

Сценарий эксперимента по усилению гамма-излучения при стимулированных переходах изомерных ядер в бозе-эйнштейновском конденсате

Л.А.Ривлин

Представлен сценарий эксперимента по наблюдению усиления потока гамма-фотонов при стимулированных переходах из метастабильных состояний изомерных ядер, входящих в состав бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК). Эксперимент базируется на последовательной транспортировке атомов по так называемому квантовому конвейеру. Показано, что при устранении в БЭК источников избыточного уширения линии гамма-испускания возможно достижение полного коэффициента усиления $G > 1$, несмотря на наличие таких негативных факторов, как «лазерная летаргия», спонтанный распад метастабильных состояний и др.

Ключевые слова: гамма-излучение, изомерные ядра, бозе-эйнштейновский конденсат.

1. Введение

Физическим основанием возможности постановки рассматриваемого эксперимента по наблюдению стимулированного гамма-излучения изомерных ядер служат два утверждения [1]:

1. При устранении избыточного уширения линии ядерного гамма-перехода, превышающего ее естественную радиационную ширину $\Delta\omega_\gamma$, сечение стимулированного испускания $\sigma = \lambda^2/2\pi$ пропорционально квадрату длины волны λ излучения и не зависит ни от величины матричного элемента, ни от мультипольности перехода, ни от степени его запрещенности.

2. Средством радикального устранения избыточного уширения линии испускания может служить включение атомов, содержащих излучающие ядра, в состав бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК).

Первое утверждение является непосредственным следствием эйнштейновского вывода законов излучения, основанного на наиболее общем, термодинамическом подходе, не содержащем никаких упомянутых выше деталей, характеризующих переход.

Второе утверждение основано на допущении о том, что атомы БЭК, описываемые единой волновой функцией и в известном смысле образующие единый «мега-атом», в значительной мере утрачивают способность к индивидуальному хаотическому движению, являющемуся основной причиной избыточного неоднородного уширения гамма-линии. Степень квантовой когерентности конденсата и отвечающая ей минимальная ширина линии задаются в первую очередь обратным временем жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов в конденсате, находящихся в динамическом равновесии с остальными атомами газа. Вели-

чина времени жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ еще требует как теоретического, так и экспериментального определения. По-видимому, существующие теоретические оценки $\Theta_{\text{ВЕС}}$ [2] отличаются, скорее, чрезмерным оптимизмом, чем достаточной надежностью, а известные сегодня из опыта значения времен удержания бозе-конденсата в ловушке характеризуют лишь степень совершенства экспериментальной технологии, но никак не величину $\Theta_{\text{ВЕС}}$. Некоторое представление о $\Theta_{\text{ВЕС}}$ можно получить из следующего простого рассуждения.

Для перехода из состояния с нулевым импульсом и испарения из конденсата атому должны быть переданы конечные импульс и энергия, что в простой модели может быть осуществлено лишь при столкновении атома конденсата с каким-либо из атомов газа с ненулевым импульсом. Среднее время между подобными столкновениями

$$\Delta t_{\text{col}} = \frac{[\sigma_{\text{col}} u(T)]^{-1}}{n - n_{\text{ВЕС}}} = 0.32 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} M}{\hbar \sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \approx 500 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} A}{\sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2, \quad (1)$$

где σ_{col} – сечение столкновений; $u(T) = (3k_B T/M)^{1/2}$ – среднеквадратичная скорость атомов газа с массой M при температуре T ;

$$n_{\text{ВЕС}} = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right] \quad (2)$$

– концентрация атомов конденсата; n – полная концентрация газа; J_a – угловой момент атома;

$$T_0 = 3.3 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{k_B M (2J_a + 1)^{2/3}} \quad (3)$$

– температура вырождения и выпадения атомов в конденсат; k_B – постоянная Больцмана; A – изотопическое число атома.

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

Если принять, что другие факторы, ограничивающие время жизни атомов конденсата сильнее, чем рассмотренный процесс столкновений, отсутствуют, то допустима оценка $\Theta_{\text{ВЕС}} \approx \Delta t_{\text{col}}$, и тогда

$$\begin{aligned} \Theta_{\text{ВЕС}} &= 0.32 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} M}{\hbar \sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \\ &\approx 500 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} A}{\sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Численный пример: $\Theta_{\text{ВЕС}} \approx 10^5$ с при $n = 10^{12}$ см⁻³, $A = 100$, $T/T_0 = 1.3$ и $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$ см².

Таким образом, весь дальнейший анализ основан на допущении, что время жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов в конденсате превышает время жизни метастабильного состояния изомера τ ($\Theta_{\text{ВЕС}} > \tau$), а технология эксперимента может достичь такого уровня совершенства, при котором время удержания конденсата в ловушке во всяком случае не уступает $\Theta_{\text{ВЕС}}$.

