые наблюдался в газе ферми-атомов [21–24].

Термин "резонансная сверхтекучесть" используется, поскольку в экстремальном случае длина рассеяния при нулевой энергии a расходится к бесконечности, что соответствует резонансу рассеяния, т.е. максимально сильным взаимодействиям. Построение теории сильно взаимодействующих систем является сложной задачей ввиду отсутствия малого параметра, что делает востребованным эксперименты над подобными системами.

Наблюдавшаяся резонансная сверхтекучесть атомного газа интересна в контексте высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). С физической точки зрения "высокотемпературность" можно рассматривать как наличие эффекта при температурах, сравнимых с локальной энергией Ферми, $\varepsilon_{\rm F} = \frac{\hbar^2}{2m}(6\pi^2 n)^{2/3}$. Для слабо взаимодействующей ферми-системы отношение критической температуры T_{cr} к $\varepsilon_{\rm F}$ можно оценить в рамках теории БКШ:

$$T_{cr}/\varepsilon_{\rm F} \sim e^{-\pi/2\varkappa_{\rm F}|a|}, \qquad (1)$$

где $\hbar\varkappa_{\rm F} = \sqrt{2m\varepsilon_{\rm F}}$ – импульс Ферми. Условие $|a| \ll L$ эквивалентно $\varkappa_{\rm F}|a| \ll 1$. В этом случае очевидно, что $T_{cr} \ll \varepsilon_{\rm F}$. В резонансном случае, $a \to -\infty$, формула (1) неприменима. Однако она показывает тенденцию: при росте $\varkappa_{\rm F}|a|$ отношение $T_{cr}/\varepsilon_{\rm F}$ растет и может стать порядка 1. Задача о сверхтекучести [25–29] была одной из мотиваций первых экспериментов с ферми-газами атомов.

В атомном газе различные методы измерения критической температуры [12, 22, 30–32] дают значения в диапазоне от $0.16\,\varepsilon_{\rm F}$ [32] до $0.38\,\varepsilon_{\rm F}$ [22][2]. Различные теоретические подходы предсказывают значение $T_{cr}/\varepsilon_{\rm F}$ в диапазоне 0.14–0.26 [34, 12, 35–40]. Для сравнения укажем, что в высокотемпературных сверхпроводниках $T_{cr}/\varepsilon_{\rm F}$ составляет $\sim 1\%$[3]. Таким образом, в атомном газе, скорее всего, наблюдалась сверхтекучесть при наивысшей температуре в единицах энергии Ферми. Возможно, в резонансно взаимодействующем ферми-газе созданы наиболее благоприятные условия для сверхтекучести и критическая температура равна максимально достижимой в ферми-системе. Разумеется, речь идет о температуре в единицах энергии Ферми, а не в градусах.

Резонансная сверхтекучесть атомного газа, возможно, моделирует сверхтекучесть нейтронной материи нейтронных звезд [43, 44]. Нейтроны с противоположными спинами взаимодействуют посредством s-волновых столкновений с длиной рассеяния $a = -18.8$ фм. В достаточно глубоких слоях нейтронной звезды межчастичное расстояние $L \ll |a|$, т.е. взаимодействия являются сильными, что создает условия для появления резонансной сверхтекучести. Скачки частоты вращения пульсаров, возможно, возникают из-за образования вихрей в сверхтекучей нейтронной жидкости [44].

3.2. *Мост между статистиками Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна.* Ультрахолодный ферми-газ атомов – первая и пока единственная система, в которой экспериментально реализован мост между статистиками Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна [45]. Это явление было предсказано для экситонов в твердом теле [46] и кварков [47], но до настоящего момента в этих двух системах не наблюдалось.

