

О сверхузких гамма-линиях ядер в бозе-эйнштейновском конденсате

Л.А.Ривлин

Показано, что квантовая когерентность атомов бозе-эйнштейновского конденсата способна придать гамма-линиям долгоживущих метастабильных состояний изомерных ядер, принадлежащих этим атомам, ширины, близкие к естественным радиационным значениям. Это открывает возможность наблюдения сверхузких гамма-линий, на несколько порядков более монохроматичных, чем получаемые в мессбауэровском эксперименте.

Ключевые слова: бозе-эйнштейновский конденсат, узкие гамма-линии ядер.

Как известно, узкие гамма-линии естественной радиационной ширины наблюдаются при бесфонных мессбауэровских переходах для сравнительно короткоживущих метастабильных состояний ядер с периодами полураспада, не превышающими 10 мкс (например, ^{67m}Zn) [1]; экзотические исключения составляют ^{107m}Ag с периодом полураспада около 44 с, а также ^{109m}Ag с периодом полураспада 40 с [2]. Предполагаемая возможность наблюдения узких гамма-линий ядер в свободных атомах, глубоко охлажденных методами лазерного манипулирования, еще строже ограничена временами жизни порядка наносекунд [3]. Подобные сужения линий вплоть до их естественной ширины достигаются, по существу, устранением воздействия теплового движения атомов.

В мессбауэровском эксперименте предел сужения устанавливается различными возмущающими факторами, присущими конденсированному состоянию, такими как флуктуации дипольного взаимодействия магнитных моментов соседних ядер, взаимодействие ядерных магнитных моментов с моментами соседних парамагнитных атомов, сверхтонкое электрическое квадрупольное взаимодействие ядра с неоднородным внутренним электрическим полем, создаваемым дефектами кристаллической решетки, и др. (см., напр., [2]).

В методе глубоко охлажденных атомов разреженного газа, свободного от отмеченных негативных особенностей конденсированного состояния, ограничением служит экспериментально достижимая температура охлаждения атомного ансамбля, лежащая в субмикрокельвиновом диапазоне.

Преодоление указанных ограничений и наблюдение существенно более узких гамма-линий естественной радиационной ширины в долгоживущих изомерах представляется возможным, если ядра принадлежат атомам, образующим бозе-эйнштейновский конденсат. В таком конденсате все атомы находятся в одном и том же низ-

шем квантовом состоянии с перекрывающимися волновыми функциями (из-за чего с некоторой языковой вольностью конденсат можно называть *мегаатомом*), и, следовательно, можно ожидать, что все источники уширения гамма-линии, связанные с индивидуальными движениями отдельных атомов, окажутся устраненными или, по крайней мере, сильно подавленными. В то же время упомянутые выше уширения, обусловленные в конденсированной среде близостью атомов, в разреженном газе конденсата также могут быть почти исключены.

Таким образом, квантовая когерентность атомов конденсата может послужить предпосылкой для возникновения гамма-линий естественной радиационной ширины. В идеализированном случае полной квантовой когерентности все атомы конденсата имеют одинаковый импульс, равный нулю. Соответственно неоднородное уширение ядерных гамма-линий, обусловленное хаотическим движением атомов, полностью отсутствует и они обладают естественной радиационной шириной, в точности определяемой временем жизни ядерного состояния с возможным уширением из-за конечности времени жизни атома в конденсате. Однако этот идеальный случай вряд ли может быть воспроизведен в эксперименте.

Простейшие оценки отклонения конденсата от этого идеального случая могут быть получены из двух основных соотношений неопределенности: пространственная протяженность конденсата – дисперсия импульса атомов и время жизни атомов конденсата – дисперсия их энергии. Оценки, построенные на первом из двух подходов [4], страдают некоторой внутренней противоречивостью (впрочем, уже отмеченной в [4] в предположении, что она не повлияет качественно на результат), поскольку в нем, с одной стороны, объем конденсата полагается ограниченным, а с другой – используется функция плотности состояний атомов для свободного пространства (вместо дискретного спектра атомных ловушек). Второй подход кратко обсуждается ниже.

В результате первого подхода [4] делается вывод о том, что квантовая когерентность атомов не является абсолютной и импульс и энергия $E_{\text{ВЕС}}$ атомов конденсата, находящихся в низшем состоянии с «нулевым» импульсом, имеют некоторое конечное распределение и поэтому не равны в точности нулю, как и энергетическая

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

ширина ΔE низшего состояния. Мерой степени квантовой когерентности служит энергетическая ширина $\Delta E_{\text{ВЕС}}$ ансамбля атомов конденсата. Следуя [5, 6], эта величина оценивается через отношение концентрации n_{sp} атомов, спонтанно заполняющих низшее состояние в соответствии с равновесным распределением Бозе–Эйнштейна с нулевым значением химического потенциала, к концентрации $n_{\text{ВЕС}}$ атомов, выпавших в низшее состояние в результате фазового перехода в конденсат:

$$\Delta E_{\text{ВЕС}} = \Delta E \frac{n_{\text{sp}}}{n_{\text{ВЕС}} + n_{\text{sp}}} \approx \Delta E \frac{n_{\text{sp}}}{n_{\text{ВЕС}}}. \quad (1)$$

Приближенное равенство (1), справедливое при $n_{\text{sp}}/n_{\text{ВЕС}} \ll 1$, заведомо выполняется, поскольку $(nV)^{1/3} \gg (T/T_0) \times [1 - (T/T_0)^{3/2}]^{-1}$, где n – полная концентрация атомов газа; T_0 – критическая температура фазового перехода в конденсат; T – термодинамическая температура ансамбля атомов; V – объем конденсата.

