АКТИВНЫЕ СРЕДЫ

PACS 42.55.Vc; 32.10.Bi; 76.80. + y

Мессбауэровская среда со скрытой инверсией населенностей ядер и отрицательным поглощением гамма-квантов

Л.А.Ривлин

Рассмотрены физические основы возможного эксперимента для наблюдения стимулированного гамма-испускания долгоживущими мессбауэровскими изомерами при установлении в них посредством селективной частотной модуляции гамма-резонансов скрытой инверсии населенностей без превышения числа возбужденных ядер над невозбужденными и сторонней накачки. Представлены примеры ядер-претендентов и численные оценки параметров.

Ключевые слова: *квантовая нуклеоника, кинетика накопления изомерных ядер в мессбауэровском кристалле, скрытая инверсия при селективной частотной модуляции, вибрация атомов кристалла в переменном магнитном поле, монокристаллический гамма-резонатор, пороговые условия процесса стимулированного испускания.*

1. Введение

Различные варианты создания ядерного гамма-лазера мессбауэровского типа неоднократно обсуждались еще в первоначальных исследованиях полувековой давности. Все варианты осуществления стимулированного гамма-испускания основаны на использовании бесфононных ядерных гамма-переходов с линией естественной радиационной ширины в сочетании с различными способами накачки для инвертирования населенностей состояний изомерных ядер. Однако, несмотря на большую изощренность некоторых предлагаемых подходов, ни в одном из них не усматривалась возможность образования среды с достаточной для этой цели инверсией населенностей ядер (см., напр., [1, 2]).

Между тем, концентрация возбужденных ядер в стандартном мессбауэровском источнике может достигать отнюдь не малых значений даже без какой-либо сторонней накачки. Поэтому уместен вопрос о возможности наблюдения стимулированного гамма-испускания при установлении в мессбауэровской среде так называемой скрытой инверсии (рассмотренной ранее применительно к гамма-лазеру на свободных ядрах [3, 4]), т. е. при устранении резонансного поглощения гамма-квантов ядрами в основном состоянии, число которых может даже превышать число возбужденных ядер. Анализ возникающих при этом препятствий и перспективности такого подхода является мотивацией настоящей работы.

2. Кинетика накопления изомерных ядер в мессбауэровском гамма-источнике

В стандартной схеме мессбауэровского эксперимента материнские изотопы с начальной концентрацией n_0, распадаясь по разным каналам с характерным временем τ_0, порождают мессбауэровские изомеры в возбужденном состоянии, которые, в свою очередь, спонтанно испускают гамма-квант за характерное время τ и образуют ядра в основном состоянии (здесь и далее $\tau = T_{1/2}(\ln 2)^{-1}$).

Кинетика этого процесса, следующая из интегрирования скоростных уравнений с нулевыми начальными условиями, такова: относительные концентрации мессбауэровских изомеров в возбужденном и основном состояниях изменяются во времени как

$$\frac{n_e}{n_0} \equiv \alpha_e = \frac{a}{1-a}\left[\exp(-\theta) - \exp\left(-\frac{\theta}{a}\right)\right]$$

$$\approx a\left[\exp(-\theta) - \exp\left(-\frac{\theta}{a}\right)\right], \quad (1)$$

$$\frac{n_g}{n_0} \equiv \alpha_g = 1 - (1-a)^{-1}\left[\exp(-\theta) - a\exp\left(-\frac{\theta}{a}\right)\right]$$

$$\approx 1 - \exp(-\theta) + a\exp\left(-\frac{\theta}{a}\right), \quad (2)$$

где $\theta \equiv t/\tau_0$ – нормированное время. Приближенные равенства относятся к случаю $a \equiv \tau/\tau_0 \ll 1$, обусловленному, с одной стороны, максимальным временем жизни мессбауэровского изомера, совместимым с возможностью наблюдения бесфононной линии естественной ширины, а с другой – технологическими ограничениями снизу времени эксперимента.

Концентрация a ядер в верхнем изомерном состоянии, достигающая максимума

$$\alpha_e^{\max} = a^{1/(1-a)} \approx a \quad (3)$$

при

$$\theta = \theta(\alpha_e^{\max}) = \frac{a}{1-a}\ln a^{-1} \approx a\ln a^{-1}, \quad (4)$$

способна поддерживаться на уровне $\alpha_e \geqslant \alpha_e^{\max}/2 \approx a/2$ во временном интервале

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@gmail.com

Поступила в редакцию 16 апреля 2010 г., после доработки – 11 апреля 2011 г.

$$a/2 \leqslant \theta \leqslant \ln 2 = 0.7. \quad (5)$$

Концентрация ядер в основном состоянии достигает

$$\alpha_{\rm g}(\theta(\alpha_{\rm e}^{\max})) = 1 - (1+a)a^{a/(1-a)} \approx a \ln a^{-1} > \alpha_{\rm e}^{\max} \quad (6)$$

к моменту $\theta = \theta(\alpha_{\rm e}^{\max})$.

