

Вниз по шкале температур

В.А.Виноградов, К.А.Карпов, С.В.Савельева, А.В.Турлапов

Обсуждаются пути глубокого охлаждения газа атомов. Рассмотрено охлаждение δ-толчком и при адиабатическом расширении, а также ограничения, возникающие при использовании метода δ-толчка. Показана применимость полых оптических дипольных ловушек на основе излучения, частота которого близка к резонансной частоте перехода в атомах. Рассмотрена возможность создания подобных ловушек с размерами ~1 мм и обсуждены перспективы их применения для охлаждения атомов путем испарения и адиабатического расширения.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, низкие температуры, дипольная сила.

Можно выделить два существенно разных подхода к понижению температуры. Первый основан на выполнении работы охлаждаемым телом, как это происходит, например, при адиабатическом расширении газа или термоэлектрическом эффекте [1]. Охлаждение особенно эффективно, если в ходе выполнения работы тело изменяет свое фазовое состояние, что и происходит в парокompрессионном цикле [2], при размагничивании [3], в ходе аномального фазового перехода жидкость – кристалл для ^3He [4] или при растворении ^3He в ^4He [5]. Вторым подходом считается выборочное по скоростям воздействие на частицы тела. Например, при испарении удаляются наиболее энергетичные частицы, а оставшиеся приходят из-за столкновений к тепловому распределению с меньшей температурой. Другим методом селективного воздействия является лазерное охлаждение газов [6–9]. В отличие от испарительного охлаждения, межчастичное взаимодействие здесь не требуется, достаточно лишь взаимодействия частиц с излучением. Наименьшая температура, достигнутая каким-либо способом, составила 500 пК [10]. Эта температура получена в облаке из 2500 атомов. В эксперименте сочеталось несколько методов охлаждения, однако основой было лазерное охлаждение газа резонансным излучением, которое позволило понизить температуру с 600 К до 100 мК. На следующих этапах использовалось охлаждение испарением и адиабатическим расширением. Настоящая работа посвящена обсуждению ограничений, возникающих при охлаждении атомных газов, и путям их преодоления.

Метод δ-толчка [11] рассматривается как перспективный для дальнейшего понижения температуры. Принципиальная схема метода приведена на рис. 1. В начальный момент времени $t = 0$ (рис. 1, а) газ, находившийся до этого в тепловом равновесии в гармоническом потенциале, выпускается в свободное пространство путем отклю-

чения потенциала и разлетается до момента $t = T$ (рис. 1, б). При разлете идеального газа получается узкое распределение, которое затем «доворачивается» в фазовой плоскости коротким воздействием потенциального поля $U = m\omega_x^2 x^2/2$. В результате возникает распределение (рис. 1, в), обладающее существенно меньшей кинетической энергией, чем исходное. Полученную систему можно зафиксировать в новом термодинамически равновесном состоянии, включив подходящий гармонический потенциал.

С точки зрения естественной шкалы температур, выраженной через энергию Ферми E_F , охлаждение δ-толчком не приводит к какому-либо результату, поскольку величина T/E_F не изменяется, хотя и числитель, и знаменатель убывают. Энергию Ферми, естественно, можно ввести и для бозонов: $E_F = \hbar^2(6\pi^2 n)^{2/3}/(2m)$, где m – половина массы бозона, а n – характерная концентрация бозонов (например, в центре облака). Температура бозеконденсации также выражается через энергию Ферми: $T_{\text{БЕС}} \approx 0.2E_F$. Несмотря на неизменность T/E_F , понижение абсолютного значения T важно, поскольку холодное облако может быть использовано для охлаждения другой системы путем приведения двух систем в соприкосновение.

