

О гипотетическом гигантском сужении радиационных линий атомов и ядер в бозе-эйнштейновском конденсате

Л.А.Ривлин

Оценена возможность существования сверхузких радиационных линий в атомах и ядрах, которые входят в состав «мегаатома» бозе-эйнштейновского конденсата, находящегося в квантовой ловушке. Это явление обусловлено устранением неоднородного уширения из-за подавления хаотического движения атомов конденсата в результате установления в нем квантовой когерентности высших порядков.

Ключевые слова: бозе-эйнштейновский конденсат, квантовая когерентность, состояние «мегаатома», квантовая нуклеоника, подавление избыточного уширения радиационных линий, метастабильные состояния.

1. Введение

Линиям поглощения и испускания с участием метастабильных состояний атомов и ядер присуща чрезвычайно малая естественная ширина, обратно пропорциональная их большому спонтанному времени жизни. Однако всевозможные возмущающие факторы порождают уширение линий, которое на много порядков превышает их естественную ширину. Между тем проблема получения линий с естественной или максимально приближающейся к ней шириной представляет значительный общезначительный интерес, в частности для задач прецизионной метрологии и квантовой нуклеоники.

Если говорить об атомах газа, то одним из наиболее очевидных возмущающих факторов является их хаотическое тепловое движение, вызывающее неоднородное доплеровское уширение, тем большее, чем выше энергия перехода. Попытки прямого уменьшения доплеровского уширения непосредственным понижением температуры газа ограничены доступным сегодня минимальным уровнем температур порядка сотых долей микрокельвина.

Гипотетическим альтернативным способом подавления хаотического движения атомов может стать образование из них бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК). Можно ожидать [1, 2] (несмотря на недостаточную надежность оценок для практически нереализуемого идеализированного случая газа неограниченного объема [2]), что в таком ансамбле атомов-бозонов с де-бройлевской длиной волны порядка его размеров и перекрывающимися волновыми функциями установится квантовая когерентность высших порядков и индивидуальные движения отдельных атомов окажутся существенно подавленными, что приведет к возникновению гипотетического состояния так называемого мегаатома [1] и к соответ-

ствующему уменьшению неоднородного доплеровского уширения линии, что удобно оценивать эффективной квазидоплеровской температурой мегаатома

$$T_{\text{eff}} = T \left(\frac{\Delta\omega_{\text{obs}}}{\Delta\omega_{\text{D}}(T)} \right)^2 \approx 0.18 \frac{Mc^2}{k_{\text{B}}} \left(\frac{\Delta\omega_{\text{obs}}}{\omega} \right)^2 \approx 2 \times 10^{12} A (\Delta\omega_{\text{obs}}/\omega)^2, \quad (1)$$

т.е. температурой, отвечающей наблюдаемой ширине $\Delta\omega_{\text{obs}} \geq \Delta\omega_{\text{nat}}$ (в предположении, что этой ширине приписано чисто доплеровское происхождение), отнесенной к $\Delta\omega_{\text{D}}(T) = 2\omega [2 \ln 2 (k_{\text{B}}T/Mc^2)]^{1/2}$ – доплеровской ширине, рассчитанной для истинной температуры T (здесь ω – частота перехода; $\Delta\omega_{\text{nat}}$ – естественная ширина линии; M – масса атома; A – массовое число атома; k_{B} – постоянная Больцмана; c – скорость света). Эффективная температура T_{eff} не является, разумеется, истинной термодинамической температурой.

Избыточное уширение линии может иметь различное и не только доплеровское происхождение, которое предположительно может быть устранено в мегаатоме. Поэтому ниже даны оценки дополнительных факторов, способных ограничить сужение линии переходов атомов и ядер в состоянии мегаатома.

2. Бозе-конденсат в квантовой ловушке

В эксперименте газ, как правило, содержится в ловушке того или иного типа. Основные особенности поведения БЭК в этих условиях таковы [3].

