01;07

Взаимодействие оптически плотного бозе-конденсата с резонансным лазерным импульсом

© *И.Е. Мазец, Б.Г. Матисов, И.В. Казинец*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 10 ноября 1999 г.

Теоретически исследован процесс прохождения резонансного лазерного импульса через оптически плотный бозе-эйнштейновский конденсат. Проанализировано изменение пространственного распределения конденсата после прохождения лазерного импульса. Показано, что атомы покидают конденсат в результате совокупности двух процессов: перехода атомов из основного состояния в возбужденное вследствие поглощения резонансных фотонов и эффекта нулевого результата измерения. Дана интерпретация этого эффекта, основанная на теории квантового измерения.

Впервые экспериментально бозе-эйнштейновский (БЭК) конденсат был получен в работах [1–2] для захваченных в магнитные ловушки и охлажденных атомов щелочных металлов. Основным на сегодняшний день методом детектирования и исследования БЭК является метод регистрации и обработки рассеянного конденсатом резонансного лазерного излучения. Подробный теоретический анализ взаимодействия резонансного лазерного излучения с оптически тонким БЭК был проведен, например, в работе [3]. Однако в связи с совершенствованием техники эксперимента получаемое число сконденсировавшихся атомов растет, так что возникает необходимость построения последовательной теории, описывающей взаимодействие лазерного излучения с оптически плотным БЭК.

В данной работе рассматривается процесс одномерного распространения резонансного лазерного импульса в оптически плотном БЭК, находящемся в ловушке с эффективным (усредненным по времени) потенциалом $U(x)$. Для упрощения дальнейших выкладок положим, что потенциал ловушки представляет собой прямоугольную яму с бесконечно высокими стенками, имеющую координаты левой и правой стенки 0 и L соответственно. Все атомы в начальный момент находятся в основном состоянии потенциала ловушки.

Предполагается, что интенсивность лазерного излучения далека от насыщения, следовательно, можно положить, что скорость возбуждения атома есть $\sigma u(x,t)/\hbar\omega$, где σ есть сечение поглощения фотона атомом, $\hbar\omega$ — энергия фотона, $u(x,t)$ — интенсивность лазерного излучения. Уравнение распространения для интенсивности лазерного излучения будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x}u + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}u = -\sigma\langle\hat{\psi}^{+}(x,t)\hat{\psi}(x,t)\rangle u. \qquad (1)$$

В правой части уравнения содержится член, описывающий поглощение лазерного импульса, пропорциональное плотности конденсата, самой интенсивности импульса и эффективному сечению поглощения фотона атомом. Предполагается, что частота ω излучения в точности равна атомной частоте перехода, граничные и начальные условия суть: $u(0,t) = u_0(t)$, $u(x,-\infty) = 0$, $x > 0$.

Запишем уравнение для полевого атомного оператора $\hat{\psi}(x,t)$, описывающего конденсат, в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\psi}(x,t) = -\frac{i}{\hbar}\hat{H}\hat{\psi}(x,t) - \frac{\sigma}{2\hbar\omega}u(x,t)\hat{\psi}(x,t), \qquad (2)$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан, учитывающий кинетическую энергию атомов, их внутреннюю (отвечающую электронным состояниям) энергию и потенциал ловушки. Второе слагаемое в правой части (2) ответственно за уход возбужденных атомов из конденсата. Для простоты полагаем, что атом, поглотивший фотон, не возвращается в конденсат, иными словами, мы исключаем из сечения процессы упругого рассеяния света без изменения состояния БЭК.

Разложение полевого атомного оператора по собственным функциям $\varphi_k(x)$ оператора $\hat{H}$ дает

$$\hat{\psi}(x,t) = \sum_{k=0}^{\infty}\varphi_k(x)\hat{b}_k(t), \qquad (3)$$

где $\hat{b}_k(t)$ — операторы уничтожения для состояния k.

