

## Пространственный порядок при интерференции цепочки бозе-конденсатов со случайными фазами

В.Б.Махалов, А.В.Турлапов

*Наблюдалась интерференция длинной цепочки бозе-конденсатов, приготовленных в начальный момент времени в пучностях стоячей электромагнитной волны. Начальное распределение плотности конденсатов в рассматриваемой системе – периодическое, а фазы конденсатов могут быть различными. Затем стоячая волна быстро выключается и конденсаты начинают разлетаться и интерферировать. Наблюдался пространственный порядок интерференционных полос с периодом, который существенно отличался от периода интерференционных полос, возникающих в случае эффекта Тальбота.*

**Ключевые слова:** лазерное охлаждение, низкие температуры, конденсация Бозе–Эйнштейна, интерференция волн материи, эффект Тальбота.

Несколько областей физики и смежных дисциплин получили дополнительное развитие благодаря методам лазерного охлаждения и пленения вещества [1, 2]. Наиболее точные и стабильные стандарты частоты и времени созданы на основе ультрахолодных атомных газов [3, 4]. В газе ультрахолодных атомов, возбуждённых ридберговские состояния [5, 6], могут быть реализованы алгоритмы квантовой информатики [7]. Интерференция волн де Бройля позволяет с высокой точностью измерять угловые и линейные ускорения, в том числе ускорение свободного падения [8]. Разрабатываются гироскопы на ультрахолодных атомах [9, 10].

Лазерное охлаждение широко применяется в фундаментальных исследованиях, в первую очередь для наблюдения коллективных квантовых эффектов [11, 12]. В отличие от экспериментов с твёрдым телом, в атомном эксперименте отсутствуют неконтролируемые примеси, что позволяет однозначно идентифицировать причину наблюдаемого эффекта. А в отличие от ядерной физики, имеются значительно большие возможности для наблюдения за изучаемой системой. Кроме того, в атомных экспериментах возможна настройка сечения и знака межчастичных взаимодействий, что также позволяет добиться соответствия между экспериментом и моделью.

В экспериментах с ультрахолодными газами бозе- и ферми-атомов впервые наблюдался ряд эффектов, математические модели которых составляют основу квантовой физики, например давление Ферми [13] и бозе-конденсация [14]. К настоящему времени выполнено большое количество экспериментов с бозе-конденсатами [11, 15, 16]. Изучалась конденсация как атомов, так и молекул [17]. Наблюдалась интерференция бозе-конденсатов [18]. В дальнейшем интерференция использовалась при исследовании корреляционных свойств в процессе конденсации

[19]. Для бозе-конденсата, на волновую функцию которого наложена периодическая пространственная модуляция, наблюдался квантовый эффект Тальбота [20] – эволюция, в ходе которой в определённые моменты времени волновая функция воспроизводит свой первоначальный вид.

В настоящей работе экспериментально исследовано обобщение задачи об интерференции длинной цепочки бозе-конденсатов. Начальное условие выбрано менее строгим, чем требуется для реализации эффекта Тальбота: метод приготовления обеспечивает периодическое распределение плотности в цепочке конденсатов (рис. 1), однако допускается произвольное соотношение фаз между конденсатами. Обнаружено, что эволюция такой цепочки конденсатов качественно отличается от эффекта Тальбота –

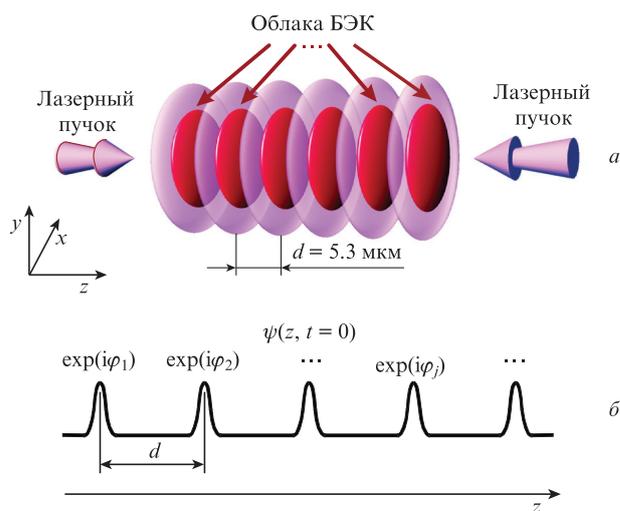


Рис. 1. Пленение бозе-эйнштейновских конденсатов (БЭК) молекул  $\text{Li}_2$  в пучностях стоячей электромагнитной волны (конденсаты показаны темно-серым цветом, а распределение интенсивности излучения – светло-серым) (а) и волновая функция конденсатов непосредственно перед отключением потенциала решётки ( $t = 0$ ) (б). Плотность конденсатов  $|\psi(z, t = 0)|^2$  является периодической функцией, в то время как фазы конденсатов  $\varphi_j$  могут быть различными.