Газ ферми-атомов со слабым притяжением ($a = 0-$) отвечает фермиевской стороне моста, где свойства системы определяются статистикой Ферми–Дирака. В этом режиме атомы-фермионы не образуют связанного состояния в вакууме. Однако благодаря наличию поверхности Ферми происходит спаривание в пространстве импульсов. Это состояние при $T = 0$ описывается в рамках модели БКШ. Изменяя взаимодействие, оказывается возможным перевести спаривание в импульсном пространстве в спаривание в координатном пространстве. Пространственно большие куперовские пары трансформируются в компактные двухатомные молекулы-бозоны. Для этого длина рассеяния изменяется от $a = 0-$ до $a = 0+$ через резонанс $a = \infty$. Бозевская сторона моста ($a = 0+$) отвечает бозе-эйнштейновскому конденсату (БЭК) двухатомных молекул, в которые объединяются атомы при медленной смене взаимодействия. Для обозначения множества промежуточных состояний системы между сверхтекучей жидкостью в режиме БКШ и конденсатом молекул используется

[2] В работе [22] критическая температура сообщена в эмпирических единицах $(T/E_{\rm F})_{\rm fit} = 0.5$. Значение T_{cr} можно найти по формуле (1) этой работы, используя значение универсальной постоянной $\beta = -0.565$ [33]. Поскольку профиль плотности близок к профилю Томаса–Ферми [12], также можно найти плотность в центре облака и установить, что $T_{cr}/\varepsilon_{\rm F} = 0.38$.

[3] В сверхпроводниках на основе слоистых купратов, допированных дырками, достигнута $T_{cr} = 164$ К [41]. Экспериментально для широкой группы купратов найдено [42], что критическая температура масштабируется с двумерной концентрацией носителей заряда в сверхпроводящем слое, образованном одной или несколькими близкими плоскостями CuO_2:

$$T_{cr} = (2.7 \pm 0.6\ \text{см}^2{\cdot}\text{К}) \cdot 2\,n_2, \qquad (2)$$

где n_2 – концентрация носителей в одном спиновом состоянии. Используя эту формулу вместе с выражением для двумерной энергии Ферми ($\varepsilon_{\rm F} = 2\pi\hbar^2 n_2/m_e$, где m_e – масса электрона в отсутствие решетки), можно оценить, что $T_{cr}/\varepsilon_{\rm F} \approx 0.01$.

термин “мост БКШ–БЭК” (*BCS-BEC crossover*). В середине моста лежит область сильных взаимодействий ($\varkappa_{\rm F}|a| \gg 1$), в которой обнаружена резонансная сверхтекучесть, обсуждавшаяся выше.

Моделирование свойств газа на мосту БКШ–БЭК при произвольной длине рассеяния a представляет собой сложную расчетную задачу. Различные теоретические модели дают количественно разные результаты. Эксперименты над атомным ферми-газом и полученным на его основе молекулярным бозе-газом позволяют проводить количественную проверку теоретических моделей [48, 33].

3.3. *Стабильность и основное состояние сильно взаимодействующей ферми-материи.* При рассмотрении ферми-системы с большим притягивающим взаимодействием естественным образом возникает вопрос о ее стабильности: сможет ли давление Ферми противостоять межчастичному притяжению? Этот вопрос тесно перекликается с задачей Берча (George F. Bertsch) [2]: *Каково основное состояние системы фермионов со спином 1/2, взаимодействующих посредством потенциала с нулевым пространственным размером и бесконечной длиной рассеяния? При этом если в системе лишь 2 частицы, то связанное состояние отсутствует. Нулевой размер потенциала достигается в пределе системы с потенциалом конечного размера r_0 и конечным числом частиц путем устремления сначала r_0 к 0, а затем числа частиц к ∞.*

Интересно, что если сменить порядок взятия пределов, т.е. сначала устремить число частиц к ∞, то вся система сжимается до размера $\sim r_0$ [2].

Первой и единственной системой, в которой удалось экспериментально смоделировать задачу Берча, стал атомный газ [49]. Показано, что система остается стабильной. Измерена энергия ее основного состояния.

