

# О гравитационно-тормозном инициировании фазового перехода газа в бозе-конденсат

Л.А.Ривлин

*Рассмотрен сценарий эксперимента по наблюдению изотермического выпадения охлажденного газа в бозе-конденсат при возрастании концентрации атомов из-за торможения вертикального атомного пучка гравитационным полем и результирующего падения критической температуры фазового перехода ниже температуры газа. Указаны когерентные явления, сопутствующие эволюции бозе-конденсата при дальнейшем торможении пучка.*

**Ключевые слова:** бозе-конденсат, мессбауэровская спектроскопия, ширина радиационных линий в бозе-конденсате, квантовая нуклеоника.

1. Испускание когерентных атомных ансамблей так называемыми атомными лазерами происходит в результате экстракции фрагмента бозе-эйнштейновской фракции из квантовой ловушки, причем эта фракция приготавливается в ней предварительно посредством уменьшения температуры газа  $T$  ниже критического значения  $T_c$  ( $T < T_c$ ) [1–3]. Иногда дальнейшее движение заранее приготовленной бозе-фракции происходит с положительным ускорением в поле силы тяжести [3].

В настоящей работе рассмотрен вариант атомного лазера, не требующий предварительного приготовления конденсата. В отличие от предыдущего случая фазовый переход охлажденного газа в бозе-конденсат происходит изотермически при неизменной температуре  $T = \text{const}$  в результате торможения холодного атомного пучка в гравитационном поле.

Аналогичная ситуация изотермического фазового перехода газа в бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК), но без участия сил гравитации возможна при распространении охлажденного атомного пучка по квантовому каналу с возрастающей по длине поперечной собственной энергией [4].

2. Пусть источник глубоко охлажденных атомов с температурой  $T$  испускает атомный пучок круглого сечения с переносной (транспортной) скоростью  $V$  вертикально вверх, причем термодинамическая скорость атомов

$$V_T = \left( \frac{3k_B T}{M} \right)^{1/2}$$

(где  $M$  – масса атомов,  $k_B$  – постоянная Больцмана) существенно уступает транспортной скорости  $V$ . Это условие накладывает ограничения на температуру атомов и кинетическую энергию  $E_a$  атомов в пучке:

$$T \ll \frac{MV^2}{3k_B}, \quad E_a = \frac{MV^2}{2} \gg \frac{3k_B T}{2}. \quad (1)$$

Подобные источники атомов давно известны в экспериментальной практике, например, наблюдался пучок атомов натрия с интенсивностью  $10^9$  ат./с и транспортной скоростью до 500 м/с [5].

При подъеме в гравитационном поле на высоту  $z$  происходят торможение атомного пучка с убыванием скорости и кинетической энергии

$$V(z) = V_a - (2gz)^{1/2}, \quad E(z) = E_a - gMz \quad (2)$$

(где  $V_a$  – начальная скорость атомов) и одновременно относительное горизонтальное увеличение площади поперечного сечения пучка из-за теплового движения атомов

$$\begin{aligned} \frac{S + \Delta S}{S} &= \left( 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^2 = \left[ 1 + \frac{V_T}{\rho} \left( \frac{2z}{g} \right)^{1/2} \right]^2 \\ &= \left[ 1 + a \left( \frac{z}{z_{\max}} \right)^{1/2} \right]^2 \leq (1 + a)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $z_{\max} \geq z$  – координата остановки атомного пучка при  $E(z_{\max}) = 0$ ;  $2\rho$  – исходный диаметр пучка атомов при  $z = 0$ ;

$$a \equiv \frac{z_{\max}}{\rho} \left( \frac{6k_B T}{E_a} \right)^{1/2};$$

$g = 9.81$  м/с<sup>2</sup>. Тогда можно оценить изменяющуюся по мере подъема концентрацию атомов в пучке  $n(z)$  как отношение постоянного полного потока атомов  $\Phi = \text{const}$  к меняющимся площади сечения  $S(z)$  и скорости  $V(z)$ :

$$\begin{aligned} n(z) &= \frac{\Phi}{S(z)V(z)} = \frac{n_0}{(1 + \Delta S/S)[1 - (2gz)^{1/2}/V_a]} \\ &= \frac{n_0}{[1 + a(z/z_{\max})^{1/2}]^2 [1 - (z/z_{\max})^{1/2}]}, \end{aligned} \quad (4)$$

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev\_rivlin@mail.ru

где  $n_0 = \Phi/(SV)$  – начальная концентрация газа на выходе из источника при  $z = 0$ .