Пусть фрагмент газа из N невзаимодействующих атомов-бозонов находится при температуре T в трехмерной ловушке с гармоническим потенциалом, удерживающим атомы внутри продолговатого кругового эллипсоида (так называемая сигара). Фазовый переход и выпадение части атомов газа в бозе-конденсат происходит при условии

$$T < T_c, \quad (2)$$

где критическая температура фазового перехода

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

Поступила в редакцию 18 февраля 2008 г., после доработки – 7 ноября 2008 г.

$$k_B T_c = 0.94 \hbar \Omega_0 N^{1/3}; \quad (3)$$

$$\hbar \Omega_0 = \hbar (\Omega_r^2 \Omega_z)^{1/3} \quad (4)$$

– собственная энергия низшего состояния ловушки с поперечной и продольной собственными частотами Ω_r и Ω_z .

Эффективные поперечный и продольный размеры сигары связаны с низшими собственными частотами ловушки соотношениями

$$l_r \approx \left(\frac{\hbar}{M \Omega_r} \right)^{1/2}, \quad l_z \approx \left(\frac{\hbar}{M \Omega_z} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

а объем газа V и усредненная концентрация N/V при аппроксимации сигары круговым цилиндром таковы:

$$V \approx \frac{\pi}{4} l_r^2 l_z, \quad \frac{N}{V} \approx \frac{4N}{\pi l_r^2 l_z}. \quad (6)$$

Формулу для критической температуры T_c (3) удобно выразить через объем V (6) газа в ловушке:

$$k_B T_c = 0.8 \frac{\hbar^2}{M} \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

Число атомов $N_{\text{ВЕС}}$ конденсированной фракции зависит от отношения температуры газа T к критической температуре T_c :

$$N_{\text{ВЕС}} = N [1 - (T/T_c)^3]. \quad (8)$$

Несмотря на форму сигары с $l_r < l_z$, ловушка должна достоверно описываться используемой трехмерной моделью, для чего необходимо соблюдение неравенства $k_B T \gg \hbar \Omega_r$ [3]. Это приводит к ограничению снизу числа атомов:

$$N > N_{3D} \equiv \left(\frac{\pi l_z}{4 l_r} \right)^2 \left(\frac{T_c}{T} \right)^3. \quad (9)$$

Фазовый переход части атомов газа в конденсированную фракцию обычно происходит при испарительном охлаждении газа, сопровождающемся нежелательным уменьшением числа атомов в ловушке. Однако возможен и другой вариант выполнения неравенства (2) – посредством адиабатического охлаждения газа с изменением объема потенциальной ямы ловушки [4–7], успешно осуществленный экспериментально [7].

3. Доплеровская ширина радиационных линий в квантовой ловушке удлиненной формы. Анизотропия уширения

В отличие от идеализированного случая однородного газа неограниченного объема, в котором энергия и импульс атома в низшем состоянии в точности равны нулю, в ловушке низшее состояние атома имеет конечные энергию и импульс. Поэтому радиационные линии подвержены уширению, обусловленному осцилляторным движением атомов. В сильно разреженном газе невзаимодействующих атомов (критерий – см. ниже неравенства (16), (17)) частоты низших осцилляционных мод практически совпадают с основными собственными частотами Ω_r и Ω_z ловушки с гармоническим потенциалом [3]. Эти осцилляции атомов, являющиеся в сущности следствием соотношения неопределенности, вызывают уширение ра-

диационных линий, которое в известном смысле можно рассматривать как результат эффекта Доплера с величиной уширения, зависящей от направления наблюдения. В нижеследующих оценках полагается, что вкладом в это уширение со стороны более высоких осцилляционных мод можно пренебречь.