Действенность охлаждения δ-толчком показана не только для невзаимодействующего газа, но и для более широкого класса систем – для облаков, которые расширяются автомодельно после отключения удержания в параболическом потенциале [12]. К таким системам относятся ферми- и бозе-газы при нулевой температуре, пространственное распределение которых описывается профилем Томаса – Ферми, а также ферми-газ при произвольной температуре в унитарном режиме s-взаимодействий [13]. По окончании расширения облако должно перехва-

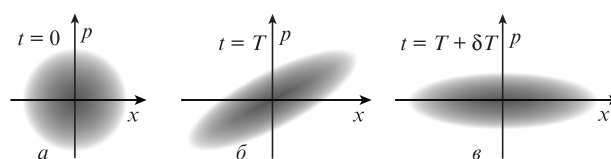


Рис. 1. Охлаждение δ-толчком. Распределение в фазовом пространстве в ключевые моменты охлаждения: $t = 0$, выпуск газа из гармонического потенциала (а); $t = T$, после разлета бесстолкновительного газа (б); $t = T + \delta T$, после короткого воздействия гармонического потенциала (в).

В.А.Виноградов, К.А.Карпов, С.В.Савельева, А.В.Турлапов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 12 марта 2019 г., после доработки – 25 марта 2019 г.

тываться снова потенциальным полем параболического или близкого к нему вида. Отход от автомодельного расширения приводит к снижению фазовой плотности после помещения газа в конечный потенциал и образованию нового равновесного состояния с большим T/E_F , чем в исходном газе. Примером нарушения автомодельности служит разлет бозе-конденсата при конечной температуре: и конденсат, и тепловая фракция разлетаются хоть и автомодельно (в отсутствие взаимодействия между ними), но по-разному.

Отсутствие возможности охлаждения пространственно однородного газа, исходно плененного в потенциале прямоугольной формы, является ограничением метода δ -толчка. В то же время однородные квантовые газы интересны в силу ряда причин. Во-первых, неоднородность ограничивает корреляционные радиусы вблизи фазовых переходов. Во-вторых, для ферми-газов, которые частично поляризованы по спину, пространственная однородность открывает возможность для наблюдения сверхтекучести Фульде–Ферелла–Ларкина–Овчинникова [14, 15] и спаривания в r -канале по механизму Кона–Латтинжера [16–18]. В параболической ловушке эти эффекты не наблюдались, т.к. скорее всего «проигрывают» эффекту разделения фаз на полностью спаренный и полностью спин-поляризованный газ. Недавно сообщалось о приготовлении однородных бозе- [19] и ферми-газов [20, 21].

Адиабатическое расширение – еще один способ, используемый для понижения температуры. При таком охлаждении, как и в случае δ -толчка, фазовая плотность и T/E_F остаются почти неизменными. В то же время имеется и ряд преимуществ. Данный метод не ограничен использованием только параболических и близких к ним потенциалов, не требует автомодельности разлета и применим в важном случае удержания газа в прямоугольном потенциале. В техническом плане адиабатическое расширение проще, чем δ -толчок, поскольку нет необходимости в согласовании нескольких воздействий по месту и времени: исходного параболического потенциала, δ -толчкового потенциала, конечного потенциала для стационарного удержания.

Рассмотрим подробнее применимость адиабатического расширения к однородным квантовым газам, плененным в потенциале с почти вертикальными стенками. Световые поля для создания такого потенциала показаны на рис.2,а. Трубка цилиндрического сечения ограничивает движение атомов в плоскости xu , а движение вдоль z с двух сторон ограничено плоскими стенками. Ловушки подобного типа использовались для приготовления квантовых газов в [19, 20]. Пучок в форме трубки может быть получен при использовании схемы, приведенной на рис.3. Диаметр трубки может изменяться [22], что открывает возможность управления размерами ловушки и охлаждения путем адиабатического расширения. Световые поля создают отталкивающий дипольный потенциал, для этого частота лазерного излучения ω должна быть выше, чем частота ω_0 наиболее сильного электродипольного перехода в атоме. Потенциал дипольной силы связан с профилем интенсивности света $I(r)$ выражением [23]

$$U(r) = \frac{3\pi c^2 \Gamma I(r)}{2\omega_0^3(\omega - \omega_0)}, \tag{1}$$

где Γ – обратное время жизни возбужденного состояния атома.