Естественно, кажущаяся расходимость выражения (4) при  $z \rightarrow z_{\max}$  и  $gMz_{\max} = E_a$  физически не реализуется, поскольку тепловые скорости  $V_T$  размывают значение высоты  $z_{\max}$ , имеющей чисто условный смысл меры полной энергии  $E_a$ . Относительное размытие координаты  $z_{\max}$  составляет

$$\frac{\Delta z_{\max}}{z_{\max}} \approx \frac{k_B T}{E_a} \ll 1.$$

Оставляя этот вопрос в стороне, можно дать тривиальную картину кинематики вертикального распространения пучка атомов в гравитационном поле: движение вверх до полного исчерпания исходного импульса атомов, сопровождаемого ростом их концентрации (4), а затем обратное движение атомов (падение) в исходное состояние. Эта картина нарушается конденсацией газа в жидкую фазу, если на некоторой высоте  $z = z_{\text{liq}} < z_{\max}$  для данной температуры  $T$  концентрация достигает критического значения  $n(z_{\text{liq}})$ .

Из-за конкуренции между увеличением площади сечения пучка и его торможением возрастание концентрации газа ( $n(z) > n_0$ ) имеет место, если знаменатель в выражении (4) меньше единицы, т. е. на высоте  $z \geq z^*$ , которая при  $a \gg 1$  лишь ненамного уступает максимальной высоте

$$z^* \approx z_{\max}(1 - a^{-1}).$$

3. Рассматриваемая картина может претерпеть существенные изменения, если атомы принадлежат к классу бозонов. Тогда еще до образования обычного конденсированного (жидкого) состояния на высоте  $z = z_{\text{BEC}} < z_{\text{liq}}$  при превышении критического значения концентрации  $n_c$ ,

$$\begin{aligned} n(z) > n_c &= \frac{2J_a + 1}{6\hbar^3} (Mk_B T)^{3/2} \\ &\approx 0.6 \times 10^{20} (2J_a + 1) (AT)^{3/2} \end{aligned} \quad (5)$$

(где  $J_a$  – угловой момент атома,  $A$  – массовое число атома), возможен фазовый переход второго рода с выпадением части атомов в БЭК с концентрацией конденсированной фракции

$$n_{\text{BEC}} = n(z) - n_c. \quad (6)$$

Высоте  $z_{\text{BEC}}$  так же, как и  $z_{\max}$ , свойственно размытие.

Этот фазовый переход, инициируемый торможением атомов в гравитационном поле и результирующим возрастанием концентрации пучка, разумеется, ничем не отличается от стандартного представления о бозе-эйнштейновской конденсации [6]. Чисто внешнее отличие состоит в том, что обычно речь идет о переходе в результате уменьшения температуры газа ниже критического значения ( $T < T_c$ ) при его неизменной концентрации  $n = \text{const}$ , а в данном случае рассматривается изотермический переход, происходящий в результате превышения зависящей от концентрации газа критической температурой  $T_c(n)$  неизменной температуры газа  $T = \text{const}$ .

Здесь необходима существенная оговорка. Выражения (5) и (6) являются просто алгебраически преобразованными формулами для критической температуры  $T_c$  и

концентрации  $n_{\text{BEC}}$  бозе-фракции однородного свободного газа неограниченного объема [6]. Между тем в атомном пучке газ однороден в ограниченном объеме, хотя и свободен от внешних полей (в отличие от газа в квантовых ловушках того или иного типа с дискретными атомными состояниями, где формулы (5) и (6) вовсе неприменимы [7]). Остается допустить, что указанное отличие от стандартного подхода (однородность в ограниченном объеме) не является принципиальным и может сказаться лишь на некоторых количественных оценках.

Высота  $z_{\text{BEC}}$  фазового перехода газа в бозе-конденсат определяется из приравнивания  $n(z)$  (4) к  $n_c$  (5), что при  $a \gg 1$  приводит к приближительному выражению

$$\begin{aligned} z_{\text{BEC}} &\approx z_{\max} \left( 1 - \frac{2}{a^2} \frac{n_0}{n_c} \right) \\ &= z_{\max} \left[ 1 - \frac{2\hbar^3 g^2 M^{1/2} n_0 \rho^2}{(2J_a + 1) E_a (k_B T)^{5/2}} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

4. При осуществлении рассмотренной схемы эксперимента возникают предпосылки для наблюдения нескольких сопутствующих явлений.