К условиям задачи Берча близка часть материи нейтронных звезд [2, 3]. Таким образом, в атомном газе могут моделироваться свойства нейтронной материи.

4. Перспективы. 4.1. *Неоднородная сверхтекучесть, фермион Майораны, топологические возбуждения и моделирование ВТСП в двумерной системе.* Недавно приготовленный двумерный ферми-газ атомов [16], возможно, позволит наблюдать ряд новых фундаментальных явлений, обсуждаемых в данном пункте.

Почти 50 лет назад предсказана конденсация куперовских пар в состояния с ненулевыми импульсами [50], что равнозначно осциллирующему в пространстве параметру порядка [51]. Сверхпроводники и сверхтекучие жидкости с подобными свойствами названы неоднородными [51], а механизм спаривания по именам авторов [50, 51] называют спариванием Фульде–Ферела–Ларкина–Овчинникова (ФФЛО). Ряд измерений в сверхпроводниках мог бы объясняться подобным спариванием, однако однозначно спаривания ФФЛО не наблюдалось [52]. В трехмерном атомном ферми-газе поиск не увенчался успехом, так как область параметров, в которой, возможно, присутствует эффект, очень узка [53]. В двумерном газе предсказаны более благоприятные условия [54], что позволяет надеяться на наблюдение эффекта.

В отличие от трехмерного случая, в двумерной геометрии может оказаться возможным приготовление стабильного газа с p-волновым взаимодействием [55]. Система интересна тем, что некоторые квазичастицы в ней, возможно, будут фермионами Майораны, для которых частица и античастица совпадают [56]. Поиск фермионов Майораны активно ведется в физике элементарных частиц и твердого тела. Предполагается, что нейтрино – фермионы Майораны. В физике твердого тела, возможно, фермионами Майораны являются возбуждения двумерного электронного газа в рутинате стронция ($\rm Sr_2RuO_4$) [57].

Кроме того, возбуждения в двумерном ферми-газе с p-волновым взаимодействием могут быть защищены от потери когерентности топологическими свойствами [58]. Это откроет путь к созданию квантовых систем с долгоживущей макроскопической когерентностью. В практическом плане защищенные когерентные состояния могут оказаться полезными для создания квантового компьютера [59]. Некоторые возбуждения могут не являться бозонами и фермионами, а иметь энионный характер [60]. Исследование подобных систем станет новым вкладом в квантовую статистику.

В двумерном ферми-газе с p-волновым взаимодействием возможны фазовые переходы нового типа. Например, при изменении силы p-волнового взаимодействия возможен переход между состояниями с параметром порядка типа p_x и $p_x + ip_y$ [56].

В известных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) электроны движутся в плоскости [61, 62]. Механизм образования сверхпроводящей фазы в этих системах на данный момент не понят. Отсутствие теории ВТСП является препятствием на пути создания комнатнотемпературных сверхпроводников. Сверхтекучесть двумерного ферми-газа атомов позволила бы моделировать высокотемпературную сверхпроводимость и количественно проверять соответствующие теории.

4.2. *Проверка теории струн.* В рамках теории струн сделано общее предсказание о том, что для любой жидкости отношение коэффициента сдвиговой вязкости η к плотности энтропии s ограничено снизу [63]:

$$\frac{\eta}{s} \geqslant \frac{\hbar}{4\pi}. \tag{3}$$

Нижний предел $\eta/s = \hbar/4\pi$ можно рассматривать как определение идеально невязкой жидкости. Теория струн к настоящему моменту не имеет экспериментальных подтверждений. Достижение барьера $\eta/s = \hbar/4\pi$ в широкой области параметров и демонстрация его непреодолимости могли бы стать первой экспериментальной проверкой этой теории.