В.Б.Махалов, 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 7 июля 2017 г.

в ходе эволюции возникает квазипериодическое пространственное распределение плотности, период которого возрастает со временем и может существенно превышать период начальной модуляции.

В эксперименте использовалась цепочка бозе-конденсатов молекул, приготовленных в одномерной оптической решётке (рис.1,*a*). Экспериментальная установка описана в работах [21, 22]. В роли бозонов выступают молекулы  $\text{Li}_2$  в долгоживущем возбуждённом колебательном состоянии. Каждая молекула состоит из двух ферми-атомов  ${}^6\text{Li}$ . Оптическая решётка создаётся двумя встречными пучками лазерного излучения с длиной волны 10.6 мкм и одинаковыми поляризациями. Потенциал решётки

$$V(x, y, z) = sE_{\text{rec}} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{M\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2)}{2sE_{\text{rec}}} \right] \cos^2 k_{\text{las}} z \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega_{\perp}$  – частота потенциала в плоскости  $x, y$ ;  $s$  – безразмерная глубина потенциала;  $E_{\text{rec}} = \hbar^2 k_{\text{las}}^2 / (2M)$  – энергия отдачи;  $M$  – масса молекулы  $\text{Li}_2$ ;  $k_{\text{las}} \equiv 2\pi/10.6$  мкм. Максимумы интенсивности излучения служат минимумами потенциала. Удержание молекул вдоль осей  $x$  и  $y$  происходит благодаря гауссову профилю моды излучения. В направлении оси  $z$  период потенциала  $d$  равен 5.3 мкм. Примерно 30 центральных ячеек содержат по  $N = 1200$ –300 молекул каждая. Приготовление конденсатов молекул занимает около 18 с и начинается с лазерного пленения и охлаждения ферми-атомов  ${}^6\text{Li}$  [22, 23]. Атомный газ сначала собирается и охлаждается в магнитооптической

ловушке. Затем эта ловушка выключается и газ удерживается оптической решёткой. Далее охлаждение происходит методом испарения [22, 23]. Атомный газ состоит из смеси равного числа атомов в состояниях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , которые в пределе нулевого магнитного поля отвечают состояниям  $|F = 1/2, M_F = 1/2\rangle$  и  $|F = 1/2, M_F = -1/2\rangle$ . Для ускорения испарения сечение  $s$ -столкновений между атомами в состояниях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  увеличивается путём наложения магнитного поля  $B$ , соответствующего бозонной стороне резонанса Фано–Фешбаха [24] с центром при  $B = 832$  Гс. В этом случае энергетически выгодно, чтобы атомы заселяли неглубокое связанное состояние. На конечной стадии охлаждения почти все атомы оказываются объединёнными в бозонные молекулы-димеры. Известно, что такие молекулы могут образовывать бозе-конденсат [17].

Изображение полученных конденсатов представлено на рис.2,*a*. Для их регистрации газ подсвечивается импульсом монохроматического излучения, распространяющегося в направлении оси  $y$ , с частотой, резонансной частоте электродипольного перехода в атоме с длиной волны 671 нм. Поскольку энергия связи атомов в молекуле мала, сечение рассеяния света на них почти такое же, как и на несвязанных атомах. Длительность импульса составляет 4 мкс, что много меньше характерных времён при интерференции дебройлевских волн молекул. Тень от облаков молекул проецируется на прибор с зарядовой связью, что позволяет восстановить распределение плотности газа, проинтегрированное вдоль оси  $y$  [22], и получить число молекул. Регистрация изображения разруша-