Те же соображения о необходимости устранения уширения, вызываемого столкновениями атомов конденсата с остальными атомами, не входящими в его состав, создают ограничения для полной концентрации атомов и их температуры [3]:

$$\begin{aligned} n &< 0.43 \left(\frac{M}{\hbar \sigma_{\text{col}} \tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \\ &\approx 107 \left(\frac{A}{\sigma_{\text{col}} \tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} T &< 1.9 \hbar^{3/2} k_B^{-1} [(2J_a + 1) M \sigma_{\text{col}} \tau]^{-1/2} \\ &\approx 3.6 \times 10^{-13} (\sigma_{\text{col}} A \tau)^{-1/2} (2J_a + 1)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Так, например, если принять, что $T/T_0 = 1.3$ и $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$ см², то для ^{111}Ag и ^{135}Cs это приведет к ограничениям $n < 2.4 \times 10^{14}$ см⁻³, $T < 4 \times 10^{-7}$ К и $n < 1.4 \times 10^{13}$ см⁻³, $T < 5 \times 10^{-8}$ К соответственно.

При исключении столкновительного уширения, т. е. при достаточной разреженности атомного ансамбля, его можно рассматривать как газ невзаимодействующих атомов и тогда можно полагать практически отсутствующим также и избыточное уширение, обусловленное взаимодействием с соседними атомами и неоднородностью их распределения.

Условием устранения пролетного уширения является ограничение снизу длины L участка взаимодействия ядер с полем гамма-фотонов [3]

$$L > V\tau, \quad (3)$$

где V – переносная (транспортная) скорость атомов.

Выполнение всех этих требований создает предпосылки для практически полного устранения избыточного уширения линии гамма-испускания и для равенства сечения стимулированного испускания его асимптотическому значению: $\sigma = \lambda^2/2\pi$. (Впрочем, не исключено, что ограниченность лабораторных возможностей может принудить к нарушению неравенства (7) и компромиссному уменьшению длины L , которая в случае долгоживущих изомеров достигает по (7) неприемлемо больших

для эксперимента значений; следствием этого компромисса является уменьшение сечения стимулированного испускания σ в отношении $L/V\tau < 1$.)

Однако устранение избыточного уширения гамма-линии испускания еще отнюдь не означает заведомой возможности достижения значений полного коэффициента однопроходного усиления $G > 1$ потока гамма-фотонов в изомерной среде.

Чтобы получить количественные представления о ситуации, полезно дать оценку некоему искусственно образованному тест-параметру G_A , фактически устанавливающему верхнюю границу максимально достижимого истинного значения полного коэффициента усиления $G < G_A$:

$$G_A = \exp(\sigma n L). \quad (8)$$

Если, например, принять, что $\sigma = 10^{-18}$ см², $L = 10^3$ см и, в соответствии с ограничением по (5), $n = 10^{13}$ см⁻³, то тест-параметр G_A составит 1.01, т. е. едва превысит единицу. Это является очевидным следствием малости сечения σ в коротковолновом диапазоне и ограничивающего неравенства (5) и приводит к значительным трудностям в достижении значения $G > 1$ в изомерной среде.

При этом важно принять во внимание, что при оценке тест-параметра G_A оставлены вне рассмотрения факторы, способные на самом деле значительно усилить неравенство $G < G_A$. Так, вместо концентрации активных изомерных ядер n^* , непосредственно участвующих в процессе усиления, в G_A включена полная концентрация $n > n^*$ и не учтены падение концентрации изомеров n^* из-за спонтанного распада метастабильных состояний, уменьшение действующего значения сечения стимулированного испускания в результате асимптотического поведения его текущего значения $\sigma(t) < \sigma = \lambda^2/2\pi$ (так называемая лазерная летаргия [3–5]), нерезонансные потери гамма-фотонов в среде и др.

Таким образом, истинное значение полного коэффициента усиления $G < G_A$ всегда уступает оценке G_A . Более того, пренебрежение указанными выше негативными факторами не без основания вызывает сомнение в достижимости значения $G > 1$ вообще. Поэтому выяснение возможности достижения даже малого, но превышающего единицу значения G в гамма-диапазоне в рамках рассматриваемого сценария представляется существенным, поскольку это открыло бы принципиальную доступность наблюдения стимулированного гамма-испускания из метастабильных состояний изомерных ядер. Ответ на вопрос о реализуемости полного усиления $G > 1$ на ядерных изомерах с учетом всего сказанного выше является основной задачей настоящего анализа.

2. Критерии выбора изомерного ядра

Как известно, времена жизни ядерных метастабильных состояний варьируются от долей микросекунд до многих тысячелетий. Выбор изомера с приемлемым для эксперимента временем жизни τ определяется несколькими взаимно противоречащими соображениями.

С одной стороны, заманчиво выглядит использование очень долгоживущих изомеров, приготовление которых (накачка) не представляет особых трудностей, тем более что в случае их природного происхождения необходимость в накачке и вовсе отпадает. Однако асимпто-

тическое поведение текущего значения сечения $\sigma(t)$ стимулированного испускания, служащее причиной задержки начала усиления на величину, близкую к времени жизни τ метастабильного состояния (лазерная летаргия [3–5]), хотя и не приводит к теоретическому запрету, но с учетом (7) вряд ли делает очень долгоживущие изомеры привлекательными для экспериментатора.

