

ДИНАМИКА КОГЕРЕНТНЫХ АТОМНЫХ ВОЛН ПРИ РАССЕЙАНИИ СВЕТА НА БЭК РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. Аветисян^{a*}, Е. Д. Трифонов^{b**}

^a *Институт проблем точной механики и управления, Саратовский Федеральный исследовательский центр РАН 410028, Саратов, Россия*

^b *Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена 191186, С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 26 июня 2024 г.
Принята к публикации 28 июня 2024 г.

Теоретически проанализирована генерация и эволюция когерентных атомных волн, индуцированных сверхизлучательным рассеянием света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа в гармонической ловушке.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции «Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100067

1. ВВЕДЕНИЕ

Мы рассматриваем рассеяние света на бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) разреженного газа [1–14]. В частности, в эксперименте [4] БЭК облучался парой встречных лазерных импульсов, распространяющихся в направлении, перпендикулярном к оси вытянутости образца. В результате многократных актов взаимодействия с излучением атомы БЭК приобретали соответствующие импульсы поступательного движения, близкие по величине к серии значений $j\hbar k_0$ ($j = \pm 2, \pm 4, \dots$), где k_0 — абсолютная величина волнового вектора поля оптической накачки. Это приводило к появлению серии движущихся в противоположных направлениях когерентных атомных облаков. В настоящей работе мы приводим результаты теоретического анализа их поступательного движения, уточняющие полученные нами ранее результаты [15–22]. В частности, обращается внимание на влияние гармонической формы потенциала ловушки на динамику процесса. Если БЭК захвачен в гармонической ловушке, то его атомы должны находиться в основном состоянии гармонического осциллятора.

В результате рассеяния света атом получает импульс отдачи и поэтому оказывается в основном состоянии со сдвинутым импульсом. Хорошо известно, что такое состояние в квантовой оптике интерпретируется как квантовое когерентное состояние и широко используется в теории лазера [23]. В рассматриваемом нами случае речь идет не о когерентных состояниях квантованного электромагнитного поля, а о когерентных состояниях атомной системы. Разработка методов генерации когерентных атомных волн («атомного лазера») актуальна в области атомной интерферометрии и лазерного манипулирования атомами.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Атом конденсата моделируется нами двухуровневой бозе-частицей с основным $|a\rangle$ и возбужденным $|b\rangle$ электронными состояниями, с учетом поступательного движения атома вдоль направления оптического возбуждения. Одноатомная волновая функция ищется в виде

$$\Psi(x, t) = \sum_{j=0, \pm 2, \dots} \{a_j(x, t)e^{ijk_0 x} |a\rangle + e^{-i\omega_0 t} b_{j+1}(x, t)e^{i(j+1)k_0 x} |b\rangle\}, \quad (1)$$

* E-mail: yuaavetisyan@mail.ru

** E-mail: thphys@herzen.spb.ru

где x — координата поступательного движения атома, ω_0 и $k_0 = \omega_0/c$ — частота и волновой вектор возбуждающего лазерного поля; $a_j(x, t)$, $b_j(x, t)$ — амплитуды волновых функций, описывающих поступательное движение атома, находящегося в основном и возбужденном атомных состояниях.

Система уравнений Максвелла–Шредингера в приближении медленного изменения амплитуд поля и волновых функций атомов имеет вид

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_j \frac{\partial}{\partial x} \right) a_j = \\
& = -i\varepsilon_j a_j + \overline{E^+} b_{j+1} + \overline{E^-} b_{j-1} - iux^2, \\
& \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{j+1} \frac{\partial}{\partial x} \right) b_{j+1} = \\
& = i \left(\Delta - \varepsilon_{j+1} + i\frac{\gamma}{2} \right) b_{j+1} - \\
& - E^+ a_j - E^- a_{j+2} - iux^2, \\
& E^+(x, t) = \\
& = E_0(t) + 2 \int_{-\infty}^x dx' \sum_{j=0, \pm 2, \dots} b_{j+1}(x', t) \overline{a}_j(x', t), \\
& E^-(x, t) = \\
& = E_0(t) + 2 \int_x^{\infty} dx' \sum_{j=0, \pm 2, \dots} b_{j-1}(x', t) \overline{a}_j(x', t).
\end{aligned} \tag{2}$$

Единственное ненулевое начальное условие задавалось для $a_0(x, t)$ как волновая функция основного состояния гармонического осциллятора.