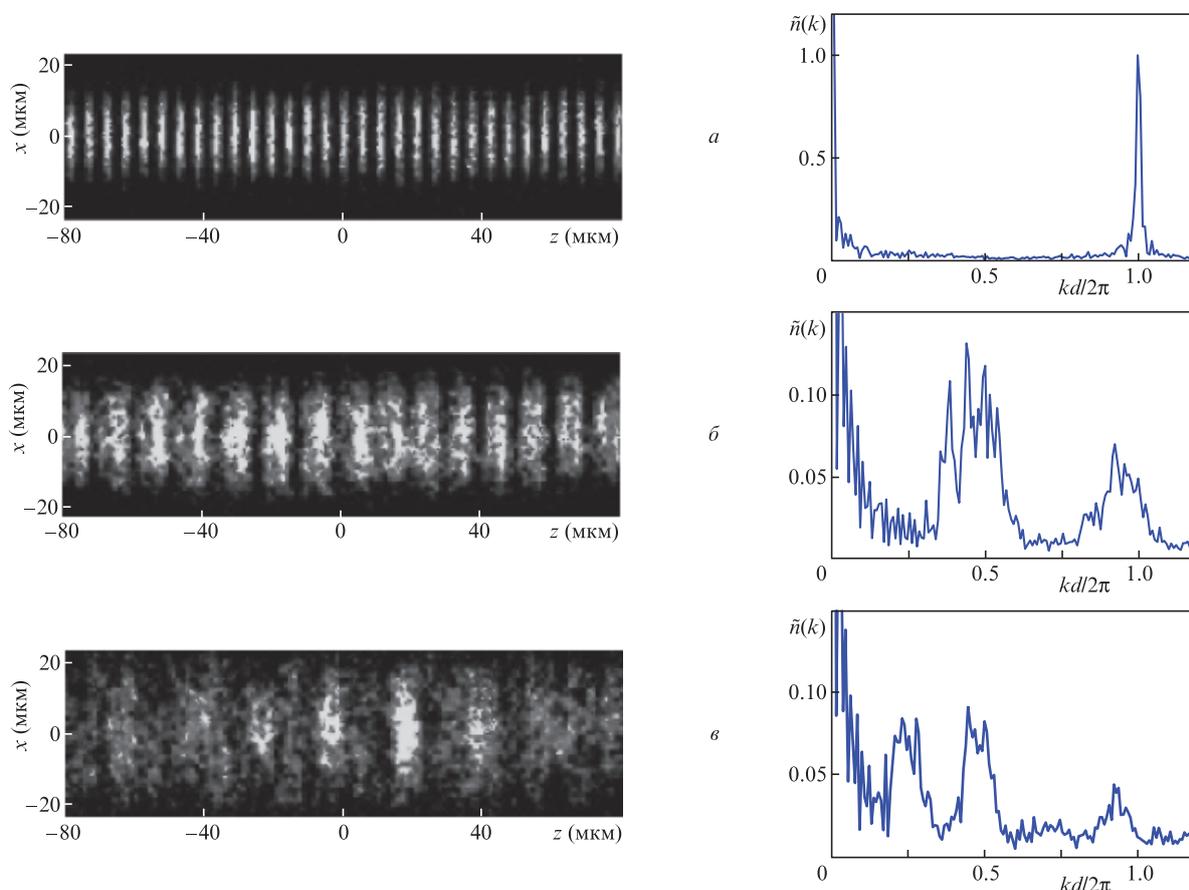


Рис.2. Изображения бозе-конденсатов, пленённых в оптической решётке (1), и соответствующие фурье-образы  $\tilde{n}(k) = \int |\psi(z, t)|^2 \exp(-ikz) dz$  распределений плотности конденсатов вдоль оси  $z$  в моменты времени  $t = 0$  (а),  $T_d$  (б) и  $2T_d$  (в). Наличие пространственного периода в каждый момент времени можно видеть по пикам в фурье-образе.

ет квантовую систему, которая для повторных измерений готовится заново.

В момент времени  $t = 0$  потенциал решётки (1) выключается почти мгновенно. В результате конденсаты начинают расширяться в свободном пространстве, перекрывать и интерферировать. Наиболее заметна динамика в направлении оси  $z$ , а разлёт в ортогональных направлениях  $x$  и  $y$  происходит гораздо медленнее и в данном случае неважен. Если бы конденсаты имели одинаковые фазы  $\varphi_j$ , то в ходе эволюции наблюдался бы эффект Тальбота: волновая функция конденсатов  $\psi(z, t)$  возвращалась бы к своему начальному виду  $\psi(z, t = 0)$  в моменты времени, кратные времени Тальбота  $T_d = Md^2/(\pi\hbar) = 1.69$  мс.

Изображения интерферирующих конденсатов представлены на рис.2,б и в. Отметим следующее. Во-первых, наличие более-менее прямых интерференционных полос свидетельствует о справедливости исходного утверждения о том, что приготовлены именно бозе-конденсаты. В случае несконденсированного газа распределение плотности конденсатов было бы существенно более однородным. Во-вторых, наблюдаемое при интерференции распределение плотности качественно отличается от распределения для эффекта Тальбота. Так, в момент времени  $t = T_d$  распределение плотности вдоль оси  $z$  является периодическим с периодом  $2d$ , что можно видеть по наличию соответствующего пика в фурье-образе распределения плотности. Период  $2d$  вдвое больше максимального периода, допустимого в рамках эффекта Тальбота. Изображение на рис.2,в, полученное в более поздний момент времени  $t = 2T_d$ , также показывает периодическое распределение, но с ещё большим периодом  $4d$ .

