

# Общие критерии осуществимости ядерного гамма-лазерного эксперимента

Л.А.Ривлин

*Систематизированы наиболее общие условия, необходимые для наблюдения квантового усиления потока гамма-фотонов возбужденными ядрами, и найдено поле допустимых параметров для двух альтернативных вариантов агрегатного состояния усиливающей среды (атомы в составе твердого тела и свободные атомы).*

**Ключевые слова:** гамма-лазер, усиление без инверсии, усиление при скрытой ядерной инверсии.

## 1. Введение

Несмотря на существующие различия в сегодняшних концепциях наблюдения квантового усиления потока гамма-фотонов возбужденными ядрами как демонстрации осуществимости ядерного гамма-лазера, полезно систематизировать несколько общих и вполне очевидных количественных критериев, выполнение которых обязательно при любом разумном подходе. Следует подчеркнуть, что речь идет не о регистрации отдельных актов стимулированного испускания гамма-фотонов ядрами на уровне счета единичных квантов, а о наблюдении процесса «размножения» гамма-фотонов и даже фотонной лавины.

Два основных наиболее популярных сегодня варианта ядерного гамма-лазерного эксперимента отличаются друг от друга агрегатным состоянием усиливающей среды: в одном из них активные ядра входят в матрицу твердого тела, в другом – принадлежат свободным невзаимодействующим атомам. Одна из главных задач, стоящих в обоих случаях перед экспериментатором, а именно сужение линии гамма-испускания вплоть до ее естественной ширины, решается в этих вариантах по-разному: созданием условий для испускания мессбауэровской бесфонной линии в твердом теле или устранением доплеровского неоднородного уширения посредством охлаждения ансамбля свободных атомов современными методами манипуляции нейтральными атомами с помощью излучения оптических лазеров (см., напр., [1] и [2] соответственно).

Что касается классического мессбауэровского варианта гамма-лазера, история которого восходит еще к первым советским и американским предложениям сорокалетней давности, то из-за присущей ему «неразрешимой дилеммы» [1], его следует, по-видимому, оставить здесь вне рассмотрения. Современная и, возможно, более реалистическая концепция мессбауэровского гамма-лазера опирается на явление усиления без инверсии

(УБИ) населенности ядерных состояний, возникающее при резонансном воздействии излучения оптического лазера на атомную электронную оболочку [3].

В варианте усиливающей среды, состоящей из глубоко охлажденных, свободных атомов, используется усиление при скрытой ядерной инверсии (УСИ), возникающее как следствие кинематического смещения гамма-линий поглощения и испускания в результате отдачи свободных ядер при радиационных процессах [2].

## 2. Квантовое усиление возбужденными ядрами собственного спонтанного излучения

Отсутствие достаточно эффективных зеркал в гамма-диапазоне вынуждает рассматривать в качестве основного экспериментального варианта однопроходное усиление возбужденной ядерной средой собственного спонтанного излучения. В простейшем случае пространственной однородности ядерной среды выходная плотность усиленного потока гамма-фотонов выражается стандартным образом:

$$F = \frac{G - 1}{\ln G} S_{\text{sp}} L, \quad (1)$$

где

$$G = \exp[(g - \chi n)L] \quad (2)$$

– экспоненциальное усиление на одном проходе среды длиной  $L$ ;

$$g = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left( n_2 - n_1 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \right) \beta \quad (3)$$

– коэффициент усиления;  $\lambda$  – резонансная длина волны;  $n_2$  и  $n_1$  – концентрации ядер на верхнем и нижнем уровнях лазерного перехода;  $J_2$  и  $J_1$  – угловые моменты этих уровней;  $\chi$  – усредненное сечение нерезонансных потерь гамма-фотонов на электронных оболочках атомов;  $n$  – полная концентрация атомов всех видов;

$$\beta = \frac{\Gamma_\gamma}{\hbar \Delta \omega_{\text{tot}}} < \frac{1}{1 + \alpha} \quad (4)$$