С другой стороны, очень короткие времена жизни τ требуют для приготовления изомера чрезвычайно интенсивной и быстрой накачки и, конечно, исключают возможность использования изомеров природного происхождения.

По-видимому, наиболее эффективным средством образования изомеров с умеренным временем жизни τ является реакция радиационного захвата нейтрона. Так, в типичном случае тепловые нейтроны с плотностью потока $10^{13} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ способны образовывать на линейном участке реакции захвата изомеры со скоростью $10^6 \text{ см}^{-3} \times \text{с}^{-1}$ из материнских изотопов с сечением захвата $\sigma(n, \gamma) = 10^{-22} \text{ см}^2$ и концентрацией $n_m = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ вплоть до достижения насыщенной концентрации изомеров порядка $10^6 \tau \text{ см}^{-3}$. Переход от линейного участка к участку насыщения, на котором эффективность реакции падает из-за спонтанного распада метастабильных состояний изомера, происходит за время порядка τ , в течение которого концентрация изомера накапливается, приближаясь к насыщенному значению. Отсюда следует нежелательность использования слишком короткоживущих изомеров в случае их образования по реакции радиационного захвата нейтрона.

Оценка же схем некогерентного рентгеновского возбуждения, которые могли бы представлять интерес для образования быстрораспадающихся метастабильных состояний ($\tau < 1 \text{ с}$), свидетельствует о бесперспективности этого пути при доступных сегодня источниках излучения, спектральная плотность которого на много порядков меньше необходимого для накачки уровня. Таким образом, компромиссом является выбор изомеров с умеренными промежуточными значениями τ , лежащими в интервале от десятков секунд до десятков минут.

Исходя из сказанного, в табл.1 из [7] представлены примеры изомеров, которые входят в состав атомов-бозонов и могут образовываться из материнских ядер по реакции радиационного захвата теплового нейтрона. Эти примеры демонстрируют значительное разнообразие времен жизни τ метастабильного состояния, энергий $\hbar\omega$ испускаемых гамма-квантов, сечений $\sigma(n, \gamma)$ радиа-

ционного захвата нейтронов, сечений стимулированного испускания σ , усредненных сечений потерь фотонов χ (жирным шрифтом выделены энергии $\hbar\omega$, принятые для расчетных оценок). Перечисленные параметры зачастую оказываются антагонистами с точки зрения перспективы использования соответствующих изомеров в эксперименте по стимулированному гамма-излучению.

Если к этому еще добавить данные атомных характеристик, существенных для эффективного лазерного манипулирования атомами, содержащими ядра, то вряд ли можно надеяться на оптимальное сочетание атомных и ядерных параметров. Впрочем, некоторый оптимизм может внушить следующее утверждение ведущих ученых в области лазерного манипулирования нейтральными атомами: «В принципе любой атом может быть подвергнут лазерному охлаждению» ([8], с. 273).

Из всего сказанного становится очевидным известный волонтаризм при выборе объекта расчетных оценок. В итоге дальнейшие оценки без претензий на какую-либо оптимизацию проведены на примере изомеров серебра $^{111}_{47}\text{Ag}$ и цезия $^{135}_{55}\text{Cs}$, времена жизни которых соответствуют обоим пределам принятого выше интервала приемлемых времен жизни τ .

3. Экспериментальная конфигурация («квантовый конвейер для атомов»)

Рассматриваемая экспериментальная конфигурация построена по аналогии с [3, 9] и представляет собой последовательность операций с потоком атомов, распространяющимся как по конвейеру в протяженной квантовой яме по цепочке из пяти зон с разной функциональной нагрузкой: зона I – приготовление изомера; зона II – глубокое охлаждение и формирование атомного пучка; зона III – торможение и компрессия атомного пучка, выпадение атомов в бозе-конденсат; зона IV – стимулированное гамма-излучение из метастабильных состояний изомеров, входящих в состав бозе-конденсата; зона V – сбор отработанных ядер коллектором атомов. Расчетное моделирование, проделанное применительно к стимулированному ВУФ излучению из метастабильного 2^3S_1 -состояния атомарного гелия [3, 9], показало возможную логическую согласованность операций в подобной цепочке.

Основным физическим механизмом, управляющим последовательными операциями с атомами, является кинематическая трансформация характеристик атомного

Табл.1.