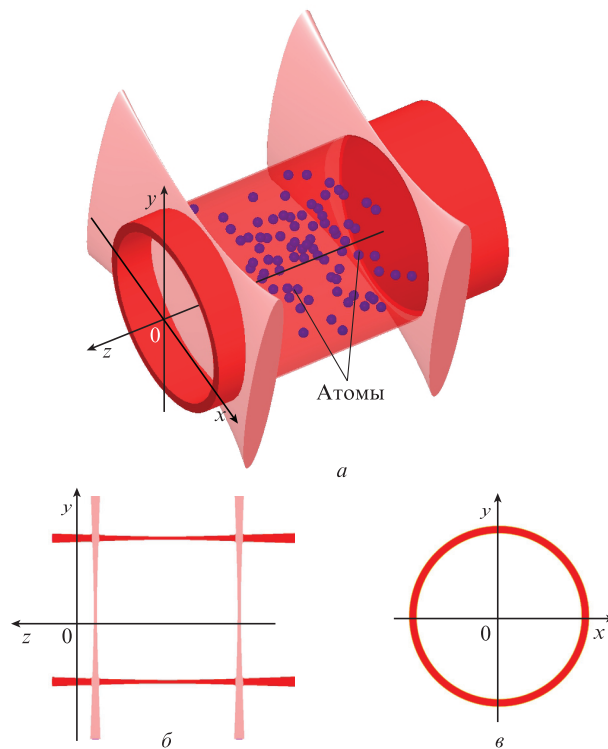


Рис.2. Пленение газа атомов в пространстве, ограниченном пучками излучения (а), и сечения пучка плоскостями yz и xu (б, в).

В экспериментах [19, 20] размеры пустотелых ловушек были невелики – до 100 мкм. Например, в [19] эти размеры составили $75 \times 35 \times 35$ мкм. В квантовых газах межчастичное расстояние составляет от сотен нанометров для слабого s -расталкивания до 1 мкм при сильных взаимодействиях. Подобная ловушка вмещает 10^5 – 10^7 атомов. При уменьшении межчастичного расстояния становятся заметны трехчастичные неупругие столкновения, которые приводят к потерям частиц из ловушки и нагреву оставшихся частиц [24, 25]. Увеличение размера ловушки и, соответственно, числа частиц в ней представляет интерес, поскольку наименьшее значение T/E_F масштабируется как $1/N^{1/3}$. Масштабирование связано с тем, что за ми-

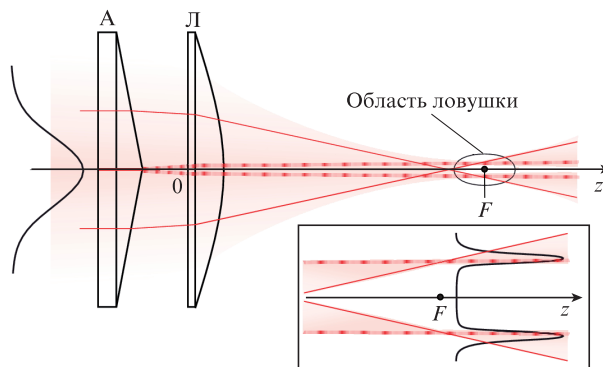


Рис.3. Оптическая схема для получения световой трубки из пучка с гауссовой поперечной модой (показана черной кривой): А – аксикон; Л – линза (установлена в плоскости $z = 0$); F – фокус линзы. Красными линиями и тенью показан ход лучей в приближении геометрической оптики, пунктиром – траектории лучей, выходящих из центра аксикона. Пучок принимает форму трубки вблизи фокуса линзы. На вставке черной кривой показано распределение интенсивности в плоскости $z = F$. Цветной вариант рисунка помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