3. Скрытая инверсия населенностей состояний при селективной частотной модуляции излучателей

Устранение резонансного поглощения ядрами в основном состоянии может быть достигнуто по меньшей мере двумя способами: установлением скрытой инверсии населенностей, в частности при селективной частотной модуляции излучателей [5], и созданием безынверсного усиления при целенаправленном создании квантовой когерентности состояний [6, 7]. (Третий известный способ образования скрытой инверсии, возникающей из-за отдачи свободных ядер при радиационных переходах [3, 4], неприменим по самому смыслу бесфононного гамма-перехода ядер в кристалле.) Ниже анализируются перспективы первого способа [5].

Если частота осциллятора с собственной частотой ω_0 промодулирована по гармоническому закону

$$\omega = \omega_0[1 + \xi\cos(\Omega t)] \quad (7)$$

с частотой $\Omega \ll \omega_0$ и глубиной модуляции ξ, то в его спектре возникает дублетный ряд резонансов с частотами

$$\omega_m = \omega_0 \pm m\Omega \quad (m = 0, 1, 2\ldots) \quad (8)$$

и амплитудами, пропорциональными квадратам функций Бесселя первого рода $J_m^2(\eta)$ m-го порядка. Аргумент бесселевой функции (индекс модуляции)

$$\eta = \xi\omega_0/\Omega \quad (9)$$

может быть не мал из-за большого отношения $\omega_0/\Omega \gg 1$ даже при очень малой глубине модуляции $\xi \ll 1$ и ограничении снизу $\Omega > 2\pi/\tau$, необходимом для достаточного разрешения членов ряда (8).

Важно иметь в виду, что спектр резонансов вида (8) возникает в случае простого исходного спектра, состоящего из единственной линии с частотой ω_0, т. е. при допущении об отсутствии ее расщепления любой природы. В частности, зеемановское расщепление в поле земного магнетизма должно быть устранено наложением компенсирующего поля устройства типа колец Гельмгольца. При наличии расщепления задача может существенно усложниться, не утратив принципиальной разрешимости. Справедливость допущения об отсутствии расщепления следует рассматривать применительно к конкретному изомеру.

Существование нулей бесселевых функций обусловливает возникновение важного обстоятельства: если аргумент η равен r-му корню бесселевой функции m-го порядка ($\eta = \eta_{mr}$), то при частоте модуляции $\Omega_r = \xi\omega_0/\eta_{mr}$ дублет с частотой

$$\omega_m = \omega_0(1 \pm m\xi/\eta_{mr}) \quad (10)$$

вовсе выпадет из спектра. Поэтому, если в спектре резонансов поглощения полностью отсутствует такой m-й член ряда с аргументом $\eta_{\rm g} = \eta_{mr}$ и частотой ω_m (10), а в спектре испускания, напротив, присутствует такой же член с аргументом $\eta_{\rm e}$, для которого не выполнено условие вида $\eta_{\rm e} = \eta_{mr}$, для излучения с частотой ω_m установится скрытая инверсия без действительного превышения числа возбужденных осцилляторов над невозбужденными. Необходимое для этого различие в индексах модуляции ($\eta_{\rm e} \neq \eta_{\rm g}$) реализуется при неравенстве глубин модуляции ($\xi_{\rm e} \neq \xi_{\rm g}$) из-за различия в свойствах возбужденных и невозбужденных осцилляторов.

Вот несколько характерных типов модуляционного устранения резонансов поглощения осцилляторов.

1. Наиболее привлекательный (но едва ли осуществимый) случай $\xi_{\rm e} = 0$, когда отсутствует модуляция возбужденных осцилляторов, а индекс модуляции поглощающих осцилляторов равен, например, первому корню $\eta_{\rm g} = \eta_{01} \approx 2.4$ и $\xi_{\rm g} = 2.4(\Omega/\omega_0)$. В этом случае поглощение на основной частоте ω_0 полностью подавлено и скрытая инверсия возникает на основной частоте ω_0 с относительной амплитудой резонанса $J_0^2 = 1$ и при полном отсутствии в спектре испускания более высоких резонансов.

2. Случай, обратный предыдущему, когда при $\xi_{\rm g} = 0$ и в отсутствие модуляции поглощающих осцилляторов достаточно модулировать частоту испускающих осцилляторов с индексом модуляции $\eta_{\rm e} > 0$, чтобы для резонансов с $m > 0$ установилась скрытая инверсия.