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

– отношение радиационной ширины линии перехода  $\Gamma_\gamma$  к полной ширине линии  $\hbar\Delta\omega_{\text{tot}}$ , учитывающей все возможные источники уширения, включая неоднородное уширение, например доплеровское;  $\alpha$  – коэффициент внутренней электронной конверсии, характеризующий превышение полной естественной ширины перехода над его чисто радиационной составляющей  $\Gamma_\gamma$ ;

$$S_{\text{sp}} = \frac{n_2}{\tau \ln 2} \frac{\beta \Delta\Omega}{1 + \alpha 4\pi} \quad (5)$$

– скорость спонтанного испускания гамма-квантов единицей объема среды в выделенные моды, охватываемые телесным углом  $\Delta\Omega$ ;  $\tau$  – время распада возбужденного состояния с учетом внутренней электронной конверсии с коэффициентом  $\alpha$ .

В двух основных современных концепциях ядерного гамма-лазера (как в УБИ, возникающем при воздействии излучения оптического лазера на атомную электронную оболочку, так и в УСИ, возникающем вследствие кинематического смещения гамма-линий поглощения и испускания в результате отдачи свободных ядер при радиационных процессах) из формулы (3) выпадает член, содержащий концентрацию ядер  $n_1$  на нижних уровнях лазерного перехода. Для этих наиболее перспективных схем гамма-лазера выражение для нормированной плотности выходного потока гамма-фотонов принимает вид

$$\frac{F}{F^*} = \exp \left[ \frac{\lambda^2}{2\pi} (1 - \varepsilon) \beta n_2 L \right] - 1, \quad (6)$$

где

$$F^* \equiv \frac{\Delta\Omega}{2\lambda^2(1 - \varepsilon)\tau(1 + \alpha) \ln 2}; \quad (7)$$

$$\varepsilon \equiv \frac{2\pi\chi n}{\lambda^2 n_2 \beta} \quad (8)$$

– отношение коэффициента нерезонансных потерь фотонов в среде к коэффициенту усиления, которое, разумеется, должно быть меньше единицы ( $\varepsilon < 1$ ). Последнее возможно, поскольку в диапазоне энергий фотонов порядка десятков килоэлектронвольт сечение нерезонансных потерь фотонов  $\chi$  существенно меньше квадрата длины волны гамма-излучения. Например, при  $\hbar\omega = 10$  кэВ сечение  $\chi \approx 0.41 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup> для углерода,  $110 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup> для алюминия,  $157 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup> для железа,  $290 \times 10^{-22}$  см<sup>2</sup> для свинца и т. п. [4].

### 3. Пороговый критерий

Неравенство  $\varepsilon < 1$  служит, по существу, пороговым условием

$$\frac{n_2}{n} > \frac{2\pi\chi}{\beta\lambda^2}, \quad (9)$$

в котором в случае УБИ в конденсированной среде  $n \approx 3 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, а в случае УСИ на свободных ядрах  $n = n_1 + n_2 \ll 3 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. На рис. 1 пороговые границы, отвечающие критерию (9), показаны вертикальными прямыми для  $\chi = 3 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup>,  $\beta \rightarrow 1$  и двух энергий фотонов  $\hbar\omega = 10$  и 20 кэВ.

Из условия (9) следует, что даже в схемах без инверсии или со скрытой инверсией, в которых, как принято счи-