Кандидатами на роль идеально невязких систем выступают кварк-глюонная плазма и ультрахолодный газ ферми-атомов. В первые мгновения после Большого взрыва кварк-глюонная плазма была основной формой материи. Сейчас кварк-глюонную плазму получают в ускорителях при столкновении тяжелых ядер [19]. В эксперименте показано, что сильно взаимодействующий ферми-газ атомов обладает свойствами жидкости, а отношение η/s для него сравнимо со значениями в кварк-глюонной плазме [64].

4.3. *Модель Ферми–Хаббарда.* Модель Ферми–Хаббарда является приближенной моделью твердого тела. Известные решения описывают большой набор фазовых состояний, включая изолятор, проводник, ферромагнетик, антиферромагнетик, сверхпроводник. Для дву- и трехмерного пространства модель в общем виде не решена. Более того, неизвестен даже полный набор фазовых состояний, которые могут содержаться в модели. Атомный газ может быть приготовлен в почти точном соответствии с моделью Ферми–Хаббарда [65]. Это позволило бы наблюдать в эксперименте состояния, уже предсказанные моделью, и, самое интересное, находить новые решения модели, которые еще не известны из теоретических расчетов.

Модель описывает фермионы в периодическом потенциале. Частицы могут перескакивать между узлами потенциала и взаимодействовать, если находятся в одном узле. Модель основана на гамильтониане

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle i,j\rangle,\sigma} \left(\hat{c}^{\dagger}_{i\sigma}\hat{c}_{j\sigma} + \text{h.c.}\right) + U \sum_{i} \hat{n}_{i\uparrow}\hat{n}_{i\downarrow}. \tag{4}$$

Здесь первое слагаемое описывает переходы фермионов между соседними узлами решетки за время $\sim \hbar/t$, а второе – контактное взаимодействие частиц в одном узле (U выступает в качестве параметра взаимодействия). Индексы "i" и "j" нумеруют узлы решетки, запись $\langle i,j\rangle$ подразумевает суммирование по всем соседним узлам, $\hat{c}^{\dagger}_{i\sigma}$ и $\hat{c}_{i\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения фермиона со спином $\sigma =\uparrow,\downarrow$ в i-м узле, $\hat{n}_{i\sigma} \equiv \hat{c}^{\dagger}_{i\sigma}\hat{c}_{i\sigma}$ – оператор числа частиц в i-м узле. Периодический потенциал для атомов может быть создан с помощью стоячих световых волн, а параметр взаимодействия может регулироваться с помощью резонансов Фешбаха.

5. История экспериментов с атомными ферми-газами. Ультрахолодные атомные ферми-газы были получены в лабораториях сравнительно недавно. Первый вырожденный ферми-газ атомов получен в 1999 г. группой Деборы Джин из Объединенного института лабораторной астрофизики (Deborah Jin, Joint Institute for Laboratory Astrophysics, JILA) [1]. Газ был приготовлен в магнитной ловушке. Следующей вехой стало приготовление ферми-газа в дипольной ловушке, образованной фокусом лазерного луча, группой Джона Томаса из Университета им. Дюка (John E. Thomas, Duke University) [66]. Это, казалось бы, чисто техническое новшество позволило сделать магнитное поле свободным параметром, поскольку поле более не нужно для пленения. Магнитное поле, таким образом, можно использовать для управления межчастичным взаимодействием при помощи резонанса Фешбаха. Группе из Дюка это позволило в том же 2002 г. приготовить ферми-газ в сильно взаимодействующем режиме [67], получив экспериментальную систему, объяснение свойств которой за последние годы существенно развило теорию ферми-систем. В подобной экспериментальной системе продемонстрированы: группой из Дюка – стабильность резонансно взаимодействующего ферми-газа [49]; группами из Дюка, Массачусетского института технологии (Massachusetts Institute of Technology, MIT) и Университета Инсбрука (Universität Innsbruck) – наличие сверхтекучего потока в резонансном режиме взаимодействия [21–24]; группой из Инсбрука – мост между системой ферми-атомов и бозе-эйнштейновским конденсатом молекул [45].