нимум T можно принять расстояние между уровнями энергии вблизи химического потенциала. С точки зрения увеличения числа частиц N большие ловушки (размером около 1 мм) интересны также тем, что позволили бы полностью перегрузить все атомы, которые на первом этапе охлаждения пленены магнитооптической ловушкой. При использовании дипольной ловушки с удержанием в области максимума интенсивности из магнитооптической ловушки перегружается, как правило, лишь небольшая часть атомов [26,27], хотя для атома-лантаноида есть пример перегрузки более половины частиц [28]. Большие полые ловушки также могут быть интересны для невозмущающего удержания ридберговских атомов [29,30].

Пустотельные ловушки большого размера, подобные показанной на рис.2, до сих пор не созданы. Ограничения связаны с мощностью лазерного излучения и отстройкой частоты ω от резонансной частоты ω_0 . Недостаточная мощность и большая отстройка ограничивают высоту потенциала, что видно из формулы (1). В работах [19,20] расстройка частот $\omega - \omega_0$ была весьма существенной: $(\omega - \omega_0)\omega_0 \approx 0.5$ и 0.3 соответственно; это накладывает жесткие требования на интенсивность, поскольку именно отношение $I/(\omega - \omega_0)$ определяет высоту потенциала U_{\max} . Выбор большой отстройки необходим для минимизации рэлеевского рассеяния, частота которого

$$\Gamma_R = \frac{3\pi c^2 \Gamma^2 I}{2\hbar\omega_0^3(\omega - \omega_0)^2} \quad (2)$$

квадратично спадает с ростом расстройки [23].

Использование света с небольшой расстройкой $\omega - \omega_0$ позволяет создать ловушку большого объема и удержать рэлеевское рассеяние в допустимых для охлаждения рамках. Покажем это на примере атома лития-6, для которого резонансная длина волны $2\pi c/\omega_0 = 671$ нм. Рассмотрим ловушку с использованием излучения на длине волны $2\pi c/\omega = 669$ нм, что при полной толщине стенки ловушки 16 мкм (по уровню интенсивности $1/2$) и диаметре 1 мм позволит достичь высоты потенциала $U_{\max} = 150$ мкК, достаточной для перехвата большинства атомов из магнитооптической ловушки при использовании лазерного пучка мощностью 1.3 Вт. Учитывая энергозатраты рэлеевского рассеяния, равный примерно $\hbar^2\omega^2/(mc^2)$ за один акт рассеяния, можно найти скорость нагрева газа. В предположении, что ловушка заполнена до U_{\max} , получим, что энергия E плененного атома возрастает со скоростью

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_R = \frac{\hbar^2\omega^2}{mc^2} \frac{\alpha}{2} \Gamma_R^{\max} = \frac{\hbar\omega^2}{2mc^2} \frac{\alpha U_{\max}}{\omega - \omega_0}, \quad (3)$$

где α – отношение объема стенок к объему ловушки; Γ_R^{\max} – частота рэлеевского рассеяния на поверхности максимальной интенсивности. В указанной конфигурации ловушки это дает нагрев со скоростью $0.15U_{\max}$ в секунду, который может быть преодолен быстрым охлаждением. Без потери частиц такое охлаждение достигается наложением оптической патоки [31], что вызывает понижение температуры за 1 мс до 40 мкК и менее [32]. Охлаждение можно продолжить с потерей частиц путем испарения [33]. При понижении энергии газа в ходе охлаждения скорость нагрева будет падать. Кроме того, при уменьшении температуры газа необходимый уровень U_{\max} можно снижать, увеличивая отстройку $\omega - \omega_0$, что приведет к дополнительному уменьшению рэлеевского нагрева.

Для изменения размера полых ловушек используют как сдвиг плоских стенок, так и изменение диаметра трубки, осуществляемое при помощи проекционной оптики или более сложных схем [22].

