

Наблюдение вырожденного ферми-газа, плененного стоячей электромагнитной волной

К. А. Мартьянов, В. Б. Махалов, А. В. Турлапов¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603000 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 19 февраля 2010 г.

Наблюдался газ ферми-атомов, плененный в пучностях стоячей электромагнитной волны. Стоячая волна создана двумя встречными лучами с длиной волны 10.6 мкм, сфокусированными в одном и том же месте. В каждой пучности удерживается дископодобное облако из 7500 атомов лития-6 в двух равнонаселенных спиновых состояниях при температуре $T = 0.1E_F$, где E_F – энергия Ферми. Система находится в режиме, нарушающем приближение локальной однородности – населены лишь 3 нижних энергетических уровня аксиального движения. Система может стать инструментом для исследования 2D фермиевской физики и 3D эффектов вне пределов приближения локальной однородности.

Широкий круг явлений многочастичной квантовой физики наблюдался в экспериментах с ультрахолодными газами ферми-атомов и их производными. В числе этих явлений – резонансная сверхтекучесть ферми-жидкости [1–4], механическая стабильность ферми-системы в режиме s -волнового резонансного взаимодействия [5], когерентная трансформация ферми-системы в бозе-систему [6], бозе-эйнштейновская конденсация молекул [7–9] и, возможно, вязкость вблизи нижнего квантового предела [10, 11]. Атомная ферми-система является уникально гибкой – возможна непрерывная перестройка в широких пределах основных параметров системы – длины рассеяния, плотности, температуры и населенности спиновых состояний. Благодаря этой гибкости, эксперименты с ультрахолодными атомами позволяют проверять теоретические модели, описывающие другие ферми-системы – нейтронные звезды и ядерную материю [12, 13], кварк-глюонную плазму [14], высокотемпературные сверхпроводники [15].

Во всех перечисленных экспериментах движение атомов 3D. Представляет интерес создание квазидвумерного газа ферми-атомов – газа с 2D кинетикой центров масс частиц. В первую очередь, интерес связан с изучением сверхтекучести 2D систем и моделированием высокотемпературной сверхпроводимости, особенно учитывая, что наивысшие критические температуры достигнуты в двумерных сверхпроводниках [16].

2D кинетика центра масс может быть достигнута пленением в сильноанизотропном гармоническом потенциале дископодобной формы

$$V(\mathbf{x}) = \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} + \frac{m\omega_\perp^2 \rho^2}{2}, \quad \omega_z \gg \omega_\perp. \quad (1)$$

Если частицы населяют лишь основной энергетический уровень аксиального движения, то газ кинетически 2D. При нулевой температуре условием кинетической двумерности является малость химического потенциала, $\mu < \hbar\omega_z$. Цепочка изолированных потенциалов вида (1) может быть создана путем удержания газа в пучностях стоячей электромагнитной волны (одномерной оптической решетки вдоль направления z). Поперечная мода волны должна быть гауссова, интенсивность – достаточно высока, а частота – значительно меньше частот электрических дипольных переходов в атоме. Контролируемое повышение химического потенциала позволит изучить переход от квазидвумерной к 3D системе. При заполнении небольшого числа уровней аксиального движения может быть получена 3D система вне режима локальной однородности.

Газ ферми-атомов, плененный в одномерной оптической решетке, использовался в работах [17, 18] для интерферометрии и изучения неупругих столкновений, соответственно. В обоих случаях ферми-газ наблюдался после выключения дипольного потенциала и последующего разлета.

О прямом наблюдении ферми-газа в периодическом потенциале к настоящему моменту не сообщалось. Прямое наблюдение профиля плотности в квантовой системе позволяет видеть разделение фаз, величину среднего поля, измерять термодинамические и механические характеристики и, в ряде случаев, фазу.