Если приписать осциллирующим атомам средние скорости $\Delta v_z \approx (\hbar \Omega_z / M)^{1/2}$ и $\Delta v_r \approx (\hbar \Omega_r / M)^{1/2}$ для продольного и поперечного направления сигары соответственно, то при наблюдении вдоль продольной оси z сигары возникают уширения линии с энергией перехода $\hbar \omega$, отвечающие эффекту Доплера первого и второго порядков,

$$\Delta \omega'_D(z) \approx \omega \frac{\Delta v_z}{c} \approx \omega \left(\frac{\hbar \Omega_z}{M c^2} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\Delta \omega''_D(z) \approx \frac{\omega}{2} \left(\frac{\Delta v_r}{c} \right)^2 \approx \omega \frac{\hbar \Omega_r}{2 M c^2},$$

причем в сигаре $\Delta \omega'_D(z) / \Delta \omega''_D(z) \approx 2(M c^2 \hbar \Omega_z)^{1/2} / \hbar \Omega_r \gg 1$, несмотря на то что $l_z \gg l_r$ и $\Omega_z \ll \Omega_r$. В то же время для поперечного направления наблюдения доплеровские ширины линии

$$\Delta \omega'_D(r) \approx \omega \frac{\Delta v_r}{c} \approx \omega \left(\frac{\hbar \Omega_r}{M c^2} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

$$\Delta \omega''_D(r) \approx \frac{\omega}{2} \left(\frac{\Delta v_z}{c} \right)^2 \approx \omega \frac{\hbar \Omega_z}{2 M c^2},$$

и здесь тем более $\Delta \omega'_D(r) / \Delta \omega''_D(r) \approx 2(M c^2 \hbar \Omega_r)^{1/2} / \hbar \Omega_z \gg 1$.

Поэтому, пренебрегая вкладом эффекта Доплера второго порядка, важно отметить сильную анизотропию уширения линии в сигаре:

$$\frac{\Delta \omega_D(z)}{\Delta \omega_D(r)} \approx \frac{\Delta \omega'_D(z)}{\Delta \omega'_D(r)} \approx \left(\frac{\Omega_z}{\Omega_r} \right)^{1/2} = \frac{l_r}{l_z} \ll 1. \quad (12)$$

В итоге, если при продольном наблюдении принять $\Delta \omega_{\text{obs}} \approx \Delta \omega_D(z)$, то оценка эффективной температуры T_{eff} (1) в сигаре зависит только от ее длины и массы атома:

$$T_{\text{eff}} = T \left[\frac{\Delta \omega_D(z)}{\Delta \omega_D(T)} \right]^2 = \frac{\hbar \Omega_z}{8 \ln 2 k_B} \\ = \frac{(\hbar / l_z)^2}{8 \ln 2 k_B M} \approx \frac{8.7 \times 10^{-16}}{A l_z^2}. \quad (13)$$

Оценка по (13) с $A = 30$ и $l_z = 0.1$ см приводит к поразительному результату: $T_{\text{eff}} \approx 3 \times 10^{-15}$ К.

4. Отношение ширин линий β

Удобно ввести еще один критерий устранения избыточного уширения радиационной линии – отношение естественной ширины $\Delta \omega_{\text{nat}}$ к полной ширине $\Delta \omega_{\text{tot}}$, учитывающей все возможные уширяющие факторы,

$$\beta = \frac{\Delta \omega_{\text{nat}}}{\Delta \omega_{\text{tot}}} = \frac{2\pi}{\tau \Delta \omega_{\text{tot}}}, \quad (14)$$

где $\tau = 2\pi / \Delta \omega_{\text{nat}}$ – время жизни возбужденного состояния по отношению к спонтанному распаду.

Параметр β играет важную роль в процессах стимулированного испускания и резонансного поглощения излучения. Устремление $\beta \rightarrow 1$ означает полное устранение всего избыточного уширения линии.

Если принять, что уширение линии полностью исчерпывается оценкой $\Delta\omega'_D(z) \approx \Delta\omega_D(z)$ (10), т. е. что $\Delta\omega_{\text{tot}} = \Delta\omega_D(z)$, то

$$\beta = \frac{2\pi \left(\frac{Mc^2}{\hbar\Omega_z} \right)^{1/2}}{\omega\tau} = \frac{M\lambda l_z}{\hbar\tau} \approx 1.6 \times 10^3 A \frac{\lambda l_z}{\tau} \approx 4.8 \times 10^{13} A l_z \frac{\Delta\omega_{\text{nat}}}{\omega} \quad (15)$$

(λ – длина волны). Так, для данных предыдущего примера ($A = 30$, $l_z = 0.1$ см) отношение $\beta \rightarrow 1$ при $\Delta\omega_{\text{nat}}/\omega \approx 7 \times 10^{-15}$ (т. е., например, при $\lambda = 10^{-4}$ см и $\tau \approx 0.5$ с или при $\lambda = 10^{-8}$ см и $\tau \approx 0.5 \times 10^{-4}$ с).