Итак, полые ловушки, подобные приведенной на рис.2, позволяют захватывать большое число атомов, проводить испарительное охлаждение и охлаждение адиабатическим расширением. В условиях ограниченной мощности лазерного излучения большой объем ловушки достигается благодаря использованию излучения, близкого к резонансному. При этом удается ограничить нагрев газа, вызванный рэлеевским рассеянием.

В.А.Виноградов, К.А.Карпов, С.В.Савельева благодарят Российский научный фонд за поддержку (грант № 18-12-00002).

1. Peltier J.C.A. *Ann. Chim.Phys.*, **56**, 371 (1834).
2. Perkins J. *Edinburgh New Philosophical J.*, **21**, 187 (1836).
3. Giaque W.F., MacDougall D.P. *Phys. Rev.*, **4**, 768 (1933).
4. Померанчук И.Я. *ЖЭТФ*, **20**, 919 (1950).
5. Wheatley J.C., Vilches O.E., Abel W.R. *Physics*, **4**, 1 (1968).
6. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Progr. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
7. Онофрио Р. *УФН*, **186**, 1229 (2016).
8. Колачевский Н.Н., Тайченачев А.В. *Квантовая электроника*, **47**, 393 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 393 (2017)].
9. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Квантовая электроника*, **47**, 438 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 438 (2017)].
10. Leanhardt A.E., Pasquini T.A., Saba M., Schirotzek A., Shin Y., Kielpinski D., Pritchard D.E., Ketterle W. *Science*, **301**, 1513 (2003).
11. Ammann H., Christensen N. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2088 (1997).
12. Condon G., Fortun A., Billy J., Guéry-Odelin D. *Phys. Rev. A*, **90**, 063616 (2014).
13. O'Hara K.M., Hemmer S.L., Gehm M.E., Granade S.R., Thomas J.E. *Science*, **298**, 2179 (2002).
14. Fulde P., Ferrell R.A. *Phys. Rev.*, **135**, A550 (1964).
15. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. *ЖЭТФ*, **47**, 1136 (1964).
16. Kohn W., Luttinger J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 524 (1965).
17. Fay D., Layzer A. *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 187 (1968).
18. Каган М.Ю., Чубуков А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **47**, 525 (1988).
19. Gaunt A.L., Schmidutz T.F., Gottlieb I., Smith R.P., Hadzibabic Z. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 200406 (2013).
20. Mukherjee B., Yan Z., Patel P.B., Hadzibabic Z., Yefsah T., Struck J., Zwierlein M.W. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 123401 (2017).
21. Hueck K., Luick N., Sobirey L., Siegl J., Lompe T., Moritz H. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 060402 (2018).
22. Shao B., Esener S.C., Nascimento J.M., Botvinick E.L., Berns M.W. *Appl. Opt.*, **45**, 6421 (2006).
23. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
24. Burt E.A., Ghrist R.W., Myatt C.J., Holland M.J., Cornell E.A., Wieman C.E. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 337 (1997).
25. Du X., Zhang Y., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 250402 (2009).
26. O'Hara K.M., Granade S.R., Gehm M.E., Savard T.A., Bali S., Freed C., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4204 (1999).
27. Barrett M.D., Sauer J.A., Chapman M.S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 010404 (2001).
28. Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **48**, 415 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 415 (2018)].
29. Яшкина Е.А., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *Квантовая электроника*, **48**, 886 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 886 (2018)].
30. Зеленер Б.Б., Аршинова И.Д., Бобров А.А., Вильшанская Е.В., Саакин С.А. Саутенков В.А., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 829 (2018).
31. Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T., Shimizu Y., Sasada H. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4713 (1997).
32. Burchianti A., Valtolina G., Seman J.A., Pace E., De Pas M., Inguscio M., Zaccanti M., Roati G. *Phys. Rev. A*, **90**, 043408 (2014).
33. Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E. *New J. Phys.*, **8**, 213 (2006).