В этом письме мы сообщаем о приготовлении вырожденного газа ферми-атомов в поле стоячей волны, прямом наблюдении профиля плотности и измерении температуры газа, которая составила $0.1E_F$,

¹⁾ e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

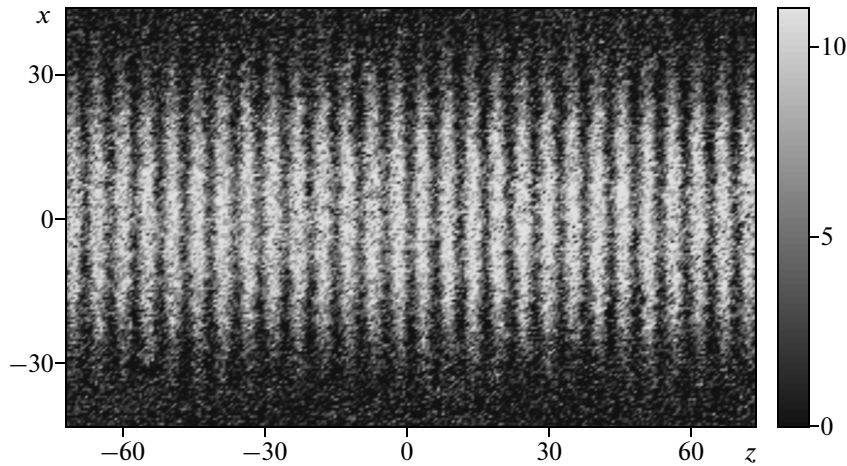


Рис.1. Двумерное распределение плотности атомного ферми-газа, плененного стоячей волной, $n_2(x, z)$. Слева и внизу отложены координаты в микронах. Число атомов в одном спиновом состоянии на квадратный микрон кодировано оттенками серого – расшифровка оттенков показана справа

где E_F – энергия Ферми. Атомы заполняют лишь 3 нижних уровня аксиального движения, нарушая приближение локальной однородности. Приготовление этой системы может также рассматриваться как этап на пути к созданию квазидвумерного ферми-газа атомов.

Фотография газа представлена на рис.1. В эксперименте приготовлен газ ферми-атомов лития-6 в двух равнонаселенных сверхтонких состояниях с наименьшей энергией $|1\rangle$ и $|2\rangle$. В пределе сильного магнитного поля состояния имеют проекцию электронного углового момента $m_j = -1/2$ и различаются проекцией спина ядра, $m_I = 1$ и $m_I = 0$, соответственно.

Приготовление системы происходит методами лазерного пленения и охлаждения в несколько этапов, более или менее по сценарию [19], существенным отличием является лишь использование в нашем эксперименте дипольной ловушки с интенсивностью, периодически модулированной в пространстве. Приготовление проходит в вакуумной камере при давлении $\sim 10^{-11}$ торр. В первые 4 с в магнито-оптической ловушке (МОЛ), загружаемой из атомного пучка, происходит накопление $3 \cdot 10^8$ атомов при температуре несколько сотен мкК. МОЛ пространственно перекрыта с дипольной ловушкой глубиной 2 мК, создаваемой двумя встречными лучами с длиной волны 10.6 мкм и одинаковой поляризацией, сфокусированными в центре МОЛ и образующими стоячую волну. После выключения МОЛ в пучностях стоячей волны удерживается $4 \cdot 10^6$ атомов. Для того чтобы продолжить охлаждение с помощью выпаривания, длина s -волнового рассеяния увеличивается до большой