5. Другие источники уширения линии

Заманчивые оценки (13) и (15) учитывают лишь подавление неоднородного доплеровского уширения линии и основаны на допущении о его превалировании в мегаатоме над всеми другими источниками уширения. Поэтому роль последних должна быть оценена дополнительно.

Важный критерий разреженности газа, следующий из уравнения Гросса – Питаевского [8–10] и исключаяющий влияние парных взаимодействий атомов, устанавливается требованием малости отношения $\varepsilon_{\text{int}}/\varepsilon_{\text{kin}} \approx N|a|/l_{\text{eff}} \ll 1$ (полной энергии взаимодействия атом – атом $\varepsilon_{\text{int}} \approx 4\pi\hbar^2 \times |a|N^2(MV)^{-1}$ к полной кинетической энергии $\varepsilon_{\text{kin}} \approx N\hbar\Omega_0$ в основном состоянии ловушки [3]), где a – длина рассеяния, по порядку величины равная нескольким нанометрам [3], и $l_{\text{eff}} = (\hbar/M\Omega_0)^{1/2}$ – эффективный размер ловушки. Это требование приводит к ограничению полного числа атомов в сигаре

$$N \ll N_a \cong 0.1V^{1/3}|a|^{-1} \quad (16)$$

и их концентрации

$$N/V \ll (N/V)_a \cong 0.1V^{-2/3}|a|^{-1}. \quad (17)$$

Так, $N \ll N_a \approx 10^3$ и $N/V \ll (N/V)_a \approx 10^{10}$ см $^{-3}$, если $V = 10^{-7}$ см 3 и $|a| = 5 \times 10^{-7}$ см.

Стоит отметить, что эксперименты (например, с атомами Rb [11] и Na [12]) свидетельствуют о том, что достаточно сильное несоблюдение неравенства вида (16) отнюдь не всегда является абсолютным препятствием к успешному образованию БЭК.

Далее из уравнения Гросса – Питаевского следует, что опасность коллапса конденсированной фракции [13, 14] возникает в случае существования сил притяжения между атомами, когда $a < 0$, а число N атомов в ловушке приближается к критическому значению N_a (16). Эта опасность исключается при достаточно сильном неравенстве (16).

Одним из главных препятствий к сужению линии перехода является ограниченность времени жизни атомов конденсата. Его можно оценить из данных о кинетике процесса бозе-конденсации, в частности из стационарного решения скоростного уравнения для числа атомов

конденсированной фракции. При этом должны быть выделены атомы конденсата, образовавшиеся в результате стимулированного перехода. Последнее условие весьма существенно, поскольку только такие атомы стимулированного происхождения принадлежат к когерентному ансамблю мегаатома (в отличие от атомов, спонтанно выпавших в конденсат). Конденсат находится в динамическом равновесии с термодинамической (т. е. описываемой распределением Бозе – Эйнштейна с температурой T) составляющей газа, между которой и конденсатом происходит непрерывный обмен атомами. Поэтому даже в стационарном состоянии с неизменным количеством атомов конденсата время жизни атомов когерентной фракции ограничено скоростью этого обмена [15]:

$$\Theta_{\text{BEC}} = \left| \frac{dN_{\text{BEC}}^{\text{coh}}}{dt} \right|^{-1}. \quad (18)$$

В стационарном состоянии скорость убывания числа атомов когерентной фракции равна скорости их стимулированного испускания, т. е. обратному времени жизни Θ_{BEC} .