Уравнения (1), (2) записаны в безразмерном виде, где за единицу длины принята «ширина» основного состояния гармонического осциллятора,

$$L = 2(\hbar \ln 2 / M\Omega)^{1/2},$$

где M и Ω — масса атома и собственная частота гармонической ловушки, соответственно. За единицу времени принято время сверхизлучения

$$\tau_R \equiv \hbar / (\pi d_{ab}^2 k_0 N_0 L),$$

где d_{ab} — дипольный момент перехода $a \leftrightarrow b$, N_0 — средняя концентрация атомов БЭК в начальный момент времени. Далее,

$$\varepsilon_j = \hbar j^2 k_0^2 \tau_R / (2M),$$

$$\nu_j = \hbar j k_0 \tau_R / (ML)$$

— соответственно, кинетическая энергия (в единицах частоты) и скорость атома с импульсом jk_0 , ин-

декс j принимает четные значения $0, \pm 2, \pm 4, \dots$; амплитуды напряженности полей, E_0 , E^\pm выражены в единицах $i\hbar / (d_{ab} \tau_R)$;

$$u = 0.5 M \tau_R (\Omega L)^2 / \hbar$$

— константа гармонической ловушки;

$$\Delta = (\omega_0 - \omega_{ab}) \tau_R$$

— отстройка частоты возбуждающего поля ω_0 от частоты атомного резонанса ω_{ab} ;

$$\gamma = \Gamma \tau_R,$$

где Γ — радиационная константа возбужденного электронного состояния атома.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ниже приведены результаты решения системы уравнений (2), полученные при использовании параметров атомной системы того же порядка, что и в эксперименте [4], но применительно к нашей модели магнитной ловушки. Была рассмотрена гармоническая ловушка с собственной частотой $\Omega/2\pi = 14$ Гц, что приводит к «ширине» основного состояния гармонического осциллятора $L \approx 4.8$ мкм. При дипольном моменте перехода $d_{ab} = 2.5 \cdot 10^{-29}$ С·м, длине волны поля накачки 780 нм, средней концентрации атомов БЭК в начальный момент времени $N_0 = 10^{13}$ см⁻³ сверхизлучательное время оценивается как $\tau_R \approx 15$ нс. Приняв константу спонтанного распада возбужденного электронного состояния атома $\Gamma = 0.37 \cdot 10^8$ с⁻¹, массу атома $M = 1.44 \cdot 10^{-25}$ кг, для значений параметров в уравнениях (2) приближенно получаем

$$\varepsilon_j = 3.6 \cdot 10^{-4} j^2, \quad \nu_j = 1.9 \cdot 10^{-5} j,$$

$$\gamma = 5.7 \cdot 10^{-1}, \quad u = 1.84 \cdot 10^{-6}.$$

В наших расчетах отстройка от резонансного перехода Δ варьировалась в интервале -100 МГц $\leq \Delta/2\pi \leq 100$ МГц (в наших единицах $-9.5 \leq \Delta_{ab} \leq 9.5$). Возбуждение конденсата моделировалось двумя встречными лазерными импульсами прямоугольной формы продолжительностью $t_p \approx 6$ мс (в наших единицах $t_p \approx 400$). Амплитуда накачки E_0 выбиралась (в зависимости от отстройки от резонанса) такой, чтобы за время возбуждения доля атомов в статическом облаке конденсата оставалась на уровне значения 0.9. Решение системы уравнений было выполнено