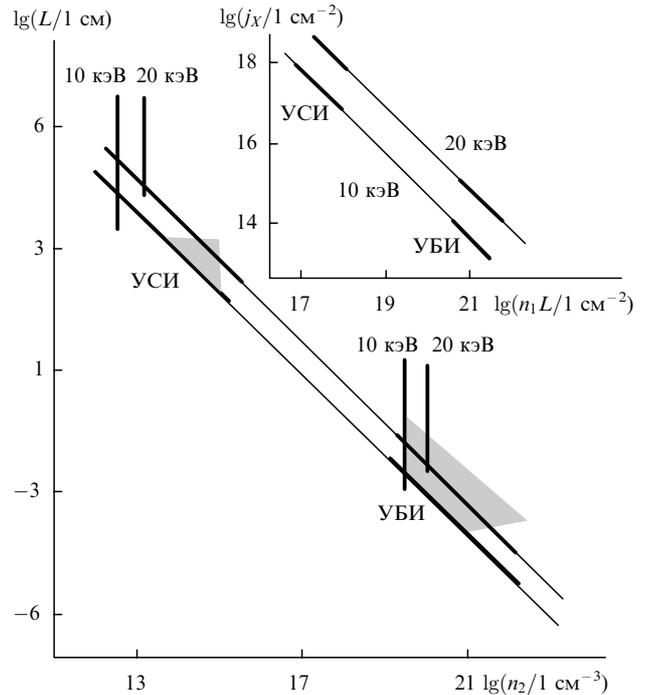


Рис. 1.

тать, концентрация возбужденных ядер  $n_2$  может быть сколь угодно мала, на самом деле действует ограничение (9) снизу, служащее первым очевидным общим гамма-лазерным критерием.

### 4. Критерий минимального числа возбужденных ядер на длине усиления

Если показатель экспоненты в (6) существенно уступает единице, наблюдается всего лишь поток фотонов спонтанного происхождения с плотностью

$$F \approx \frac{\beta n_2 L}{\tau(1 + \alpha) \ln 2} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (10)$$

Заметное же усиление этого потока происходит при действительной экспоненциальной зависимости  $F$  (6) от произведения  $n_2 L$ , т. е. когда показатель экспоненты превышает единицу, а произведение

$$n_2 L > \frac{2\pi}{\lambda^2 \beta} \frac{\ln G}{1 - \varepsilon} > \frac{2\pi}{\lambda^2} \ln G, \quad (11)$$

где второе неравенство относится к наиболее благоприятному случаю  $\varepsilon \ll 1$  и  $\beta \rightarrow 1$ .

Произведение  $n_2 L$  есть полное число возбужденных ядер на одном квадратном сантиметре поперечного сечения усиливающей среды длиной  $L$ . Таким образом, неравенство (11) служит, по существу, вторым общим критерием реализуемости усиления потока гамма-фотонов, справедливым для любой концептуальной схемы эксперимента. Критерий (11) минимального числа возбужденных ядер на единицу поперечного сечения среды длиной  $L$  в численной форме имеет вид

$$n_2 L > 4 \times 10^{14} \frac{(\hbar\omega)^2}{\beta} \frac{\ln G}{1 - \varepsilon} > 4 \times 10^{14} (\hbar\omega)^2 \ln G, \quad (12)$$

где энергия фотона  $\hbar\omega$  выражена в кэВ, а произведение  $n_2L$  – в  $\text{см}^{-2}$ .

Здесь полезно перейти к некоторым численным оценкам, положив, например,  $G = 12.2$  (соответственно  $\ln G = 2.5$ ), в этом случае  $F/F^* = 11.2$ . Далее, пусть энергия гамма-фотона  $\hbar\omega = 10$  кэВ и в наиболее благоприятном случае  $\varepsilon \ll 1$  и  $\beta \rightarrow 1$ ; тогда  $n_2L > 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Это означает, что необходимая длина усиливающей среды варьируется, например, от  $L = 10^{-5} \text{ см}$  для концентрации  $n_2 = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  до  $L = 10 \text{ м}$  для  $n_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В сущности, эти предельные значения соответствуют двум альтернативным вариантам усиливающей ядерной среды: конденсированной усиливающей среде в условиях мессбауэровского сужения линии испускания (УБИ) или свободным ядрам в глубоко охлажденных атомных пучках (УСИ).