6. Скоростное уравнение для числа атомов конденсата и оценка Θ_{BEC}

Характеристики стационарного состояния конденсата, необходимые для вычисления Θ_{BEC} (18), можно извлечь из стационарного решения скоростного уравнения.

По мнению авторов [16] многочисленные теоретические исследования кинетики бозе-конденсации ([17–20] и др.) оказались недостаточными для получения определенных количественных результатов. Это же, по-видимому, можно отнести и к продуктивной и наглядной аналогии между ролью стимулированных переходов в кинетике безмассовых бозонов – фотонов (оптические лазеры) и массивных бозонов – атомов [21–24].

Строгое квантово-кинетическое рассмотрение процесса выпадения бозе-атомов в конденсат и скоростное уравнение для числа N_{BEC} атомов конденсированной фракции получено в [16]:

$$\frac{dN_{\text{BEC}}}{dt} = 2 \left[\frac{4Ma^2(k_B T)^2}{\pi\hbar^3} \right] \left(\frac{\mu_{\text{BEC}}}{k_B T} K_1 \right) \exp \left(\frac{2\mu}{k_B T} \right) \times \left\{ \left[1 - \exp \left(\frac{\mu_{\text{BEC}} - \mu}{k_B T} \right) \right] N_{\text{BEC}} + 1 \right\}, \quad (19)$$

где μ_{BEC} и μ – химические потенциалы конденсированной и термодинамической фракций соответственно; $K_1 \equiv K_1(\mu_{\text{BEC}}/k_B T)$ – модифицированная функция Бесселя, а первый множитель в квадратных скобках имеет смысл скорости упругих столкновений. Обе экспоненты в (19) являются усеченными до больцмановского вида функциями Бозе – Эйнштейна, что, по мнению авторов [16], не сказывается существенно на конечных результатах.

Скоростное уравнение (19) воспроизводит представление о кинетике бозе-конденсата как об аналоге процессов в оптическом лазере [21–24] и отражает спонтанный переход атомов в конденсат (последняя единица в фигурных скобках (19)), стимулированный переход в конденсат и обратный переход («резонансное испарение») (разность $1 - \exp[(\mu_{\text{BEC}} - \mu)/k_B T]$ в квадратных скобках). Значение разности

$$1 - \exp\left(\frac{\mu_{\text{BEC}} - \mu}{k_B T}\right) > 0, \quad (20)$$

возможное лишь при $\mu_{\text{BEC}} < \mu$, имеет тот же смысл, что и условие инверсии населенности в оптических лазерах: стимулированное выпадение атомов в конденсат прева-лирует над обратным процессом «резонансного испаре-ния».

Выполнение неравенства (20) несовместимо с услови-ем стационарности $dN_{\text{BEC}}/dt = 0$. Поэтому стационар-ное решение скоростного уравнения (19) существует только в том случае, если «резонансное испарение» пре-вышает стимулированное испускание, т.е. $\mu_{\text{BEC}} > \mu$, и тогда стационарное значение числа атомов конденсата

$$N_{\text{BEC}}^* = \left(\exp\frac{\mu_{\text{BEC}} - \mu}{k_B T} - 1\right)^{-1}. \quad (21)$$

Это равенство (в силу допущения $N_{\text{BEC}}^* \gg 1$) требует, чтобы $(\mu_{\text{BEC}} - \mu)/k_B T \ll 1$, и тогда

$$N_{\text{BEC}}^* \approx \frac{k_B T}{\mu_{\text{BEC}} - \mu} \gg 1. \quad (22)$$

В итоге время жизни атома стационарного конденса-та (18)

$$\Theta_{\text{BEC}} = \left|\frac{dN_{\text{BEC}}^{\text{coh}}}{dt}\right|^{-1} \approx \frac{\pi \hbar^3}{8a^2 M k_B T \mu_{\text{BEC}} K_1 N_{\text{BEC}}^*} \exp\left(-\frac{2\mu}{k_B T}\right). \quad (23)$$

Величина химического потенциала конденсата в ло-вушке с гармоническим потенциалом оценивается в [16] в приближении Томаса – Ферми как

$$\mu_{\text{BEC}} = (2.65 \hbar^2 a \Omega_0^3 M^{1/2} N_{\text{BEC}})^{2/5}. \quad (24)$$