отрицательной величины $a = -4200$ бор путем включения магнитного поля $B = 1000$ Гс, что соответствует настройке столкновений на фермиевскую сторону широкого резонанса Фано–Фешбаха [20]. В течение 1 с газ выпаривается свободно, в стационарной ловушке. Затем, в течение 0.6 с выключается один из 2 пучков, формирующих стоячую волну дипольной ловушки. В результате, продолжая испаряться и охлаждаться, газ адиабатически перегружается в веретенообразную дипольную ловушку, образованную сфокусированной бегущей волной. Частоты веретенообразной ловушки, измеренные по параметрическим резонансам, равны $\nu_{\perp 0}/2\pi = 4300 \pm 80$ Гц и $\nu_{z 0}/2\pi = 162 \pm 10$ Гц, а глубина $U_0 = m\nu_{\perp 0}^4/2k^2\nu_{z 0}^2 = 530 \pm 70$ мкК, где $k = 2\pi/10.6$ мкм. Охлаждение продолжается форсированным выпариванием в течение $\simeq 2$ с, за которые глубина ловушки уменьшается до величины $U_0/2000$ по закону $U(t) = U_0(1 - t/\tau)^{3.24}$, где $\tau = 2$ с, путем уменьшения мощности луча, создающего ловушку. Получившийся оптический веретенообразный потенциал имеет частоту $\nu_{\perp} = \nu_{\perp 0}/\sqrt{2000}$ и $\nu_z = \nu_{z 0}/\sqrt{2000}$. По окончании охлаждения в течение 0.6 с восстанавливается встречный пучок дипольной ловушки, и газ адиабатически перегружается в стоячую волну, что завершает приготовление.

По окончании приготовления газ фотографируется прибором с зарядовой связью (ПЗС). Для фотографирования облако подсвечивается импульсом (2 мкс) широкого однородного луча, направленного вдоль оси y навстречу магнитному полю и поперек оси z цилиндрической симметрии ловушки. В базе магнитного поля луч подсвета имеет поляризацию σ^- и настроен на частоту циклического перехода $|1\rangle \rightarrow$

$|2P_{3/2}, m_j = -3/2, m_I = 1\rangle$ или $|2\rangle \rightarrow |2P_{3/2}, m_j = -3/2, m_I = 0\rangle$. Тень облака фиксируется на ПЗС.

По поглощению света рассчитывается двумерное распределение концентрации частиц в каждом спиновом состоянии, проинтегрированное вдоль направления зрения y :

$$n_2(x, z) = \frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_0}{I(x, z)} + \frac{I_0 - I(x, z)}{\sigma I_{\text{sat}}}, \quad (2)$$

где I_0 и $I(x, z)$ – интенсивности резонансного света до и после прохождения через облако, σ и I_{sat} – сечение поглощения и интенсивность насыщения перехода, соответственно. Измеренное распределение плотности показано на рис.1. Пространственное разрешение описанного метода оценивается в 1.2-2.0 мкм, а увеличение видеосистемы равно 24.9.

На рис.1 каждая ячейка соответствует дископодобному облаку газа, снятому сбоку. В каждом из 20 центральных облаков находится $N = 3730 \pm 260$ атомов в каждом из спиновых состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Облака находятся в потенциалах, близких по форме к потенциалу (1).

Температура измеряется по профилю плотности. На рис.2 показано одномерное распределение плот-

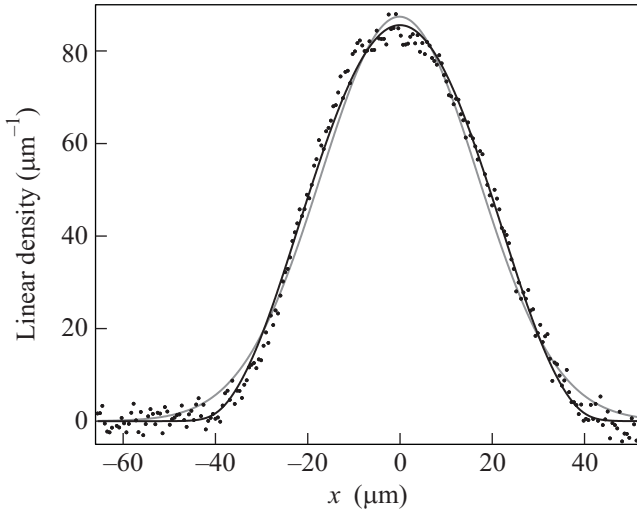


Рис.2. Одномерный профиль плотности, полученный интегрированием вдоль y и z . Точками показаны данные, усредненные по 20 центральным ячейкам. Черная сплошная линия – подгонка данных формулой (3), сплошная серая – подгонка гауссовым распределением