Графическое представление о критерии (12) дает нижняя часть рис. 1, где представлена зависимость  $\lg L$  от  $\lg n_2$  для двух энергий фотонов  $\hbar\omega = 10$  и  $20$  кэВ и следующих значений остальных параметров:  $\beta \rightarrow 1, \varepsilon \ll 1, \chi = 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2, \ln G = 2.5$  и  $n = 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  для случая УБИ в твердом теле и  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  для случая УСИ в свободных ядрах. Как сказано выше, вертикальные прямые образуют границы порогового условия (9), прямые с отрицательным наклоном – границы, отвечающие критерию (12). Заштрихованные участки диаграммы, условно изображают области допустимых экспериментальных параметров. Видно, что эти области имеют ограниченную протяженность. Уточнение значений принятых параметров для конкретных нуклидов может несколько сдвинуть границы областей, оставляя неизменным общий характер диаграммы.

## 5. Критерий минимальной яркости источника накачки

В любых вариантах гамма-лазерного эксперимента определенная в разд.3 концентрация возбужденных ядер создается посредством накачки. Это справедливо и для андистоксовой версии эксперимента, когда накачка, в сущности, играет лишь роль триггера с энергией фотона накачки, несколько меньшей, чем энергия лазерного фотона. В простейшей и, возможно, наиболее эффективной «двухуровневой» рентгеновской («оптической») схеме накачки энергии обоих фотонов практически совпадают.

В результате резонансного поглощения некогерентного рентгеновского излучения накачки с длиной волны  $\lambda_X \approx \lambda$  и спектральной плотностью (яркостью)  $j_X$  (размерность  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1} = \text{см}^{-2}$ ) возникают возбужденные ядра с концентрацией

$$n_2 \approx n_1 \frac{j_X}{j^*} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_X}{\tau}\right) \right], \quad (13)$$

где

$$j^* = \frac{2\pi 2J_1 + 1}{\lambda_X^2 2J_2 + 1} \frac{1 + \alpha}{\ln 2}; \quad (14)$$

$\Delta t_X$  – продолжительность облучения. Выражение (13) справедливо при  $j_X \ll j^*$  и соответственно при  $n_2 \ll n_1$ . При продолжительном облучении, когда  $\Delta t_X \gg \tau$ ,

$$n_2 \rightarrow n_1 \frac{j_X}{j^*}, \quad (15)$$

и наоборот, при импульсном облучении с  $\Delta t_X \ll \tau$

$$n_2 \approx n_1 \frac{j_X \Delta t_X}{j^* \tau}. \quad (16)$$

Сопоставление (11) с (13) устанавливает минимальную необходимую яркость (спектральную плотность) рентгеновского излучения накачки

$$j_X > \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\ln G}{\beta n_1 L \ln 2} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_X}{\tau}\right) \right]^{-1} > \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\ln G}{n_1 L \ln 2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_X}{\tau}\right) \right]^{-1}, \quad (17)$$

стремительно возрастающую с увеличением энергии фотона как  $\sim (\hbar\omega)^4$  (во втором неравенстве, относящемся к наиболее благоприятному случаю  $\varepsilon \ll 1, \beta \rightarrow 1$  и  $\alpha \ll 1$ , опущен также множитель с отношением угловых моментов, обычно близкий по порядку величины к единице). Для наиболее вероятного в эксперименте импульсного режима накачки (16)

$$j_X > \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\ln G}{\beta n_1 L \ln 2} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{\tau}{\Delta t_X} > \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\ln G}{n_1 L \ln 2} \frac{\tau}{\Delta t_X}, \quad (18)$$

или в численной форме (энергия фотонов выражена в кэВ)

$$j_X > 2.4 \times 10^{29} (\hbar\omega)^4 \frac{\ln G}{\beta n_1 L} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{\tau}{\Delta t_X} > 2.4 \times 10^{29} (\hbar\omega)^4 \frac{\ln G}{n_1 L} \frac{\tau}{\Delta t_X}. \quad (19)$$

Так, для приведенного выше примера с  $\Delta t_X/\tau = 0.1$  получаем  $j_X > 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  для  $n_1 L = 10^{18} \text{ см}^{-2}$  (УСИ) и  $j_X > 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  для  $n_1 L = 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (УБИ). Вставка на рис.1 дает представление о критерии (18) для благоприятного случая  $\beta \rightarrow 1, \varepsilon \ll 1, \alpha \ll 1$ , а также для  $\Delta t_X/\tau = 0.1, \ln G = 2.5$  и в пренебрежении фактором угловых моментов.