Можно предложить интерпретацию уравнения (2), основанную на квантовой теории измерений [4]. Например, рассмотрим квантовую систему, находящуюся в возбужденном когерентном суперпозиционном состоянии: $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$, с неравными скоростями спонтанной релаксации $\gamma_1 \gg \gamma_2$. Если за время T наблюдения за системой не произойдет распада (нулевой результат измерений), состояние системы изменится и примет следующий вид:

$$(\exp(-2\gamma_1 T) + \exp(-2\gamma_2 T))^{-1/2} \cdot (\exp(-\gamma_1 T) \cdot |1\rangle + \exp(-\gamma_2 T) \cdot |2\rangle).$$

Легко заметить, что более долгоживущий уровень $|2\rangle$ после "измерения с нулевым результатом" приобретает больший "вес", чем уровень $|1\rangle$. Аналогичный эффект имеет место в случае прохождения фотона через оптически плотный конденсат. Скорость ухода атомов из конденсата пропорциональна интенсивнсти лазерного импульса и является в общем случае функцией координат. Акт поглощения фотона можно интерпретировать как измерение координаты атома. Таким образом, после акта "измерения с нулевым результатом", когда фотон без поглощения проходит через конденсат, меняется трансляционное состояние атомов в конденсате, т. е. более вероятно обнаружить атомы в правой части конденсата, более удаленной от места входа лазерного импульса.

Предположим, что собственная частота ловушки много меньше скорости оптического возбуждения атомов лазерным излучением и обратной длительности лазерного импульса. В этом приближении можно пренебречь членом, содержащим $\hat{H}$ в уравнении (2). Пусть время пролета фотона через БЭК много меньше, чем длительность лазерного импульса. В этом случае можно пренебречь производной по времени в левой части уравнения (1). Тогда решение уравнения (2) можно записать как

$$\hat{\psi}(x,t) = \exp\left(-\frac{1}{2}\int\limits_0^{\theta(t)} J(\theta')d\theta'\right)\hat{\psi}_0(x), \tag{4}$$

где введена безразмерная интенсивность $J = \frac{u}{u_0}$ и безразмерный параметр $\theta = \frac{\sigma}{\hbar\omega}\int\limits_{-\infty}^{t} u_0(t')dt'$, определяющий величину воздействия лазерного импульса на БЭК, зависящий от интенсивности имульса и времени взаимодействия, $\hat{\psi}_0(x)$ — начальное значение полевого атомного оператора.

Подставляя выражение (4) в уравнение (1), получим следующее замкнутое уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial\xi}J = -\exp\left(-\int\limits_0^\theta J d\theta'\right)J \tag{5}$$

с граничным условием $J|_{\xi=0} = 1$, где $\xi = n\sigma \int\limits_0^x |\varphi_0(x')|^2 dx'$ — безразмерная оптическая толщина, n — начальная концентрация конденсата. Решением уравнения (5) является

$$J = \frac{\exp(\theta - \xi)}{\exp(-\xi)(\exp(\theta) - 1) + 1}. \tag{6}$$

В случае слабого лазерного импульса ($\theta \ll 1$) это решение описывает экспоненциальное убывание интенсивности импульса: $u = u_0 \exp(-\xi)$ (закон Бугера–Ламберта). В случае высокой интенсивности излучения ($\theta \gg \max\{1, n\sigma L\}$) происходит разрушение конденсата и дальнейшее распространение излучения идет без потерь.

Рассмотрим теперь изменения, происходящие в конденсате. Удобной характеристикой могут быть числа заполнения состояний k: $n_k(t) = \langle \hat{b}_k^+(t)\hat{b}_k(t)\rangle$. В начальный момент $n = \sum\limits_k n_k(0)$. Подставляя (6) в (4), получим:

$$n_k(t) = n \cdot |\alpha_{k0}|^2, \tag{7}$$

где

$$\alpha_{k0} = \int\limits_0^L \frac{\varphi_k^*(x)\varphi_0(x)}{\sqrt{\exp(-\xi(x))\exp(\theta) - 1 + 1}}. \tag{8}$$

В случае, когда потенциал ловушки представляет собой прямоугольную яму с бесконечно высокими стенками при $x = 0, L$, собственные функции гамильтониана $\hat{H}$ будут:

$$\varphi_k(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\frac{\pi(k+1)x}{L} \tag{9}$$

и собственные значения соответственно:

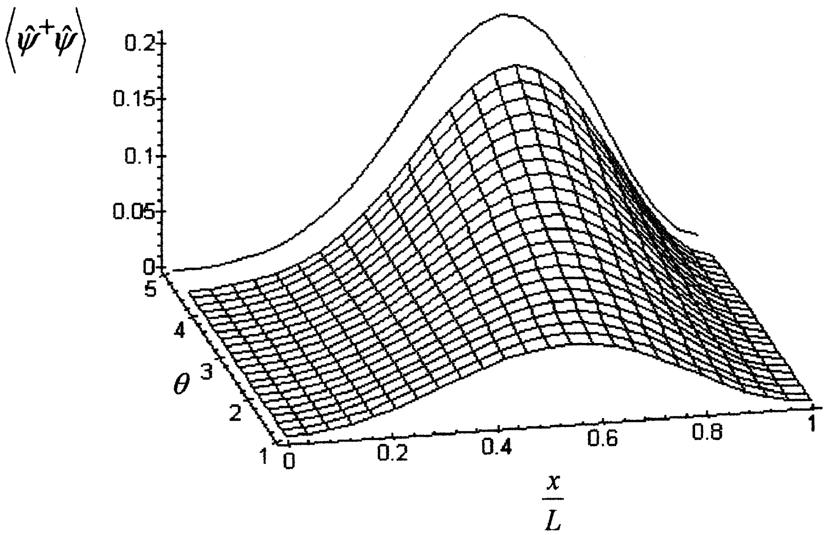
$$E_k = \frac{\hbar^2}{2M}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 (k+1)^2 \qquad (10)$$

на интервале $x \in [0, L]$, M — масса атома.

Рассмотрим плотность атомного полевого оператора конденсата в следующем виде:

$$\langle \hat{\psi}^{+}(x)\hat{\psi}(x)\rangle|_t = n \sum_{k,m=0}^{+\infty} \alpha_{k0}^{*}\alpha_{m0} \exp\left(\frac{i}{\hbar}(E_k - E_m)t\right) \varphi_k^{*}(x)\varphi_m(x). \qquad (11)$$

Ряд (11) быстро сходится по k и m, так как подынтегральное выражение в (8) является быстро осциллирующей функцией, поэтому для расчета плотности атомного полевого оператора достаточно ограничить суммирование ряда до значений индексов $k, m = 3$. На временах порядка длительности импульса мы пренебрегаем изменением фазового множителя $\exp\left(\frac{i}{\hbar}(E_k - E_m)t\right)$ и считаем его равным единице для небольших k и m.



Плотность распределения атомного полевого оператора $\langle\hat{\psi}^{+}(x)\hat{\psi}(x)\rangle$ при изменении параметра взаимодействия конденсата с лазерным импульсом в диапазоне $1 \leqslant \theta \leqslant 5$ и безразмерной оптической толщиной конденсата $\xi = 3$.

На рисунке изображено изменение плотности распределения атомного полевого оператора $\langle\hat{\psi}^{+}(x)\hat{\psi}(x)\rangle$ при изменении параметра взаимодействия конденсата с лазерным импульсом в диапазоне $1 \leqslant \theta \leqslant 5$ и безразмерной оптической толщиной конденсата $\xi = 3$. Видно, что в процессе взаимодействия лазерного импульса с оптически плотным БЭК происходит смещение максимума плотности конденсата в направлении распространения излучения. Конденсат как бы "съедается" излучением со стороны вхождения импульса. В случае же оптически тонкого БЭК скорость ухода атомов из конденсата не зависит от координаты, поэтому распределение плотности атомного оператора сохраняет симметрию относительно центра ловушки.

В заключение следует отметить, что поглощение света в оптически плотном БЭК ведет не только к оптическому возбуждению атомов из их основного состояния, но и к изменению у части атомов своего начального состояния благодаря механизму эффекта измерения с нулевым результатом, описанному выше. Таким образом, даже та часть вырожденного атомного ансамбля, которая дала вклад в поглощение излучения, в итоге оказывается в состоянии коллективного возбуждения. В случае более плотного конденсата, когда существенно взаимодействие между атомами, а также для других форм ловушки результаты, полученные здесь, качественно остаются справедливыми.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 99-02–17076.

Список литературы

[1] *Anderson M.H.* et al. // Science. 1995. V. 269. P. 198; *Bradley C.C.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1687.
[2] *Davis K.B.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3969.
[3] *Javanainen J.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. N 15. P. 2375–2378; 1995. V. 75. N 10. P. 1927–1930.
[4] *Cook R.J.* // Progress in Optics. 1990. V. 28. P. 363–414.