Изомер	τ	$\hbar\omega$ (кэВ)	Материнский изотоп реакции (n, γ) и его время жизни	$\sigma(n, \gamma)$ (10^{-24} см^2) при энергии нейтронов 0.0253 эВ	σ (10^{-20} см^2)	χ (10^{-20} см^2)
$^{91}_{39}\text{Y}$	49.7 мин	555	$^{90}_{39}\text{Y}$, 64.1 ч	< 6.5	0.8	$\sim 1.4 \times 10^{-3}$
$^{95}_{41}\text{Nb}$	86.6 ч	235	$^{94}_{41}\text{Nb}$, 2×10^4 лет	14.9	4.5	$\sim 2.5 \times 10^{-3}$
$^{105}_{45}\text{Rh}$	45 с	129	$^{104}_{45}\text{Rh}$, 42.3 с	40	14.5	$\sim 10^{-2}$
$^{111}_{47}\text{Ag}$	64.8 с	60	$^{110}_{47}\text{Ag}$, 250 сут.	82	68.5	~ 0.1
$^{135}_{55}\text{Cs}$	53 мин	781, 840	$^{134}_{55}\text{Cs}$, 2 года	140	0.405	$\sim 2 \times 10^{-3}$
$^{178}_{72}\text{Hf}$	4.0 с	89, 213, 326, 426	$^{177}_{72}\text{Hf}$, стабилен	365	31.2	$\sim 4 \times 10^{-2}$
$^{180}_{72}\text{Hf}$	5.5 ч	58, 215, 333, 444	$^{179}_{72}\text{Hf}$, стабилен	45	73	$\sim 9 \times 10^{-2}$
$^{190}_{76}\text{Os}$	9.9 мин	187, 361, 502, 616	$^{189}_{76}\text{Os}$, стабилен	23	7.1	$\sim 2 \times 10^{-2}$
$^{193}_{77}\text{Ir}$	10.6 сут.	80	$^{192}_{77}\text{Ir}$, 74.2 сут.	1100	38.5	$\sim 3 \times 10^{-1}$

пучка (продольной скорости, концентрации и др.) при его распространении вдоль двумерной квантовой ямы (ловушки) с изменяющимся поперечным потенциалом [10]. Такую экспериментальную конфигурацию можно в известном смысле уподобить квантовому конвейеру для атомов.

4. Расчетные оценки последовательности операций на квантовом конвейере

Ход событий при продвижении атомов по квантовому конвейеру и количественные оценки результатов каждой из последовательных операций таковы.

Зона I. Для приготовления изомерных ядер $^{111}_{47}\text{Ag}$ или $^{135}_{55}\text{Cs}$ в зоне I газообразные изотопы серебра-110 или цезия-134 с концентрациями $n_m = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ облучаются потоком тепловых нейтронов с плотностью $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в реакциях радиационного захвата нейтрона $^{110}_{47}\text{Ag}(n, \gamma) ^{111}_{47}\text{Ag}$ или $^{134}_{55}\text{Cs}(n, \gamma) ^{135}_{55}\text{Cs}$ (сечения реакций $\sigma(n, \gamma)$ указаны в табл.1) со скоростью 0.82×10^6 и $1.4 \times 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Длительность экспозиции нейтронами задается временем Δt_n пребывания атомов в зоне I, которое принимается малым по сравнению с временем жизни изомера τ ($\Delta t_n \ll \tau$), что позволяет пренебречь влиянием спонтанного распада метастабильных состояний. Тогда результирующие концентрации n_I^* изомеров $^{111}_{47}\text{Ag}$ и $^{135}_{55}\text{Cs}$ составляют $0.82 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $\Delta t_n = 1 \text{ с}$ и $0.84 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ при $\Delta t_n = 60 \text{ с}$ соответственно.

При захвате теплового нейтрона с энергией 0.0253 эВ ядро приобретает импульс в $2.3 \times 10^{-7} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}$. Если нейтронный поток имеет направленный характер, то после поглощения нейтрона ядра на фоне изотропной среднеквадратичной тепловой скорости $V(T) \approx 1.56 \times 10^4 \times (T/A)^{1/2} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ получают анизотропную скоростную добавку V_n , совпадающую по направлению с нейтронами и равную $2.2 \times 10^5 A^{-1} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. При температуре $T = 300 \text{ К}$ имеем $V(T) \approx 2.5 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $V_n \approx 2 \times 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для $^{111}_{47}\text{Ag}$ и $V(T) \approx 2.3 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $V_n \approx 1.6 \times 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для $^{135}_{55}\text{Cs}$.

Далее газообразная смесь со среднеквадратичной скоростью атомов $V(T)$ и температурой $T = 300 \text{ К}$ поступает в зону II.

Зона II. В этой зоне производится лазерное отделение (например, методом двухступенчатой селективной фотоионизации [12, 13]) материнского изотопа от изомера [11], отличающихся друг от друга на величину массы одного нейтрона (0.9 % для серебра и 0.7 % для цезия), экстракция из зоны ионизированных материнских изотопов сторонним электрическим полем до достаточно высокого обогащения ансамбля атомами, содержащими рабочие изомеры (например, в [13] удалось осуществить стопроцентную фотоионизацию атомов рубидия и электрическую экстракцию до 10^{13} ионов за один импульс) и, наконец, дальнейшее лазерное глубокое охлаждение ансамбля до температуры, не превышающей ограничения (6). Такая процедура уже предлагалась в [14, 15]. Если на эти операции затрачивается время, заметно уступающее τ , то, как и ранее, допустимо пренебречь спонтанным распадом изомеров.