Для сопоставления со стандартными источниками рентгеновского излучения, которые характеризуются числом фотонов, испускаемых с квадратного миллиметра тела свечения источника в секунду в полосу частот, равную  $10^{-3}$  от частоты излучения, и в телесный угол, равный одному квадратному миллирадиану, уместно дать приведенные выше оценки  $j_X$  в указанных единицах: для  $\hbar\omega = 10$  кэВ данные оценки составляют  $\sim 10^{30}$  и  $\sim 10^{27}$  фот.  $\cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мрад}^{-2}$  соответственно. Эти чрезвычайно высокие оценки лишь приближаются к пиковым характеристикам релятивистских источников рентгеновского излучения нового поколения (например, рентгеновских лазеров на свободных электронах с линейными ускорителями SBLC и TESLA в HASYLAB/DESY (Гамбург) и SLAC (Станфорд)).

## 6. Критерий возмущающего (разрушающего) воздействия накачки на усиливающую среду

Наряду со своей прямой функцией создания необходимой концентрации возбужденных ядер накачка оказывает на усиливающую среду и отрицательное воздействие, сводящееся в основном к возмущению и даже полному нарушению мессбауэровских условий в экспериментах с конденсированной средой и к уменьшению концентрации возбужденных ядер в результате их выведения («выбивания») из глубоко охлажденного атомного пучка в экспериментах со свободными ядрами.

В случае конденсированной среды полезно оценить энергию, рассеиваемую в ней в процессе накачки. Пусть полоса частот  $\Delta\omega_X/(2\pi)$  рентгеновского источника накачки в  $\xi > 1$  раз превышает уширенную линию резонансного поглощения ядер:

$$\frac{\Delta\omega_X}{2\pi} = \xi \frac{\ln 2}{\beta\tau}. \quad (20)$$

Тогда глубина проникновения излучения накачки в конденсированную среду различна для разных участков этой полосы.

Излучение, попадающее в резонанс с ядерным поглощением, проникает в среду на глубину

$$\delta_n = \left( \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \beta n_1 + \chi n \right)^{-1} = \frac{2\pi}{\lambda^2 \beta n_1} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \times \left( 1 + \varepsilon \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{n_2}{n_1} \right)^{-1} \approx \frac{2\pi}{\lambda^2 \beta n_1} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1}, \quad (21)$$

где последнее приближенное равенство относится к благоприятному случаю  $\varepsilon \ll 1$  и  $n_2/n_1 < 1$ , т.е. глубина проникновения резонансного излучения  $\delta_n$  определяется главным образом ядерным поглощением (например,  $\delta_n \approx 10^{-5}$  см при  $\hbar\omega_X = 10$  кэВ и  $n_1 = 3 \times 10^{21}$  см $^{-3}$ ).

Остальная часть спектра излучения накачки лежит вне ядерного резонансного поглощения, и глубина проникновения этого излучения

$$\delta \approx (\chi n)^{-1}. \quad (22)$$

Так, например,  $\delta \approx 10^{-3}$  см для типичных значений  $\chi = 3 \times 10^{-20}$  см $^2$  и  $n = 3 \times 10^{22}$  см $^{-3}$ .