Таким образом, время

$$\Theta_{\text{BEC}} \approx \frac{\hbar^{11/5}}{4K_1 k_B T [a^{12} M^6 \Omega_0^6 (N_{\text{BEC}}^*)^7]^{1/5}} \times \exp\left[-\frac{3}{k_B T} (\hbar^2 a M^{1/2} \Omega_0^3 N_{\text{BEC}}^*)^{2/5} + \frac{2}{N_{\text{BEC}}^*}\right] \quad (25)$$

и является сложной функцией собственной частоты ло-вушки Ω_0 (4) и стационарного числа атомов конденсата N_{BEC}^* .

Выражение для времени Θ_{BEC} (25) с численными ко-эффициентами таково:

$$\Theta_{\text{BEC}} \approx \frac{0.35}{[A^6 \Omega_0^6 (N_{\text{BEC}}^*)^7]^{1/5} K_1 T} \times \exp\left[-\frac{1.4 \times 10^{-13}}{T} (A^{1/2} \Omega_0^3 N_{\text{BEC}}^*)^{2/5} + \frac{2}{N_{\text{BEC}}^*}\right], \quad (26)$$

где принято $a = 5 \times 10^{-7}$ см и аргумент функции K_1 равен

$$\frac{\mu_{\text{BEC}}}{k_B T} \approx \frac{4.6 \times 10^{-14}}{T} (A^{1/2} \Omega_0^3 N_{\text{BEC}}^*)^{2/5}. \quad (27)$$

Для примера: $\Theta_{\text{BEC}} \approx 0.1$ с при $N_{\text{BEC}}^* = 500$, $T = 10^{-6}$ К, $A = 30$ и $\Omega_0 = 10$ с $^{-1}$.

Нужно отметить, что в соответствии с [16] в скорост-ном уравнении (19) отсутствуют члены, ответственные за «нерезонансные» потери («нерезонансное испарение») атомов конденсата, поскольку они пренебрежимо малы по сравнению с остальными слагаемыми (19).

Так, скорость трехчастичной рекомбинации с образо-ванием молекулы

$$R_{\text{III}} = K_{\text{III}} (N_{\text{BEC}}^*/V)^3 V \quad (28)$$

и, как показано теоретически [25] и подтверждено экспе-риментом с ^{87}Rb [26], для атомов конденсата она в $3! = 6$ раз ниже скорости этого процесса в термодинамическом газе с той же температурой. Это различие объясняется подавлением группировки атомов-бозонов и флуктуаций концентрации в конденсированной фракции, что, кстати, является признаком квантовой когерентности высших порядков и находит отражение в соответствующих корреляционных функциях [26]. В частности в эксперименте [26] для ^{87}Rb получено $K_{\text{III}} = 5.8 \times 10^{-30}$ см $^6 \cdot \text{с}^{-1}$, уступа-ющее значению этого коэффициента для термодинами-ческой фракции в 7.4 раза, что близко к теоретически предсказанному значению $3! = 6$ [25] и расчетному значе-нию [27]. Именно малость коэффициента K_{III} позволяет пренебречь трехчастичной рекомбинацией в уравнении (19). Так, $R_{\text{III}} = 6.25 \times 10^{-6}$ с $^{-1}$, если $N_{\text{BEC}}^* = 500$, $V = 10^{-8}$ см 3 и $K_{\text{III}} = 5 \times 10^{-30}$ см $^6 \cdot \text{с}^{-1}$, что на несколько порядков меньше вышеприведенной оценки $\Theta_{\text{BEC}}^{-1} \approx 10$ с $^{-1}$.

Что касается фактора биполярной релаксации, то, по-видимому, им можно и вовсе пренебречь по сравнению с другими факторами; во всяком случае, в эксперименте [26] с ^{87}Rb вклад биполярной релаксации в убывание чис-ла атомов конденсата обнаружен не был.