В случае, когда при всех этих операциях отсутствует существенное перемешивание газообразной смеси атомов, т. е. не успевает произойти термализация атомных ансамблей, то при изотропном лазерном охлаждении радикально уменьшается изотропный тепловой фон $V(T)$

при сохранении неизменной направленной добавки скорости V_n , возникающей, как отмечено выше, при захвате нейтрона, т. е. устанавливается направленный поток охлажденных атомов со скоростью V_n . Однако, судя по оценкам, такая ситуация представляется маловероятной. Поэтому формирование направленного пучка холодных атомов с ядрами-изомерами требует более эффективных методов лазерного манипулирования нейтральными атомами [8] (например, в эксперименте [16] был получен направленный охлажденный поток натрия с 10^9 атомами в секунду и переносной скоростью $5 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$).

Далее направленный пучок холодных атомов серебра с температурой $T = 3.5 \times 10^{-7} \text{ К}$, концентрацией изомеров $n_I^* = n^*(z_{III}) = 0.82 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, относительной концентрацией изомеров $n^*(z_{III})/n(z_{III}) = 0.95$, транспортной скоростью $V_{III} = 4 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и отвечающей ей энергией $E_{III} \approx 9 \times 10^{-2} \text{ эВ}$ поступает в точку z_{III} в зону III. В случае атомов цезия $T = 4.9 \times 10^{-8} \text{ К}$, $n_I^* = n^*(z_{III}) = 0.84 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n^*(z_{III})/n(z_{III}) = 0.95$, $V_{III} = 465 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $E_{III} \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ эВ}$. При этом температуры охлажденных атомов не превышают ограничений, задаваемых неравенством (6).

Зона III. Здесь производится загрузка атомного пучка в протяженную ловушку с потенциальной ямой по поперечным координатам x и y с типичным параболическим ходом потенциала

$$U(x, y) = a(x^2 + y^2) \equiv ap^2 \quad (9)$$

[10] и свободным движением по продольной координате z , причем глубина поперечной потенциальной ямы возрастает с ростом координаты z :

$$\frac{da(z)}{dz} > 0, \quad \frac{dU}{dz} > 0. \quad (10)$$

Кинематика атомного пучка в подобной ловушке, исследованная в [10] и промоделированная применительно к метастабильному атомарному гелию в [3, 9], обладает существенными для рассматриваемого сценария свойствами. К ним, в частности, относится преобразование кинетической энергии атомов по мере их продвижения вдоль оси z в возрастающую энергию поперечного квантового состояния (при неизменной полной энергии атома $E = \text{const}$), которое сопровождается торможением атомов и повышением их концентрации. Торможение атомов характеризуется уменьшением модуля продольной компоненты их волнового вектора

$$|p_{km}| = [2M(E - E_{km})]^{1/2} \quad (11)$$

из-за роста собственного значения энергии

$$E_{km}(z) = \hbar \left(\frac{2a}{M} \right)^{1/2} (k + m + 1), \quad (12)$$

обусловленного увеличением коэффициента $da(z)/dz > 0$ (k и m – целочисленные индексы). Одновременно возрастание $E_{km}(z)$ приводит к уменьшению эффективной площади $S_{km}(z)$ поперечного сечения канала, по которому распространяется пучок атомов. Например, для низшего квантового состояния с $k = m = 0$ поперечное сечение убывает как

$$S_{00}(z) = \sqrt{2\pi\hbar} [a(z)M]^{-1/2} = 2\pi\hbar^2 [ME_{00}(z)]^{-1}. \quad (13)$$

В результате, если принять неизменность полного потока атомов, то по мере распространения от z_1 до $z_2 > z_1$ происходит возрастание их концентраций с коэффициентом компрессии [10]

$$\Xi_{km}(z_2, z_1) \equiv \frac{n(z_2)}{n(z_1)} = \left| \frac{p_{km}(z_1)}{p_{km}(z_2)} \right| \frac{S_{km}(z_1)}{S_{km}(z_2)} > 1. \quad (14)$$

Например, для низшего состояния с $k = m = 0$

$$\Xi_{00}(z_2, z_1) = \frac{E/E_{00}(z_1) - 1}{E/E_{00}(z_2) - 1} > 1. \quad (15)$$

Одновременно происходит снижение скорости атомов по (11) с коэффициентом торможения

$$\Xi_{00}^V(z_2, z_1) = \frac{V(z_2)}{V(z_1)} = \frac{1 - E_{00}(z_2)/E}{1 - E_{00}(z_1)/E} < 1 \quad (16)$$