В соответствии с [4] энергетическая ширина ансамбля атомов конденсата

$$\Delta E_{\text{ВЕС}} \approx \frac{2k_{\text{B}}T}{Vn_{\text{ВЕС}}} = \frac{2k_{\text{B}}T/Vn}{1 - (T/T_0)^{3/2}}. \quad (2)$$

Здесь использована оценка энергетической ширины низшего состояния

$$\Delta E = \frac{2^{2/3}\pi^{4/3}\hbar^2}{(2J+1)^{2/3}MV^{2/3}} \approx \frac{3 \times 10^{-12}}{(2J+1)^{2/3}AV^{2/3}} \quad (3)$$

(в численной формуле ΔE измеряется в микроэлектронвольтах); $n_{\text{sp}} \approx 2k_{\text{B}}T/V\Delta E$; $n_{\text{ВЕС}} = n[1 - (T/T_0)^{3/2}]$; M – масса атома; J – его угловой момент; A – изотопическое число; k_{B} – постоянная Больцмана. Кроме того, в силу «размытости» энергии состояния E с точностью до ΔE она принята равной $\Delta E/2$. Делается также допущение, что различия в спектрах состояний атомов, находящихся в ограниченном объеме V и в свободном пространстве, могут лишь незначительно повлиять на оценку (3).

Энергетическая ширина $\Delta E_{\text{ВЕС}}$ позволяет ввести понятие эффективной (отнюдь не истинной термодинамической) температуры атомов конденсата $T_{\text{эфф}} = 4T/3V \times n_{\text{ВЕС}}^{-1}$. Стоит отметить, что оценки $T_{\text{эфф}}$ поражают воображение: так, $T_{\text{эфф}} \approx 4 \times 10^{-17}$ К и $\Delta E_{\text{ВЕС}} \approx 3 \times 10^{-30}$ эВ, если $T = 10^{-8}$ К, $T/T_0 = 0.8$ и $Vn = 10^8$!

Энергетическая ширина $\Delta E_{\text{ВЕС}}$ (2) (а также эффективная температура $T_{\text{эфф}}$) ансамбля атомов конденсата, как мера неполноты их квантовой когерентности, характеризует сохраняющееся индивидуальное движение атомов. Это движение определяет величину неоднородного уширения ядерной гамма-линии (фактически имеющего смысл доплеровской ширины) через эффективную дисперсию скоростей атомов Δv , отвечающую энергетической ширине $\Delta E_{\text{ВЕС}}$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta v}{c} &= \frac{\Delta E_{\text{ВЕС}}}{(Mc^2\Delta E)^{1/2}} = \left(4 \frac{2J+1}{V^2}\right)^{1/3} \frac{k_{\text{B}}T}{\pi^2 c \hbar n_{\text{ВЕС}}} \\ &\approx \left(\frac{2J+1}{V^2}\right)^{1/3} \frac{T}{n_{\text{ВЕС}}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где c – скорость света; T измеряется в кельвинах. Это дает, например, $\Delta v/c \approx 10^{-18}$ при $n_{\text{ВЕС}} = 10^{14}$ см⁻³, $V =$

10^{-6} см³ и $T = 10^8$ К, т. е. доплеровскую ширину линии ~ 1 Гц для перехода с энергией 10 кэВ.

Помимо доплеровской ширины гамма-линии, обусловленной энергетической шириной $\Delta E_{\text{ВЕС}}$ атомов конденсата, должны быть учтены и другие возмущающие воздействия; оценки некоторых из них представлены ниже.

Упомянувшиеся ранее факторы уширения линии, свойственные конденсированному состоянию, в разреженном конденсате оказываются в значительной мере исключенными. Вероятность того, что два соседних атома в газе с концентрацией n находятся на расстоянии менее r друг от друга, есть

$$w = \left(\frac{4}{3}\pi r^3 n\right)^2. \quad (5)$$

Тогда, принимая радиус взаимного эффективного возмущения ядер r равным, например, 5×10^{-7} см, т. е. двадцатикратному атомному размеру, можно при $n = 10^{15}$ см⁻³ получить оценку $w \approx 3 \times 10^{-7}$. Лишь эта небольшая доля ядер может испытывать избыточное уширение, создающее невысокий плоский пьедестал под узкой невозмущенной гамма-линией, а при малых объемах конденсата $V < (nw)^{-1}$ взаимно возмущенные ядра отсутствуют вовсе.