После выпадения атомов в бозе-конденсат, т. е. по достижении высоты  $z > z_{\text{BEC}}$  (но до  $z \leq z_{\text{liq}}$ ), дальнейший подъем бозе-конденсата в тормозящем гравитационном поле приводит к уменьшению вертикальной составляющей импульса атомов и, следовательно, к возрастанию длины де-бройлевской волны. При этом степень перекрытия волновых функций атомов конденсированной фракции возрастает и последняя все больше приближается к состоянию так называемого мегаатома, в котором можно ожидать существенного подавления индивидуальных движений отдельных атомов.

Это явление можно было бы наблюдать по уменьшению ширин линий радиационных переходов, фиксируемых в горизонтальном направлении, по сравнению с доплеровскими ширинами, отвечающими температуре  $T$ . Такое наблюдение вряд ли возможно в оптическом диапазоне из-за того, что доплеровское уширение, соответствующее низким (микро- и субмикрорельевиновым) температурам бозе-фракции (и тем более ожидаемое уменьшение этого уширения), существенно уступает естественным ширинам линий разрешенных электронных переходов в атомах.

Подобное наблюдение, по-видимому, оказалось бы возможным в гамма-диапазоне (где естественные ширины радиационных переходов в метастабильных ядрах на много порядков уступают доплеровским ширинам даже при очень низких температурах газа) с использованием методов мессбауэровской гамма-спектроскопии при прописывании контура поглощения уширенной линии ядер, входящих в БЭК, с учетом спектрального смещения линии из-за отдачи ядра. Успешная попытка такого эксперимента позволила бы установить факт подавления индивидуальных движений атомов бозе-конденсата в состоянии мегаатома, существенный для решения задач квантовой нуклеоники [7].

Далее, если бы оказалось, что вблизи  $z = z_{\max}$  не происходит катастрофической деградации бозе-конденсата и образования обычной конденсированной фазы ( $z < z_{\text{liq}}$ ), то после поворота когерентного пучка атомов вспять их падение в гравитационном поле сопровождалось бы интерференцией падающего пучка с поднимающимся коге-

рентным пучком, причем из-за отмеченной выше зависимости длины де-бройлевской волны от высоты  $z$  шаг интерференционной картины был бы также переменным по высоте. Измерение интерференционной картины позволило бы получить информацию о кинематике вертикального атомного пучка в гравитационном поле.

5. Для получения количественных представлений о рассмотренных явлениях ниже даны оценки для изотопа  $^{133}_{55}\text{Cs}$ . Пусть пучок атомов с температурой  $10^{-6}$  К и начальными транспортной скоростью  $V = 50$  см/с, энергией атомов  $E_a = 0.174 \times 10^{-6}$  эВ и диаметром  $2\rho = 0.1$  см распространяется вертикально до максимальной высоты  $z_{\max} = 1.41$  см с размытием  $\Delta z_{\max} \approx 0.7 \times 10^{-3}$  см. При параметре  $a = 15.2$  высота  $z^*$ , на которой начинается рост концентрации пучка, составляет  $0.925z_{\max} \approx 1.3$  см. Критическая концентрация  $n_c \approx 3 \times 10^{14}$  см $^{-3}$  при начальной концентрации  $n_0 = 3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  достигается на высоте  $z_{\text{ВЕС}} \approx 0.987z_{\max} \approx 1.39$  см, т. е. эволюция бозе-кон-

денсата протекает в относительно небольшом интервале высот  $z_{\max} - z_{\text{ВЕС}} \approx 0.02$  см, который, однако, втрое превышает размытие  $\Delta z_{\max}$ . Эти, отнюдь не оптимизированные оценки свидетельствуют о реалистичности рассматриваемого экспериментального сценария, хотя он и требует достаточно изощренного подхода.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП.2.1.1.1094).

1. Andrews M.R., Townsend C.G., Miesner H.-J., Durfee D.S., Kurn D.M., Ketterle W. *Science*, **275**, 637 (1997).
2. Mewes M.-O., Andrews M.R., Kurn D.M., Durfee D.S., Townsend C.G., Ketterle W. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 582 (1997).
3. Bloch E., Haensch T.W., Ettinger T. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3008 (1999).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 90 (2006).
5. Zhu M., Oates C.W., Hall J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 46 (1991).
6. Ландау Л., Лифшиц Е. *Статистическая физика* (М.–Л.: ГИТТЛ, (1951).
7. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **37**, 723 (2007).