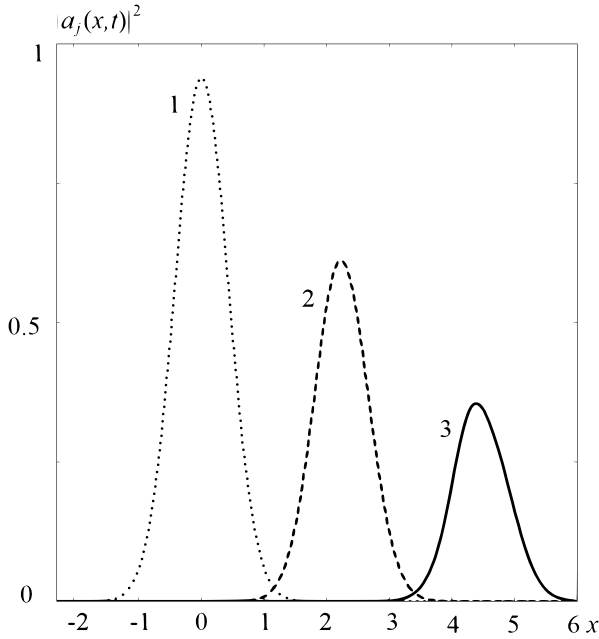


Рис. 1. Пространственные распределения населенностей атомных облаков: кривая 1 — начальное распределение населенности основного облака БЭК $|a_0(x, t = 0)|^2$; кривая 2 — распределение населенности облака $|a_2(x, t)|^2 \cdot 50$ и кривая 3 — облака $|a_4(x, t)|^2 \cdot 10^4$ в момент времени $t = 150t_p$

при учете образования 15 атомных состояний ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6, \pm 7$). При этом длина расчетного интервала в двенадцать раз превышала «ширину» основного состояния гармонического осциллятора, принятую за единицу длины.

Мы ограничимся здесь приведением результатов, полученных при отстройке $\Delta/2\pi = -20$ МГц (в наших единицах примерно -1.9) для атомных состояний $a_{\pm 2}, a_{\pm 4}$. (заселенности состояний a_j при $|j| > 4$ оказываются пренебрежимо малыми).

Смещение с течением времени максимума распределения атомных облаков обусловлено приобретением атомом импульса фотонной отдачи. Распределения для облаков с отрицательными индексами имеют симметричные смещения в противоположном направлении. При этом форма атомных облаков приблизительно сохраняется и близка к форме основного состояния гармонического осциллятора (см. рис. 1). Скорость перемещения максимума облака a_2 приблизительно соответствует оценке фотонной отдачи $2\hbar k_0$.

Импульсные распределения $f_j(k, t)$ состояний a_j , полученные с помощью преобразования Фурье соответствующих амплитуд,