В 2003 г. группа Масимо Ингусио из Университета Флоренции (Massimo Inguscio, Università di Firenze) поместила ферми-газ в периодический потенциал, созданный стоячей электромагнитной волной [68], что открыло новые возможности для моделирования задач физики твердого тела о ферми-частицах в периодическом потенциале. В 2008 г. группа Селима Ехима из Института ядерной физики им. Макса Планка (Selim Jochim, Max-Planck-Institut für Kernphysik) приготовила газ ферми-атомов в трех спиновых состояниях [15], тем самым существенно

Коллективы, работающие с атомными ферми-газами

Институт, страна	Руководитель лаборатории	Атом	Год 1-го результата, ссылка
JILA, США	Deborah Jin	^{40}K	1999 [1]
Rice Univ., США	Randall Hulet	^{6}Li	2001 [71]
Ecole Normale Supérieure, Франция	Christophe Salomon	^{6}Li	2001 [72]
Duke Univ., затем North Carolina State Univ., США	John Thomas	^{6}Li	2002 [66]
MIT, США	Wolfgang Ketterle	^{6}Li	2002 [73]
Univ. Firenze, Италия	Massimo Inguscio	^{40}K	2002 [74]
Univ. Innsbruck, Австрия	Rudolf Grimm	^{6}Li, ^{40}K	2003 [75]
Eidgenössische Technische Hochschule, Швейцария	Tilman Esslinger	^{40}K, ^{6}Li	2005 [76]
Tübingen Univ., Германия	Claus Zimmermann	^{6}Li	2005 [77]
Vrije Univ., Нидерланды	Wim Vassen	^{3}He	2006 [78]
Kyoto Univ., Япония	Yoshiro Takahashi	^{173}Yb, ^{171}Yb, ^{6}Li	2007 [79]
Swinburne Univ. Technology, Австралия	Christopher Vale	^{6}Li	2007 [80]
Univ. Electro-Communications, Япония	Takashi Mukaiyama	^{6}Li	2008 [81]
Max Planck Inst. Kernphysik, потом Univ. Heidelberg, Германия	Selim Jochim	^{6}Li	2008 [15]
Pennsylvania State Univ., США	Kenneth O'Hara	^{6}Li	2009 [82]
MIT, США	Martin Zwierlein	^{6}Li, ^{40}K	2009 [83]
ИПФ РАН, Россия	Андрей Турлапов	^{6}Li	2010 [16]
Rice Univ., США	Thomas Killian	^{87}Sr	2010 [84]
Univ. Cambridge, Великобритания	Michael Köhl	^{40}K	2011 [85]
Univ. Washington, США	Subhadeep Gupta	^{6}Li	2011 [86]

выйдя за рамки задач, известных в физике твердого тела. Эта система позволяет моделировать известную из ядерной физики задачу о состояниях Ефимова [69, 70] – связанном состоянии трех фермионов при отсутствии связанных состояний между любыми двумя частицами из трех. В 2010 г. в Институте прикладной физики РАН приготовлен двумерный ферми-газ атомов [16], что открыло возможность моделирования широкого круга задач пониженной размерности.

Группы экспериментаторов, работающие с атомными ферми-газами, перечислены в таблице. Порядок представления групп выбран в соответствии со временем публикации первого экспериментального наблюдения над ферми-газом атомов или его производной.

Автор благодарит за финансовую поддержку РФФИ (гранты # 08-02-01249-а, 11-02-12282-офи-м-2011 и 11-02-01324-а), программы Президиума РАН "Квантовая физика конденсированных сред" и "Нелинейная динамика".