Если коэффициент  $\xi$  заметно превышает единицу, то основная часть энергии диссипации поглощается атомными электронами твердого тела, а объемная плотность рассеиваемой в твердом теле энергии накачки

$$w \approx \hbar\omega_X j_X \frac{\Delta\omega_X}{2\pi} \frac{\xi - 1}{\xi} \chi n \Delta t_X = \hbar\omega_X \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\chi \ln G}{\beta^2 L} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{n}{n_1} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} (\xi - 1), \quad (23)$$

или в численной форме

$$w \approx 2.7 \times 10^{10} (\hbar\omega_X)^5 \frac{\chi \ln G}{\beta^2 L} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{n}{n_1} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} (\xi - 1), \quad (24)$$

где  $w$  выражено в кДж/см $^3$ , а  $\hbar\omega_X$  – в кэВ. Соотношение (24) отражает исключительно сильную зависимость  $w$  от

энергии кванта накачки. Так, плотность рассеиваемой энергии варьируется от  $w \sim 3$  кДж/см $^3$ , если  $\xi = 1.5$  и  $n_1 L = 10^{18}$  см $^{-2}$ , до  $w \approx 10$  Дж/см $^3$ , если  $n_1 = 0.1n$  и  $L = 0.1$  см (причем  $\hbar\omega_X = 10$  кэВ,  $\alpha \ll 1$ ,  $\varepsilon \ll 1$ ,  $\beta \rightarrow 1$  и фактор угловых моментов опущен). Можно попытаться снизить эту оценку, устремив  $\xi \rightarrow 1$ , однако столь совершенное совпадение спектров накачки и ядерного резонанса вряд ли достижимо в реальном эксперименте.

Если принять, что основным механизмом рассеяния энергии накачки с объемной плотностью  $w$  в кристаллической среде является фотоэффект на атомных электронах, то можно оценить отношение числа образующихся ионов к полному числу атомов в кристалле, разделив выражение (23) на  $n\hbar\omega_X$  (предполагается, что каждый фотон накачки производит однократную ионизацию):

$$\frac{n_i}{n} \approx \left( \frac{2\pi}{\lambda^2} \right)^2 \frac{\chi \ln G}{n_1 \beta^2 L} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} (\xi - 1), \quad (25)$$

или в численной форме

$$\frac{n_i}{n} \approx 1.7 \times 10^{29} (\hbar\omega_X)^4 \frac{\chi \ln G}{n_1 \beta^2 L} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \frac{1 + \alpha}{1 - \varepsilon} (\xi - 1), \quad (26)$$

где энергия фотона измеряется в кэВ. Например, для  $\hbar\omega_X = 10$  кэВ,  $\chi = 3 \times 10^{-20}$  см $^2$ ,  $n_1 = 3 \times 10^{21}$  см $^{-3}$ ,  $\ln G = 2.5$  получаем  $n_i/n \approx 10^{-7}$  при  $L = 0.1$  см и  $n_i/n \approx 10^{-4}$  при  $L = 10^{-4}$  см. На самом деле эти числа являются нижними оценками, поскольку энергичные электроны, освобожденные при фотоэффекте гамма-квантами, способны сами продолжить процесс ионизации атомов.

Кроме того, следует учесть, что как сами гамма-фотоны накачки, так и освобожденные при фотоэффекте быстрые электроны вызывают значительное повреждение кристаллической решетки.

Оценка  $w$ , варьирующаяся от десятков до тысяч джоулей на кубический сантиметр, равно как и оценки процента ионизации атомов решетки и других повреждающих факторов достаточно значительны чтобы быть принятыми во внимание при решении вопроса о применимости накачки подобного рода во всех экспериментах, требующих поддержания деликатных мессбауэровских условий, поскольку отвечающий указанной плотности рассеяния энергии нагрев кристалла может составить от единиц до тысяч градусов Кельвина (если принять объемную теплоемкость равной  $\sim 1$  Дж·см $^{-3}$ ·К $^{-1}$ ), не говоря уже о возможных нарушениях однородности кристалла и температуры из-за хаотичности всех упомянутых негативных воздействий и т.п.