$$f_j(k, t) = |\tilde{a}_j(k - jk_0, t)|^2, \quad (3)$$

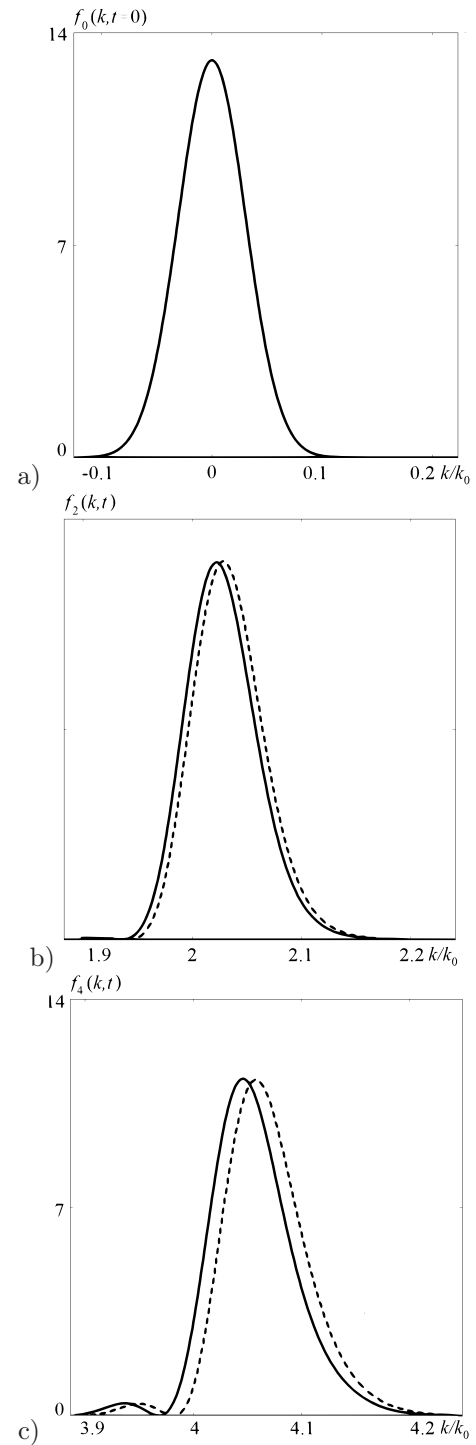


Рис. 2. Импульсные (нормированные) распределения атомных облаков: а) $f_0(k, t = 0)$, начальное импульсное распределение основного облака a_0 ; б) $f_2(k, t)$, импульсное распределение облака a_2 ; в) $f_4(k, t)$, импульсное распределение облака a_4 . На фрагментах б и в штриховые кривые демонстрируют импульсные распределения в момент $t = t_p$ отключения накачки, сплошные кривые — в момент $t = 150t_p$

где

$$\tilde{a}_j(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx a_j(x, t) \exp(-ikx), \quad (4)$$

показаны на рис. 2.

Найденные импульсные распределения демонстрируют, во-первых, увеличение импульса отдачи, обусловленное дисперсностью среды, т.е. влиянием на процесс рассеяния вторичного поля атомов, создаваемое их поляризованностью, и, во-вторых, уменьшение полученного импульса отдачи при последующем перемещении атомных облаков в потенциальном поле гармонической ловушки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании решения предложенной системы уравнений Максвелла–Шредингера теоретически проанализирована генерация когерентных атомных волн в результате рассеяния света бозе-эйнштейновским конденсатом разреженного газа, заключенного в гармоническую ловушку.

Полученные нами результаты позволяют сделать вывод о том, что атомные облака, возникающие в результате рассеяния света на БЭК в гармонической ловушке, после прекращения накачки близки к основному состоянию осциллятора со сдвинутым значением импульса на величину импульса отдачи. Это позволяет рассматривать их как аналог квантовых оптических когерентных состояний Глаубера [23].

Финансирование. Работа Ю.А.А. выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема № 121022000123-8).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn et al., *Science* **285**, 571 (1999).
2. S. Inouye, R. F. Löw, S. Gupta et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4225 (2000).
3. D. Schneble, Y. Torii, M. Boyd et al., *Science* **300**, 475 (2003).
4. G. K. Campbell, A. E. Leanhardt, J. Mun et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 170403 (2005).
5. L. Deng, E. W. Hagley, Q. Cao et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 220404 (2010).
6. N. S. Kampel, A. Griesmaier, and M. P. Hornbak Steenstrup, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090401 (2012).
7. I. Dimitrova, W. Lunden, J. Amato-Grill et al., *Phys. Rev. A* **96**, 051603 (2017).
8. M. G. Moore and P. Meystre, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5202 (1999).
9. Ö. E. Müstecaplioglu and L. You, *Phys. Rev. A*, **62**, 063615 (2000).
10. G. R. M. Robb, N. Piovela, and R. Bonifacio, *J. Opt. B* **7**, 93 (2005).
11. O. Zobay, *Las. Phys.* **19**, 700 (2009).
12. C. J. Zhu, L. Deng, E. W. Hagley et al., *Laser Phys.* **24**, 065402 (2014).
13. R. Ayllon, J. T. Mendonça, A. T. Gisbert, et al., *Phys. Rev. A* **100**, 023630 (2019).
14. V. B. Bobrov and S. A. Trigger, *J. of Low Temperature Phys.* **200**, 118 (2020).
15. Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **120**, 1117 (2001).
16. Yu. A. Avetisyan and E. D. Trifonov, *Las. Phys. Lett.* **1**, 373 (2004).
17. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **130**, 771 (2006).
18. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *Опт. и спектр.* **105**, 613 (2008).
19. Yu. A. Avetisyan and E. D. Trifonov, *Phys. Rev. A* **88**, 025601 (2013).
20. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *УФН* **185**, 307 (2015).
21. Yu. A. Avetisyan, V. A. Malyshev, and E. D. Trifonov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 085002 (2017).
22. Ю. А. Аветисян, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **157**, 454 (2020).
23. Р. Глаубер, *Оптическая когерентность и статистика фотонов*, Мир, Москва (1966).