1. B. DeMarco and D. S. Jin, Science **285**, 1703 (1999).
2. G. A. Baker, Phys. Rev. C **60**, 054311 (1999).
3. H. Heiselberg, Phys. Rev. A **63**, 043606 (2001).
4. P. F. Kolb and U. Heinz, *Quark Gluon Plasma 3*, ch. *Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions*, World Scientific, Singapore, 2004, p. 634; arXiv: nucl-th/0305084.
5. Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, and K. Levin, Phys. Rep. **412**, 1 (2005).
6. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429 (2000).
7. L. Luo, B. Clancy, J. Joseph et al., New J. Phys. **8**, 213 (2006).
8. K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4204 (1999).
9. C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Rev. Mod. Phys. **82**, 1225 (2010).
10. C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, Phys. Rev. Lett. **90**, 053201 (2003).
11. C. H. Schunck, M. W. Zwierlein, C. A. Stan et al., Phys. Rev. A **71**, 045601 (2005).
12. J. Kinast, A. Turlapov, J. E. Thomas et al., Science **307**, 1296 (2005).
13. M. W. Zwierlein, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle, Science **311**, 492 (2006).
14. G. B. Partridge, W. Li, R. I. Kamar et al., Science **311**, 503 (2006).
15. T. B. Ottenstein, T. Lompe, M. Kohnen et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 203202 (2008).

16. K. Martiyanov, V. Makhalov, and A. Turlapov, Phys. Rev. Lett. **105**, 030404 (2010).
17. I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008).
18. Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Roepke et al., *Viability of nuclear α-particle condensates*: A reply to N. T. Zinner and A. S. Jensen, arxiv:nucl/th0712.1191; arXiv:0805.1526v2 [nucl-th] (2008).
19. E. Shuryak, Prog. Part. Nucl. Phys. **53**, 273 (2004).
20. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния*, т. IX, сер. *Теоретическая физика*, М.: 2004.
21. J. Kinast, S. L. Hemmer, M. E. Gehm et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 150402 (2004).
22. J. Kinast, A. Turlapov, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **94**, 170404 (2005).
23. M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek et al., Nature **435**, 1047 (2005).
24. S. Riedl, E. R. Sánchez Guajardo, C. Kohstall et al., New J. Phys. **13**, 035003 (2011).
25. H. T. C. Stoof, M. Houbiers, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **76**, 10 (1996).
26. М. А. Баранов, М. Ю. Каган, Ю. Каган, Письма в ЖЭТФ **64**, 273 (1996).
27. M. Houbiers, R. Ferwerda, H. T. C. Stoof et al., Phys. Rev. A **56**, 4864 (1997).
28. E. Timmermans, K. Furuya, P. W. Milonni, and A. K. Kerman, Phys. Lett. A **285**, 228 (2001).
29. M. Holland, S. J. J. M. F. Kokkelmans, M. L. Chiofalo, and R. Walser, Phys. Rev. Lett. **87**, 120406 (2001).
30. L. Luo, B. Clancy, J. Joseph et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 080402 (2007).
31. M. Horikoshi, S. Nakajima, M. Ueda, and T. Mukaiyama, Science **327**, 442 (2010).
32. S. Nascimbene, N. Navon, K. J. Jiang et al., Nature **463**, 1057 (2010).
33. J. Joseph, B. Clancy, L. Luo et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 170401 (2007).
34. A. Perali, P. Pieri, L. Pisani, and G. C. Strinati, Phys. Rev. Lett. **92**, 220404 (2004).
35. A. Bulgac, J. E. Drut, and P. Magierski, Phys. Rev. Lett. **96**, 090404 (2006).
36. E. Burovski, N. Prokof'ev, B. Svistunov, and M. Troyer, Phys. Rev. Lett. **96**, 160402 (2006).
37. R. Haussmann, W. Rantner, S. Cerrito, and W. Zwerger, Phys. Rev. A **75**, 023610 (2007).
38. P. Nikolić and S. Sachdev, Phys. Rev. A **75**, 033608 (2007).
39. Y. Nishida and D. T. Son, Phys. Rev. A **75**, 063617 (2007).
40. V. K. Akkineni, D. M. Ceperley, and N. Trivedi, Phys. Rev. B **76**, 165116 (2007).
41. L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen et al., Phys. Rev. B **50**, 4260 (1994).
42. I. Bozovic, J. Supercond. **4**, 193 (1991).
43. A. Schwenk, AIP Conf. Proc. **892**, 502 (2007); arXiv:nucl-th/0611046.
44. H. Heiselberg and M. Hjorth-Jensen, Phys. Rep. **328**, 237 (2000).
45. M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 120401 (2004).
46. Н. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
47. B. Kerbikov, Surv. High En. Phys. **20**, 47 (2006); arXiv:hep-ph/0510302.
48. A. Altmeyer, S. Riedl, C. Kohstall et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 040401 (2007).
49. M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade et al., Phys. Rev. A **68**, 011401(R) (2003).
50. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
51. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
52. T. Zhou and C. S. Ting, Phys. Rev. B **80**, 224515 (2009).
53. D. E. Sheehy and L. Radzihovsky, Phys. Rev. Lett. **96**, 060401 (2006).
54. A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **82**, 174514 (2010).
55. J. Levinsen, N. R. Cooper, and V. Gurarie, Phys. Rev. A **78**, 063616 (2008).
56. V. Gurarie, L. Radzihovsky, and A. V. Andreev, Phys. Rev. Lett. **94**, 230403 (2005).
57. J. Xia, Y. Maeno, P. T. Beyersdorf et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 167002 (2006).
58. F. R. Klinkhamer and G. E. Volovik, Письма ЖЭТФ **80**, 389 (2004).
59. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern et al., Rev. Mod. Phys. **80**, 1083 (2008).
60. A. Stern, Ann. Phys. **323**, 204 (2008).
61. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
62. Ю. В. Копаев, В. И. Белявский, В. В. Капаев, УФН **178**, 202 (2008).
63. P. K. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, Phys. Rev. Lett. **94**, 111601 (2005).
64. A. Turlapov, J. Kinast, B. Clancy et al., J. Low Temp. Phys. **150**, 567 (2008).
65. T. Esslinger, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **1**, 129 (2010).
66. S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **88**, 120405 (2002).
67. K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm et al., Science **298**, 2179 (2002).
68. G. Modugno, F. Ferlaino, R. Heidemann et al., Phys. Rev. A **68**, 011601 (2003).
69. V. Efimov, Phys. Lett. B **33**, 563 (1970).
70. R. K. Bhaduri, A. Chatterjee, and B. P. van Zyl, Am. J. Phys. **79**, 274 (2011).