В дополнение ко всему сказанному, разумеется, пред-полагается, что время хранения БЭК Δt_{tr} в ловушке, ха-рактеризующее степень технологического совершенства эксперимента, не уступает времени Θ_{BEC} :

$$\Delta t_{\text{tr}} \geq \Theta_{\text{BEC}}. \quad (29)$$

Таким образом, соблюдение всех рассмотренных ог-раничений является условием реализации потенциаль-ной способности состояния мегаатома к гигантскому су-жению радиационных линий в БЭК.

Следует указать на наличие в мегаатоме (как и в лю-бом ансамбле свободных атомов) спектрального расще-пления линий поглощения и испускания на величину уд-военной энергии отдачи $2E_{\text{rec}}/\hbar = \hbar\omega^2/Mc^2$, которая мо-жет быть вполне заметной для квантов с достаточно вы-сокой энергией. Кроме того, не исключено, что отдача атома, сопровождающая любой акт радиационного пере-хода, может стать причиной частичного или полного нарушения квантовой когерентности мегаатома. И нако-нец, необходимо указать на остающийся открытым воп-рос о возможном влиянии флуктуаций числа атомов кон-денсированной фракции [28, 29] на избыточное уширение радиационных линий в БЭК.

7. Атомы и ядра-претенденты

Выбор атомов-кандидатов для демонстрации состоя-ния мегаатома и наблюдения аномального сужения ра-диационных линий представляет значительные сложно-

сти, поскольку в кандидате должны сочетаться не всегда совместимые основные свойства: он должен быть бозоном, обладать метастабильным уровнем с подходящим временем жизни и быть удобным для глубокого охлаждения и образования бозе-конденсата.

Поэтому без попытки оптимизации выбора можно в качестве примеров привести метастабильное состояние 2^3S_1 атомарного гелия ^4He с энергией 19.82 эВ и временем жизни $\tau \sim 8$ мс и изомерное ядро $^{123\text{m}}_{55}\text{Cs}$ с энергией метастабильного состояния 156.74 кэВ и временем жизни 1.6 с. Бозе-конденсат атомарного гелия впервые наблюдался в [30, 31] с полным числом атомов конденсированной фракции $N_{\text{БЕС}} \approx \times 10^5$ и концентрацией $(N/V)_{\text{БЕС}} \approx 3.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Стоит отметить, что эти значения существенно превышают предельные (16), (17). Возможности наблюдения сверхузкой линии и стимулированного испускания в гелиевом конденсате обсуждались в [32, 33].

8. Заключение

Из проведенного рассмотрения следует, что гипотетическое состояние мегаатома в БЭК обладает потенциальной способностью к радикальному подавлению хаотического движения отдельных атомов-бозонов, что является результатом установления квантовой когерентности высших порядков. Подтверждение этого результата открыло бы возможность наблюдения в мегаатоме сверхузких радиационных линий с шириной, стремящейся к естественной ширине долгоживущих метастабильных атомных и ядерных состояний. Реализация такой возможности может способствовать решению задач квантовой нуклеоники, прецизионной метрологии и др.

Существенно, что вне ситуации, присущей мегаатому, охлаждение газа с термодинамическим распределением атомов даже до доступных сегодня очень низких температур [28] не позволяет достичь сужения линий за счет простого уменьшения доплеровского уширения до уровня, характеризуемого оценкой (13), и не приводит к достижению $T_{\text{эф}} \ll T$. В самом деле, в этом случае в полном соответствии с определением (1) отношение ширин линий равно единице и $T_{\text{эф}} = T$.

Несмотря на, возможно, избыточную оптимистичность оценок (13) и (15) (которые, разумеется, могут быть заметно ухудшены как несоблюдением любого из обсуждавшихся дополнительных ограничений, так и неучтенными слабыми возмущающими факторами), количественная необычность полученных результатов побуждает к экспериментальной проверке гипотезы о состоянии мегаатома, например по схеме [34], с использованием измерительного опыта мессбауэровской спектроскопии.