ности, полученное интегрированием по y и z в одной ячейке, а затем – усреднением по 20 центральным ячейкам. В последующем анализе мы пренебрегаем ангармонизмом пленяющего потенциала и наличием среднего поля. В анизотропном потенциале в прибли-

жении Томаса–Ферми для поперечных направлений одномерная плотность идеального газа равна

$$n_1(x) = -\sqrt{\frac{m\omega_{\perp}}{2\pi\hbar}} \left(\frac{T}{\hbar\omega_{\perp}}\right)^{3/2} \sum_{l=0}^{\infty} \text{Li}_{3/2} \times \left[-\exp\left(\frac{\mu_l}{T} - \frac{m\omega_{\perp}^2 x^2}{2T}\right)\right], \quad (3)$$

где $\text{Li}_{3/2}$ – полилогарифмическая функция порядка $3/2$, $\mu_l \equiv \mu - l\hbar\omega_z$ – химический потенциал частиц, находящихся на l -м уровне, а химический потенциал μ найден из условия $N = \int dx n_1(x)$. Температуру находим подгонкой данных с рис.2 распределением (3). Если бы частоты дискообразных ловушек были измерены напрямую, то единственным параметром подгонки была бы температура. В данном случае измерены частоты веретенообразной оптической ловушки, образованной одним лучом, ν_{\perp} и ν_z . Если фокусы встречных лучей, создающих стоячую волну, перекрыты в пространстве точно²⁾, то $\omega_{\perp} = 2\nu_{\perp}$ и $\omega_z = \omega_{\perp} \nu_{\perp} / \nu_z$. В случае отступления от точного перекрытия значения частот ω_z и ω_{\perp} другие, и мы не можем фиксировать их при подгонке. Однако, если рассогласование лучей мало, величина $\omega_z^2 / \omega_{\perp}^2$ остается неизменной. Это позволяет свести число свободных параметров до двух – температуры T и одной из частот, например ω_{\perp} , найдя вторую частоту из уравнения $\omega_z^2 / \omega_{\perp}^2 = 2\nu_{\perp}^3 / \nu_z^2$. В результате подгонки получаем $\omega_z / \omega_{\perp} = 29.8 \pm 0.3$, $\omega_{\perp} / 2\pi = 152 \pm 4$ Гц и $T = (0.10 \pm 0.04)E_F = 50$ нК. Энергия Ферми E_F не взаимодействующего газа, отсчитанная от основного уровня осциллятора, найдена из уравнения

$$N = \frac{1}{2(\hbar\omega_{\perp})^2} \sum_{l=0}^{\lfloor E_F / \hbar\omega_z \rfloor} (E_F - l\hbar\omega_z)^2, \quad (4)$$

в котором суммирование происходит по всем занятым состояниям, а [...] обозначает целую часть числа. Мы нашли, что $E_F = 2.5\hbar\omega_z$, то есть существенно заполнены нижние 3 уровня продольного потенциала. В приближении $T = 0$ на уровнях $l = 0, 1, 2$ находятся 2690, 950 и 90 атомов, соответственно, в каждом спиновом состоянии.

Полученное в результате подгонки распределение показано сплошной линией на рис.2. Для сравнения: подгонка гауссовым распределением, отвечающим высокой температуре, дает в 1.6 раза большее среднеквадратичное отклонение.

²⁾ Фокусы встречных лучей перекрыты при полной мощности. В ловушке, пониженной в 2000 раз, возможно небольшое отступление от точного перекрытия из-за тепловых эффектов, зависящих от мощности лучей.