В варианте УСИ на свободных ядрах, в сущности, не происходит нагрева усиливающей среды под действием накачки в силу практической прозрачности среды. Негативное влияние излучения накачки состоит в устранении («выбивании») атомов из монокинетизированной группы атомов охлажденного пучка при взаимодействии фотонов накачки с атомными электронами. Наибольший вклад в этот процесс вносит, по-видимому, фотоэффект. Рождающиеся при этом ионы и электроны могут быть выведены из атомного пучка слабым поперечным электрическим полем. Таким образом, следует оценить соотношение между числом возбуждаемых накачкой ядер и числом выбитых ею атомов. Для концентрации этих последних справедлива оценка

$$n_{\text{out}} \approx n_1 \chi_{j_X} \frac{\Delta \omega_X}{2\pi} \Delta t_X. \quad (27)$$

Тогда отношение  $n_{\text{out}}$  к концентрации возбужденных ядер  $n_2$  (16) имеет вид

$$\frac{n_{\text{out}}}{n_2} \approx \frac{n_2}{n} \xi \varepsilon \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} (1 + \alpha). \quad (28)$$

Видно, что  $n_{\text{out}}/n_2 \ll 1$  при любых разумных соотношениях параметров в силу выполнения условий  $n_2/n \simeq n_2/n_1 \ll 1$  и  $\varepsilon \ll 1$ , что свидетельствует об относительно малых потерях атомов под действием слабого отрицательного влияния излучения накачки на усиливающую среду из свободных ядер в схеме УСИ.

## 7. Замечания об антистоксовой схеме гамма-лазерного эксперимента на изомерных ядрах

Источником энергии гамма-излучения в любых «двухуровневых» схемах как с УБИ, так и с УСИ служит только накачка с предельно низкой эффективностью, практически стремящейся к нулю. Поэтому весьма заманчивой представляется возможность использования в гамма-лазерных экспериментах внутриядерной энергии, запасенной в долгоживущих изомерах (см. [5–12] и другие работы). Однако подобная попытка наталкивается на некоторое внутреннее противоречие.

Если речь идет об изомерных ядрах, значительное время жизни которых обусловлено большим различием угловых моментов метастабильного ( $J_m$ ) и основного ( $J_g$ ) состояний (спин-изомеры), то указанное противоречие состоит в том, что в антистоксовом процессе не удастся совместить это различие с требованием малого различия между угловыми моментами  $J_m$  и  $J_l$  уровней триггерного перехода и угловыми моментами  $J_l$  и  $J_g$  уровней лазерного перехода, поскольку оба эти перехода должны быть быстрыми.

Возможно, разрешением этого противоречия могло бы послужить использование ядер с полностью запрещенным изомерным переходом между уровнями с  $J_m = 0$  и  $J_g = 0$  и быстрыми триггерным и лазерным переходами, например через триггерный уровень с  $J_l = 1$ , когда соответствующие разности угловых моментов не превышают единицы. Однако пока не удается предложить какой-либо подходящий изомер такого типа, хотя, вообще, ядра с  $J_m = 0$  и  $J_g = 0$  известны ( $^{16}_8\text{O}$ ,  $^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  $^{72}_{32}\text{Ge}$ ,  $^{90}_{40}\text{Zr}$  и др.).

В метастабильных ядрах, обладающих изомерией формы, разность угловых моментов состояний играет второстепенную роль, поскольку этот тип изомерии обусловлен тем, что метастабильное и основное состояния принадлежат к двум различным потенциальным ямам, разделенным барьером и отвечающим двум различным формам ядра (например, семейство актинидов). В данном случае для разрядки метастабильного состояния с испусканием гамма-фотона необходимо преодоление этого внутреннего барьера, или туннелирование, возможность осуществления которого посредством внешнего триггерного воздействия не очевидна. К тому же конкурирующим процессом может оказаться спонтанное деление ядра, если общий внешний потенциальный барьер деформированного метастабильного ядра уступает барьеру между ямами. Хотя существуют теоретиче-