Изображения на рис.2,б и в могут быть интерпретированы как результат интерференции конденсатов, имеющих в начальный момент существенно нескоррелированные фазы. Следовательно, при  $t = 0$  волновую функцию конденсатов можно приближённо представить в виде суммы:

$$\psi(z, t = 0) \propto \sum_{j=1}^K \exp\left[-\frac{(z - jd)^2}{4\sigma^2}\right] \exp(i\varphi_j), \quad (2)$$

где  $K$  – число конденсатов, а ширина  $\sigma$  каждого из них удовлетворяет условию отсутствия перекрытия:  $\sigma \ll d$ . Поскольку каждый конденсат имеет определённую, хотя и случайную фазу, появление какой-либо интерференционной картины не является неожиданным. В то же время интересным представляется возникновение пространственно-периодического распределения плотности в каждый момент времени. Результаты численного расчёта эволюции волновой функции (2) в свободном пространстве качественно совпадают с экспериментальными данными. В частности, в рассчитанном распределении плотности наблюдаются пространственная периодичность и увеличение периода со временем.

Стоит отметить, что ранее изучалась интерференция цепочек конденсатов, фазы которых имеют разную сте-

пень корреляции друг с другом [25, 26]. Интерференция, в отличие от рассмотренного в настоящей работе случая, происходила в зоне дифракции Фраунгофера. Была обнаружена периодичность распределения интерференционных полос. Однако пространственный период полос был одинаков и для скоррелированных, и для нескоррелированных фаз конденсатов. Различие пространственных периодов интерференционных полос, таким образом, является особенностью рассмотренной нами интерференции в зоне дифракции Френеля, к которой относится и эффект Тальбота.

1. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Prog. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
2. Онофрио Р. *УФН*, **186**, 1229 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 1129 (2016)].
3. Вишнякова Г.А., Головин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *УФН*, **186**, 176 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 168 (2016)].
4. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 184 (2016)].
5. Lim J., Lee H., Ahn J. *J. Korean Phys. Soc.*, **63**, 867 (2013).
6. Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., Murashkin D.A., Zelener B.B., Zelener B.V. *Laser Phys.*, **26**, 115701 (2016).
7. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **186**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
8. De Angelis M., Bertoldi A., Cacciapuoti L., Giorgini A., Lampedusa G., Prevedelli M., Saccorotti G., Sorrentino G., Tino G.M. *Meas. Sci. Technol.*, **20**, 022001 (2009).
9. Gustavson T.L., Landragin A., Kasevich M.A. *Classical Quantum Gravity*, **17**, 2385 (2000).
10. Marti G.E., Olf R., Stamper-Kurn D.M. *Phys. Rev. A*, **91**, 013602 (2015).
11. Bloch I., Dalibard J., Zwirger W. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 885 (2008).
12. Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1215 (2008).
13. Truscott A.G., Strecker K.E., McAlexander W.I., Partridge G.B., Hulet R.G. *Science*, **291**, 2570 (2001).
14. Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R., Wieman C.E., Cornell E.A. *Science*, **269**, 198 (1995).
15. Courteille P.W., Bagnato V.S., Yukalov V.I. *Laser Phys.*, **11**, 659 (2001).
16. Лиханова Ю.В., Медведев С.Б., Федорук М.П., Чаповский П.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **103**, 452 (2016) [*JETP Lett.*, **103**, 403 (2016)].
17. Jochim S., Bartenstein M., Altmeyer A., Hendl G., Riedl S., Chin C., Denschlag J.H., Grimm R. *Science*, **302**, 2101 (2003).
18. Andrews M.R., Townsend C.G., Miesner H.-J., Durfee D.S., Kurn D.M., Ketterle W. *Science*, **275**, 637 (1997).
19. Donner T., Ritter S., Bourdel T., Öttl A., Köhl M., Esslinger T. *Science*, **315**, 1556 (2007).
20. Deng L., Hagle E.W., Denschlag J., Simsarian J.E., Edwards M., Clark C.W., Helmerson K., Rolston S.L., Phillips W.D. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 5407 (1999).
21. Мартыанов К.А., Махалов В.Б., Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 401 (2010) [*JETP Lett.*, **91**, 369 (2010)].
22. Makhalov V., Martiyanov K., Turlapov A. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 045301 (2014).
23. Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E. *New J. Phys.*, **8**, 213 (2006).
24. Chin C., Grimm R., Julienne P., Tiesinga E. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1225 (2010).
25. Hadzibabic Z., Stock S., Battelier B., Bretin V., Dalibard J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 180403 (2004).
26. Cennini G., Geckeler C., et al. *Phys. Rev. A*, **72**, 051601 (2005).