В приведенном анализе мы пренебрегли средним полем, поскольку газ является слабозадействующим – параметр взаимодействия $k_F a = -0.81$ по модулю меньше 1 ($k_F \equiv \sqrt{2mE_F}/\hbar$). Кроме того, мы пренебрегли отличием потенциала от гармонического. Более точно потенциал оптической решетки описывается формулой

$$V_s(\mathbf{x}) = sE_r \left(1 - \exp \left[-\frac{m\omega_{\perp}^2 \rho^2}{2sE_r} \right] \cos^2 kz \right), \quad (5)$$

при записи которой мы пренебрегли дифракционной расходимостью лучей, поскольку их рэлеевская длина $z_R = 1.20$ мм много больше центральной области рис.1 длиной 106 мкм, использовавшейся для анализа. В этом выражении $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ и s – энергия отдачи и безразмерная глубина решетки, соответственно. Зная частоты, находим $s = (\hbar\omega_z / 2E_r)^2 = 58$ и $sE_r = 3.8\hbar\omega_z = 820$ нК. Наличие ангармонизма при тех же частотах приводит к увеличению поперечного размера облака идеального ферми-газа на 8%. В то же время, среднее поле приводит к уменьшению размера на 12%. Последняя оценка получена в приближении 3D локальнооднородного газа в параболическом потенциале при $T = 0$ с использованием уравнения состояния

$$\mu = \frac{\hbar^2}{2m} (6\pi^2 n)^{2/3} + V(\mathbf{x}) + \frac{4\pi a \hbar^2}{m} n. \quad (6)$$

Таким образом, два систематических эффекта, не учтенных в уравнении (3) и процедуре подгонки, малы и почти полностью компенсируют друг друга, не внося существенной ошибки в найденную температуру и частоты дископодобной ловушки.

Необходимым условием квазидвумерной кинетики в данной системе является малость химического потенциала, $\mu < \hbar\omega_z$. Переход к квазидвумерности может быть достигнут увеличением отношения ω_z/ω_{\perp} или снижением числа частиц в каждой ячейке. Для перехода к кинетической двумерности в почти идеальном ферми-газе необходимо выполнение условия $N < (\omega_z/\omega_{\perp})^2/2$.

Авторы благодарят за финансовую поддержку исследований национальный проект “Образование”,

программы президиума РАН “Квантовая физика конденсированных сред” и “Нелинейная динамика”, Российский фонд фундаментальных исследований (гранты # 08-02-01249-а, # 08-02-01821-э.б). А.Т. благодарит “Фонд содействия отечественной науке”.

1. J. Kinast, S. L. Hemmer, M. E. Gehm et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 150402 (2004).
2. J. Kinast, A. Turlapov, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **94**, 170404 (2005); arXiv:cond-mat/0502515.
3. M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek et al., Nature **435**, 1047 (2005); arXiv:cond-mat/0505635.
4. S. Riedl, E. R. S. Guajardo, C. Kohstall et al., arXiv:cond-mat/0907.3814v1, 2009.
5. M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade et al., Phys. Rev. A **68**, 011401(R) (2003).
6. M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 120401 (2004).
7. S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer et al., Science **302**, 2101 (2003).
8. M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, Nature **426**, 537 (2003).
9. M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003).
10. A. Turlapov, J. Kinast, B. Clancy et al., J. Low Temp. Phys. **150**, 567 (2008).
11. J. E. Thomas, Nucl. Phys. A **830**, 665c (2009).
12. G. A. Baker, Jr., Phys. Rev. C **60**, 054311 (1999).
13. H. Heiselberg, Phys. Rev. A **63**, 043606 (2001).
14. P. F. Kolb and U. Heinz, *Quark Gluon Plasma 3*, chapter Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions, p. 634, World Scientific, 2003; arXiv: nucl-th/0305084.
15. Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, and K. Levin, Phys. Rep. **412**, 1 (2005).
16. Ю. В. Копаев, В. И. Белявский, В. В. Капаев, Успехи физических наук **178**, 202 (2008).
17. G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 230402 (2004); arXiv: cond-mat/0402328v1.
18. X. Du, Y. Zhang, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **102**, 250402 (2009).
19. L. Luo, B. Clancy, J. Joseph et al., New J. Phys. **8**, 213 (2006).
20. S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **80**, 1215 (2008).