Уширение гамма-линии $\Delta\omega_{\text{col}}$ из-за конечности времени Δt_{col} свободного пробега атомов конденсата между двумя последовательными соударениями ограничивает возможность наблюдения линий естественной ширины, если Δt_{col} меньше или примерно равно времени жизни метастабильного состояния. Это уширение оценивается с учетом газодинамического сечения σ_{col} атомных столкновений и средней скорости \bar{v} индивидуального движения атомов как

$$\frac{\Delta\omega_{\text{col}}}{2\pi} = \frac{1}{\Delta t_{\text{col}}} = \sigma_{\text{col}} n^* \bar{v}, \quad (6)$$

где $n^* = n - n_{\text{ВЕС}} = n(T/T_0)^{3/2}$ – концентрация атомов за вычетом концентрации конденсата. Если принять, что $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$ см² и средняя скорость глубоко охлажденных атомов $\bar{v} \sim 0.1$ см·с⁻¹, то для $n = 10^{14}$ см⁻³ получаются следующие лимитирующие оценки: $\Delta t_{\text{col}} \approx 10^4$ с и $\Delta\omega_{\text{col}}/2\pi \approx 10^{-4}$ Гц.

Неоднородное гравитационное уширение гамма-линии естественной ширины при наблюдении в вертикальном направлении может стать ощутимым, если произведение времени жизни τ метастабильного состояния на вертикальную протяженность ΔL ядерной среды $\tau\Delta L \geq 2\pi c^2 \hbar / E_{\text{m}} g$ (g – ускорение силы тяжести, E_{m} – энергия метастабильного состояния). Так, подобное уширение становится заметным для $E_{\text{m}} = 10$ кэВ уже при $\tau\Delta L \approx 1$ с·см. В перпендикулярном направлении это уширение отсутствует, что задает точную ориентацию вдоль гравитационной горизонтали.

Видно, что при рациональном выборе экспериментальных условий рассмотренные выше возмущающие факторы вряд ли способны вызвать существенное дополнительное уширение линий. Вопрос о роли нулевых колебаний атомов, способных, по-видимому, принципиально ограничить возможность наблюдения линий естественной ширины очень долгоживущих изомеров, подлежит дальнейшему отдельному анализу.

Разумеется, уникальные свойства рассматриваемых сверхузких гамма-линий полностью проявляются лишь при времени наблюдения, сопоставимом с временем жизни метастабильного состояния. Это требует оптимистического допущения, что прогресс в экспериментах с бозе-конденсатом позволит существенно увеличить время его хранения.

Переходя к краткому обсуждению второго подхода, важно подчеркнуть, что в течение времени хранения конденсат можно рассматривать как пребывающий в состоянии детального равновесия с остальным ансамблем атомов, при котором между этими двумя фазами происходит постоянный обмен атомами. Поэтому истинное среднее время жизни Θ атома в составе конденсата до перехода в другую фазу может совершенно отличаться от времени хранения. Между тем именно это время жизни (которое, в частности, может оказаться близким к оценке (6)) задает энергетическую ширину (дисперсию) $\Delta E_{\text{ВЕС}} \approx \hbar/\Theta$ ансамбля конденсированных атомов и соответственно неоднородное уширение гамма-линии. Поэтому исследование кинетики атомов в конденсате с целью получения оценки их среднего времени жизни Θ и сопоставление с результатами [4] является первоочередной задачей.

Следует также иметь в виду, что отдача, существующая при любом радиационном переходе в свободных ядрах, всегда влечет за собой взаимное смещение линий

испускания и поглощения на величину удвоенной энергии отдачи.

Примером подходящего, но, возможно, отнюдь не оптимального нуклида с атомом-бозоном может служить изотоп $^{81\text{m}}\text{Rb}$ с $E_{\text{m}} \approx 86.3$ кэВ и $\tau \approx 30$ мин, для которого можно ожидать $T_{\text{eff}} \approx 10^{-22}$ К и ширину гамма-линии порядка единиц миллигерц при $n_{\text{ВЕС}} = 10^{15}$ см $^{-3}$ в объеме $V \approx 1$ см 3 .

Таким образом, квантовая когерентность атомов бозе-эйнштейновского конденсата открывает возможность устранения неоднородного уширения гамма-линий долгоживущих метастабильных состояний изомерных ядер, входящих в состав атомов конденсата, и наблюдения сверхузких гамма-линий естественной ширины, на несколько порядков более монохроматичных, чем получаемые мессбауэровским методом.

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ (грант № 2651р).

1. Якимов С.С., Черепанов В.М. *Физические величины* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
2. Davydov A.V. *Hyperfine Interactions*, **135**, 125 (2001).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 278 (1999); **29**, 93 (1999).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
5. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 1127 (1997); **31**, 1038 (2001).
6. Ораевский А.Н. *УФН*, **171**, 681 (2001).