и уменьшение эффективного сечения канала S_{00} по (13) с коэффициентом поперечного сжатия

$$\Xi_{00}^S(z_2, z_1) = \frac{S_{00}(z_2)}{S_{00}(z_1)} = \frac{E_{00}(z_1)/E}{E_{00}(z_2)/E} < 1, \quad (17)$$

так что

$$\Xi_{00}(z_2, z_1) = [\Xi_{00}^V(z_2, z_1)\Xi_{00}^S(z_2, z_1)]^{-1}. \quad (18)$$

Таким образом, если в зоне III от координаты $z_1 = z_{III}$ до $z_2 = z_{IV}$ повысить отношение энергии низшего квантового состояния к полной энергии атома серебра от $E_{00}(z_{III})/E = 10^{-4}$ до $E_{00}(z_{IV})/E = 0.99995$, то по (16) это означает торможение атомов с коэффициентом $\Xi_{00}^V(z_{IV}, z_{III}) = 5 \times 10^{-5}$ от скорости $V(z_{III}) = 4 \times 10^4$ см·с⁻¹ до $V(z_{IV}) = 2$ см·с⁻¹ и уменьшение по (17) эффективного сечения квантового канала с коэффициентом $\Xi_{00}^S = 10^{-4}$. В результате полная концентрация атомов возрастает по (18) с коэффициентом $\Xi_{00} = 2 \times 10^8$ от $n(z_{III}) = n^*(z_{III})/0.95 = 0.9 \times 10^6$ см⁻³ до $n(z_{IV}) = 1.8 \times 10^{14}$ см⁻³.

Аналогичное повышение отношения энергии низшего квантового состояния к полной энергии атома цезия от $E_{00}(z_{III})/E = 10^{-3}$ до $E_{00}(z_{IV})/E = 0.9934$ означает торможение атомов с коэффициентом $\Xi_{00}^V(z_{IV}, z_{III}) = 6.6 \times 10^{-3}$ от скорости $V(z_{III}) = 465$ см·с⁻¹ до $V(z_{IV}) = 3$ см·с⁻¹ и уменьшение эффективного сечения квантового канала с коэффициентом $\Xi_{00}^S = 10^{-3}$. Это приводит к возрастанию полной концентрации атомов с коэффициентом $\Xi_{00} = 1.5 \times 10^5$ (18) от $n(z_{III}) = n^*(z_{III})/0.95 = 0.88 \times 10^8$ см⁻³ до $n(z_{IV}) = 1.3 \times 10^{13}$ см⁻³. При этом как концентрации $n(z_{IV})$, так и температуры T обоих изомеров не превышают ограничений, следующих из неравенств (5) и (6).

Описываемая эволюция атомного пучка в зоне III продолжается до достижения повышенной концентрации атомов в точке $z_2 = z_{IV} = z_{\text{ВЕС}}$, в которой происходит выпадение атомов в бозе-конденсат.

Обычно такой фазовый переход рассматривается как обусловленный падением температуры T атомного ансамбля ниже критической температуры вырождения T_0 . Здесь же, наоборот, происходит повышение температуры вырождения T_0 вплоть до $T_0 > T$ при сохранении неизменной T . Это увеличение критической температуры

$$T_0 = 3.3 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{(2J_a + 1)^{2/3} k_{\text{ВМ}}} \approx 1.6 \times 10^{-14} \frac{n^{2/3}}{A} \quad (19)$$

является результатом возрастания по (14) атомной концентрации n .

Для серебра и цезия с полученными выше при $n(z_{IV}) = n(z_{\text{ВЕС}})$ концентрациями $n(z_{IV}) = 1.8 \times 10^{14}$ и 1.3×10^{13} см⁻³ это соответственно дает $T_0 = 4.6 \times 10^{-7}$ и 6.5×10^{-8} К, что превышает принятые ранее значения $T = 3.5 \times 10^{-7}$ и 4.9×10^{-8} К в отношении $T_0/T = 1.3$ (6).

Важно отметить, что как формула (19), так и последующие оценки процесса бозе-конденсации сделаны применительно к свободным атомам непрерывного спектра. Между тем, в рассматриваемом случае атомы находятся в потенциальной яме с дискретными состояниями. Предполагается, однако, что это не влечет за собой принципиальных отличий, но вносит в оценки лишь некоторые количественные поправки, подлежащие дальнейшему анализу.

Выпадение атомов в конденсат и формирование БЭК – заключительное событие в зоне III, после которого смесь из атомов с изомерными и остальными ядрами, как входящими частично в состав бозе-конденсата, так и в виде обычного газа, направляется в зону IV. Если время, затрачиваемое на все предыдущие операции, мало по сравнению с τ , то допустимо пренебречь снижением концентрации изомеров из-за их спонтанного распада и считать неизменным принятое ранее в зоне II отношение $n^*/n = 0.95$. Тогда на входе в зону IV отношение концентрации $n_{\text{ВЕС}}^*(z_{\text{ВЕС}})$ изомеров в составе конденсата к полной концентрации газа $n(z_{\text{ВЕС}})$ таково:

$$\frac{n_{\text{ВЕС}}^*(z_{\text{ВЕС}})}{n(z_{\text{ВЕС}})} = 0.95 \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right]. \quad (20)$$

Например, при $T_0/T = 1.3$ (см. формулу (6)) отношение $n_{\text{ВЕС}}^*(z_{\text{ВЕС}})/n(z_{\text{ВЕС}}) \approx 0.315$.