71. A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander et al., Science **291**, 2570 (2001).
72. F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 080403 (2001).
73. Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 160401 (2002).
74. G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **89**, 150403 (2002).
75. S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer et al., Science **302**, 2101 (2003).
76. M. Köhl, H. Moritz, T. Stöferle et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 080403 (2005).
77. C. Silber, S. Günther, C. Marzok et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 170408 (2005).
78. J. M. McNamara, T. Jeltes, A. S. Tychkov et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 080404 (2006).
79. T. Fukuhara, Y. Takasu, M. Kumakura, and Y. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **98**, 030401 (2007).
80. J. Fuchs, G. J. Duffy, G. Veeravalli et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **40**, 4109 (2007).
81. Y. Inada, M. Horikoshi, S. Nakajima et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 100401 (2008).
82. J. H. Huckans, J. R. Williams, E. L. Hazlett et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 165302 (2009).
83. A. Schirotzek, C.-H. Wu, A. Sommer, and M. W. Zwierlein, Phys. Rev. Lett. **102**, 230402 (2009).
84. B. J. DeSalvo, M. Yan, P. G. Mickelson et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 030402 (2010).
85. B. Fröhlich, M. Feld, E. Vogt et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 105301 (2011).
86. A. H. Hansen, A. Khramov, W. H. Dowd et al., Phys. Rev. A **84**, 011606 (2011).