Нужно отметить, что хотя условия наблюдения состояния мегаатома и содержат значительные внутренние противоречия, экспериментальные попытки, по-видимому, не безнадежны. В частности, одно из затруднений состоит в необходимости сочетания относительно небольшого числа атомов в малом объеме с достаточной надежностью измерительных процедур. Это затруднение можно обойти, измеряя составной спектр продольного ряда отдельных, взаимно изолированных малых ловушек с невзаимодействующими друг с другом коллективами атомов. В каждой из ловушек число атомов ограничено, а общее число атомов в подобных «четках», на-

низанных на общую «оптическую» ось, достаточно велико. При этом следует позаботиться о предотвращении неоднородного уширения такой составной спектральной линии из-за возможной неполной идентичности отдельных «четок». Впрочем, как уже отмечалось, не исключено, что часть противоречий на самом деле вообще не столь абсолютна и может быть сглажена необязательностью выполнения некоторых ограничений параметров.

Следует подчеркнуть, что обсуждаемые гипотетические радиационные явления в мегаатоме отнюдь не являются аналогом эффекта Мессбауэра. Межатомная энергия связи в мегаатоме совершенно недостаточна для возникновения явлений мессбауэровского типа, что непосредственно следует из наличия спектрального расщепления линий поглощения и испускания. Однако квантовая когерентность мегаатома способна оказаться достаточной для существенного подавления хаотического движения атомов и соответствующего уменьшения доплеровского уширения.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию (проект № 2.1.1.195).

1. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **15**, 454 (2005).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 390 (2005).
3. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 403 (1999).
4. Gardiner C.W., Zoller P., Ballagh R.J., Davis M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1793 (1997).
5. Ketterle W., Pritchard D.E. *Phys. Rev. A*, **46**, 4051 (1992).
6. Pinkse P.W.H., Mosk A., Weidemuller M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 990 (1997).
7. Stamper-Kurn D.M., Miesner H.-J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2194 (1998).
8. Питаевский Л.П. *ЖЭТФ*, **40**, 646 (1961).
9. Gross E.P. *Nuovo Cimento*, **20**, 454 (1961).
10. Gross E.P. *J. Math. Phys.*, **4**, 195 (1963).
11. Anderson M.H., Ensher J.R., et al. *Science*, **269**, 198 (1995).
12. Davis K.B., Mewes M.-O., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969 (1995).
13. Pitaevskii L.P. *Phys. Lett. A*, **221**, 14 (1996).
14. Kagan Yu., Shlyapnikov G.V., Walraven J.T.M. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2670 (1996).
15. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **37**, 723 (2007).
16. Gardiner C.W., Zoller P., Ballagh R.J., Davis M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1793 (1997).
17. Каган Ю.М., Свистунов Б.В., Шляпников П.В. *ЖЭТФ*, **75**, 387 (1992).
18. Stoof H.T.C. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3148 (1991).
19. Stoof H.T.C. *Phys. Rev. A*, **49**, 3824 (1994).
20. Semikoz D.V., Tkachev I.I. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3093 (1995).
21. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 1127 (1997).
22. Ораевский А.Н. *УФН*, **171**, 681 (2001).
23. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 1038 (2001).
24. Miesner H.-J., Stamper-Kurn D.M., Andrews M.R., Durfee D.S., Inouye S., Ketterle W. *Science*, **179**, 1005 (1998).
25. Каган Ю., Свистунов Б.В., Шляпников Г.В. *Письма в ЖЭТФ*, **42**, 177 (1985).
26. Burt E.A., Ghrist R.W., Myatt C.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 337 (1997).
27. Fedichev R., Reynolds M., Shlyapnikov G.V., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2921 (1996).
28. Алексеев В.А. *Квантовая электроника*, **31**, 16 (2001).
29. Макаров В.П. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 23 (2001).
30. Pereira Dos Santos F., Leonard J., Wang J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3459 (2001).
31. Robert A., Sirjean O., Broweas A., et al. *Science*, **292**, 461 (2001).
32. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 1011 (2004).
33. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 95 (2006); **36**, 329 (2006).
34. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **38**, 338 (2008).