Зона IV. В зоне IV пучок из смеси атомов с отношением концентраций (20) распространяется по квантовой ловушке с постоянной по оси z глубиной потенциальной ямы и с неизменной скоростью, равными тем, при которых на выходе из зоны III произошло выпадение атомов в бозе-конденсат. Эта смесь атомов, содержащих как изомеры, так и другие ядра, и представляет собой активную среду для усиления потока гамма-фотонов, которой присущи следующие свойства.

Принимается, что выполнение условий (5)–(7) в зоне IV означает полное устранение избыточного уширения линии гамма-испускания и равенство сечения стимулированного испускания асимптотическому значению $\sigma = \lambda^2/2\pi$.

Резонансная частота усиления на изомерах, перемещающихся с транспортной скоростью $V(z_{\text{ВЕС}})$, оказывается смещенной относительно энергии ядерного перехода из-за эффекта Доплера [3].

Кроме того, усиление происходит в условиях скрытой инверсии, когда взаимное смещение гамма-линий испускания и поглощения на удвоенную энергию отдачи ядра исключает резонансное поглощение фотонов невозбужденными ядрами, что находит отражение в отсутствии члена, соответствующего их концентрации, в скоростном уравнении для фотонов.

Далее, следуя формуле (8) из [9], принимается во внимание асимптотическое поведение текущего значения се-

чения стимулированного испускания (лазерная летаргия [3-5])

$$\sigma(t) = \sigma \left[1 - \exp \left(-\frac{\alpha t}{\tau} \right) \right], \quad (21)$$

нарастающего от начального нулевого значения до $\sigma(t \rightarrow \infty) = \sigma$ по мере проникновения ядер, перемещающихся со скоростью $V(z_{IV})$, в пространство их взаимодействия с фотонным полем зоны IV (коэффициент $\alpha = \text{const}$).

В итоге, переписывая формулы (12), (14), (15), (17)–(20) из [9] и опуская в них члены, содержащие сечение σ_{ph} фотоэлектрического поглощения на метастабильных атомах гелия, которое в рассматриваемом изомерном случае отсутствует, можно получить основные выражения для описания явлений в изомерной усиливающей среде. Требование положительного значения максимума коэффициента усиления, достигаемого при координате

$$z_0 = z_{BEC} + \frac{V(z_{BEC})\tau}{\alpha} \ln(1 + \alpha), \quad (22)$$

определяет критическую концентрацию изомеров на входе в зону IV, ниже которой невозможно даже локальное усиление:

$$\left. \frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right|_{\text{crit}} = \frac{\chi}{\sigma\alpha} (1 + \alpha)^{1/\alpha+1}. \quad (23)$$

Для серебра и цезия при $\alpha = 1$

$$\left. \frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right|_{\text{crit}} \approx 6 \times 10^{-3}$$

и

$$\left. \frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right|_{\text{crit}} \approx 2 \times 10^{-2}$$

соответственно.

Асимптотическое поведение текущего значения сечения стимулированного испускания (21) вызывает смещение координаты начала усиления до $z_3 > z_{BEC}$ (лазерная летаргия), а падение концентрации изомеров из-за их спонтанного распада задает координату $z_4 > z_0 > z_3 > z_{BEC}$, где усиление прекращается. Характерные точки $z_{3,4}$ определяются как корни уравнения

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\alpha} \exp \left(-\frac{z_{3,4} - z_0}{V(z_{BEC})\tau} \right) \left[\alpha + 1 - \exp \left(-\alpha \frac{z_{3,4} - z_0}{V(z_{BEC})\tau} \right) \right] \\ & = \left[\frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right]^{-1} \left[\frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right]_{\text{crit}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Отсюда следует, что длину участка L взаимодействия изомеров с полем в зоне IV разумно ограничить неравенствами

$$z_3 \leq L + z_{BEC} \leq z. \quad (25)$$

Величина полного коэффициента усиления G на всей длине участка взаимодействия зоны IV определяется как

$$\begin{aligned} \ln G &= \sigma n_{BEC}^*(z_{BEC}) V(z_{BEC}) \tau \left[1 - \exp \left(-\frac{L}{V(z_{BEC})\tau} \right) \right] \\ & - \frac{\sigma n_{BEC}^*(z_{BEC}) V(z_{BEC}) \tau}{1 + \alpha} \\ & \times \left[1 - \exp \left(-\frac{1 + \alpha}{V(z_{BEC})\tau} L \right) \right] - \chi n(z_{BEC}) L. \end{aligned} \quad (26)$$