ские предсказания того, что в ядрах с изотопическим числом  $A < 200$  общий внешний барьер превышает внутренний барьер между ямами (что, как сказано, является условием разрядки метастабильного состояния через испускание гамма-фотона), сегодня, насколько известно, отсутствуют экспериментальные подтверждения этих предсказаний. Попутно следует заметить, что несомненно представляет интерес пока не исследованная возможность осуществления триггерного процесса в изомерах формы иными действующими факторами (помимо гамма-квантов), например нейтронами.

В итоге возможность непосредственного использования явления ядерной изомерии (в том числе и так называемых К-изомеров, при исследовании которых следовало бы, по-видимому, расширить круг ядер-кандидатов, не ограничиваясь наиболее популярным сейчас гафнием  $^{178}_{72}\text{Hf}$ ) в гамма-лазерных экспериментах не представляется сегодня очевидной и требует значительного дополнительного анализа. Таким образом, пока лишь «двухуровневая» схема гамма-лазерного эксперимента является достаточно актуальной, несмотря на ее исключительно низкую энергетическую эффективность.

## 8. Заключение

Проведенный анализ общих особенностей ядерного гамма-лазерного эксперимента позволяет заключить, что оба рассматриваемых варианта, построенных на использовании усиливающих сред с различным агрегатным состоянием (конденсированная кристаллическая среда или свободные атомы), требуют сегодня на пути к их осуществлению преодоления значительных трудностей. Общими узкими местами для обеих версий являются:

- необходимость достижения достаточно большого числа возбужденных ядер, приходящихся на единичное поперечное сечение протяженной усиливающей среды (более  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ );
- необходимость в источнике рентгеновского излучения накачки исключительно высокой яркости;
- ограниченность области параметров, где можно ожидать успешного результата эксперимента (в частности, энергия гамма-фотонов не может превышать десятков килоэлектронвольт из-за резкого роста интенсивности накачки с энергией фотонов).

Кроме того, возможность использования в эксперименте долгоживущих изомеров как действующих ядер в процессе усиления не представляется сегодня очевидной и требует дальнейшего изучения.

Каждая из версий встречается со своими специфическими трудностями. К наиболее существенным из них можно отнести следующие:

- в эксперименте с конденсированной кристаллической средой последняя испытывает исключительно высокую разрушающую нагрузку со стороны излучения накачки, которая может поставить под сомнение возможность поддержания необходимых экспериментальных условий (например, испускание бесфонной линии Мессбауэра);
- в эксперименте со средой, состоящей из свободных атомов, необходимо образование и поддержание нитевидного, глубоко охлажденного атомного ансамбля значительной протяженности, достигающей десятков метров.

Работа выполнена при частичной поддержке US CRDF – RF Ministry of Education Award VZ-010-0.

1. Baldwin G.C., Solem J.C. *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 1085 (1997).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
3. Kocharovskaya O. *Hyperfine Interactions*, **107**, 187 (1997).
4. *Бета- и гамма-спектроскопия*. Под ред. К.Зигбана (М.: ГИФМЛ, 1959).
5. Бакланов Е.Б., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 286 (1975).
6. Бакланов Е.Б., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **3**, 634 (1976).
7. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **4**, 676 (1977).
8. Arad V., Eliezer S., Paiss Y. *Phys. Lett. A*, **74**, 395 (1979).
9. Ишханов Б.С., Пискарев И.М. *Ядерная физика*, **32**, 593 (1980).
10. Becker W., Schlicher R.R., Scully M.O. *Phys. Lett. A*, **106**, 441 (1984).
11. Элиэзер Ш., Мартинец-Валь Х.М., Пайсе Й., Веларде Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1140 (1995).
12. Eliezer S., et al. *Laser Phys.*, **5**, 323 (1995).