Требование однопроходного усиления с $G \geq 1$ задает пороговое значение относительной концентрации изомера на входе в зону IV:

$$\begin{aligned} \left. \frac{n_{BEC}^*(z_{BEC})}{n(z_{BEC})} \right|_{\text{th}} &\geq \frac{\chi L}{\sigma V(z_{BEC})\tau} \left\{ \left[1 - \exp \left(-\frac{L}{V(z_{BEC})\tau} \right) \right] \right. \\ & \left. - \frac{1}{1 + \alpha} \left[1 - \exp \left(-\frac{1 + \alpha}{V(z_{BEC})\tau} L \right) \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (27)$$

При этом отношение $L/V(z_{BEC})\tau > 1$, удовлетворяющее неравенству (7), находится из условия достижения полным коэффициентом усиления максимального значения G_{max} при $L = L_{\text{max}}$. Величина L_{max} определяется как наибольший корень уравнения

$$\begin{aligned} & \left[1 - \exp \left(-\frac{\alpha L_{\text{max}}}{V(z_{BEC})\tau} \right) \right] \exp \left(-\frac{L_{\text{max}}}{V(z_{BEC})\tau} \right) \\ & = \frac{\chi n(z_{BEC})}{\sigma n_{BEC}^*(z_{BEC})}, \end{aligned} \quad (28)$$

который численно совпадает со второй характерной координатой (24) $L_{\text{max}} = z_4 - z_{BEC}$.

Для серебра и цезия при $n_{BEC}^*(z_{BEC})/n(z_{BEC}) = 0.315$ (20) $L_{\text{max}}/V(z_{BEC})\tau = 5.3$ и 4.1 , т.е. $L_{\text{max}} = 6.48 \times 10^2$ и 3.9×10^4 см соответственно. При этих значения $L_{\text{max}} \times [V(z_{BEC})\tau]^{-1}$, удовлетворяющих неравенству (7), относительные пороговые концентрации изомера (27) $[n_{BEC}^*(z_{BEC})/n(z_{BEC})]_{\text{th}} = 0.016$ и 0.0425 для серебра и цезия соответственно оказываются значительно меньше оценки относительной концентрации изомера (20).

В итоге при $n(z_{BEC}) = 1.8 \times 10^{14}$ см⁻³ максимальное полное усиление (26) $G_{\text{max}} = 1.0023$ для серебра и при $n(z_{BEC}) = 1.3 \times 10^{13}$ см⁻³ $G_{\text{max}} = 1.0013$ для цезия.

Зона V. Здесь происходит удаление отработанных атомов в коллектор.

5. Заключение

Таким образом, ответ на поставленный во Введении вопрос о принципиальной осуществимости процесса усиления потока гамма-фотонов, вызываемого стимулированным испусканием из метастабильных состояний изомерных ядер, оказывается положительным, несмотря на противодействие существующих сильных негативных факторов и вопреки опасениям, что эти факторы способны привести к абсолютному запрету процесса усиления. Полученные оценки полного коэффициента усиления G лишь незначительно превышают единицу, что находится в согласии с величиной искусственно образованного оценочного тест-параметра G_A (8), имеющего смысл верхней границы максимально достижимого значения G .

Рассмотренная конфигурация эксперимента, базирующаяся на применении так называемого квантового конвейера для атомов [3], естественным образом решает задачу компрессии атомного пучка, которая является одновременно ключевой и для достижения надпороговой концентрации изомеров, и для преодоления критического условия выпадения атомов в бозе-конденсат без нужды в быстром снижении температуры газа.

Следует еще раз подчеркнуть, что вопрос о фундаментальной величине времени жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов в бозе-конденсате еще остается открытым и требует теоретического и экспериментального изучения. Между тем ответ на него представляется особенно важным как в свете рассматриваемой проблемы стимулированного гамма-испускания из изомерных ядер, так и для решения задачи наблюдения сверхузких гамма-линий с естественной шириной, свойственной долгоживущим метастабильным ядерным состояниям.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ, проект РНП.2.1.1.1094.

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 612 (2004).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 95 (2006).
4. Чириков Б.В. *ЖЭТФ*, **44**, 2017 (1963).
5. Hopf F., Meistre P., Scully M., Seely J. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 511 (1975).
6. Solem J.C., Baldwin G.C. *Nuovo Cimento D*, **17**, 1131 (1995).
7. *Физические величины* (Справочник). Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
8. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
9. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 329 (2006).
10. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 90 (2006).
11. Летохов В.С., Мур С.Б. *Квантовая электроника*, **3**, 248 (1976); **3**, 485 (1976).
12. Амбарцумян Р.В., Калинин В.П., Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 305 (1971).
13. Амбарцумян Р.В., Апатин В.М., Летохов В.С. и др. *ЖЭТФ*, **70** (5), 915 (1976).
14. Letokhov V.S. *Opt. Commun.*, **7**, 59 (1973).
15. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **64**, 1555 (1973).
16. Zhu M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 46 (1991).