3. Менее привлекательный (но, возможно, наиболее реалистичный) случай одновременной модуляции как поглощающих, так и испускающих осцилляторов с разными индексами модуляции. Например, полное подавление поглощения на основной частоте ω_0 при глубокой модуляции поглощающих осцилляторов с $\eta_{\rm g} = \eta_{01} \approx 2.4$ и одновременная более слабая модуляция с $\eta_{\rm e} < \eta_{01} \approx 2.4$ испускающих осцилляторов делают возможной скрытую инверсию на основной частоте ω_0, или при $\eta_{\rm e} \approx 1.84$ и $\eta_{\rm g} \ll 1.84$ создается скрытая инверсия резонансов с $m = \pm 1$.

Поскольку испускающие и поглощающие осцилляторы подвергаются стороннему модуляционному воздействию одной и той же природы, то, как уже отмечено выше, требуемое различие в значениях аргументов η может быть достигнуто лишь в том случае, если глубины модуляции ξ в возбужденном и основном состояниях различны из-за различия в свойствах осцилляторов в этих состояниях, т. е. если у осцилляторов в возбужденном и основном состояниях один и тот же модуляционный параметр, подвергаемый одинаковому стороннему модуляционному воздействию, различен. Примером такого модуляционного параметра применительно к ядрам может служить магнитный момент μ, обычно различный в разных состояниях ядра ($\mu_{\rm g} \neq \mu_{\rm e}$). При этом для установления скрытой инверсии следует выбирать значения индекса $\eta_{\rm g}$ модуляции ядер в интервалах, где модуль производной $|{\rm d}J_m/{\rm d}\eta_{\rm g}| > 0$ при $\xi_{\rm e}/\xi_{\rm g} = \mu_{\rm e}/\mu_{\rm g} > 1$ и $|{\rm d}J_m/{\rm d}\eta_{\rm g}| < 0$ при $\xi_{\rm e}/\xi_{\rm g} = \mu_{\rm e}/\mu_{\rm g} < 1$.

4. Селективная доплеровская частотная модуляция

Частотная модуляция может быть построена на различной физической основе. Одним из примеров может служить доплеровская частотная модуляция

$$\omega = \omega_0[1 + (v/c)\cos\phi\cos(\Omega t)], \tag{11}$$

возникающая при колебательном движении осцилляторов с частотой Ω и амплитудой модуля скорости v и создающая модуляцию с глубиной

$$\xi = (v/c)\cos\phi \tag{12}$$

(здесь ϕ – угол между вектором скорости v и волновым вектором волны, c – скорость света).

Следует подчеркнуть, что доплеровская модуляция частоты осциллятора есть чисто кинематическое явление, не затрагивающее внутренние степени свободы осциллятора (в данном случае – ядра). В сущности, Мессбауэру методически удалось сделать свое открытие именно по этой причине, использовав доплеровскую модуляцию резонансов ядер в кристалле, движущемся как единое целое, для измерения ширины гамма-линии с надежным разрешением резонансов как испускания, так и поглощения. Доплеровская модуляция резонансов ядер при собственных колебаниях атомов внутри кристалла наблюдалась путем возбуждения в нем акустических волн более полувека назад [8].

Если осциллятором является атом в решетке кристалла, то амплитуда его колебаний должна быть заметно меньше межатомного расстояния d в решетке, что задает ограничение на отношение скорости к частоте модуляции: $v/\Omega \ll d \approx 0.1$ нм. Поэтому при доплеровской модуляции допустимое значение индекса модуляции также ограничено:

$$\eta = \xi(\omega_0/\Omega) = (v/c)(\omega_0/\Omega)\cos\phi \ll 2\pi(d/\lambda)\cos\phi \tag{13}$$

($\lambda = 2\pi c/\omega_0$), т. е., хотя при этом для гамма-квантов с энергией порядка десятков килоэлектронвольт η не может превышать нескольких единиц, это значение оказывается достаточным для селективной частотной модуляции, рассмотренной в разд.3.

Необходимое значение индекса модуляции η определяется двумя параметрами – амплитудой и направлением вектора скорости v; при этом волновой вектор гамма-волны лежит на поверхности конуса вокруг вектора v с углом ϕ при вершине. Это позволяет при требуемом $\eta =$ const вариацией значений v и ϕ задать оптимальную с точки зрения свойств кристаллической решетки величину $\phi = \phi_c$.

Здесь необходимо сделать важную оговорку. Принятая концепция доплеровской модуляции построена на допущении о сохранении в реальном кристалле селективного характера возбуждения колебаний атомов с разными значениями модуляционного параметра. Однако каждый из таких атомов, колеблющихся под действием сторонней силы, одновременно служит в кристалле источником фононов с частотой Ω, что повышает их содержание в фононном спектре по сравнению с существующим температурным фоном. Поэтому возникает опасность того, что наличие этих избыточных фононов может привести к нивелированию селективного воздействия сторонней модулирующей силы на атомы с различными значениями модуляционного параметра. Оценка степени этой опасности, зависящей от скорости релаксации избыточных фононов и других факторов, требует отдельного анализа, выходящего за рамки настоящего обсуждения, причем окончательный вывод может быть сделан, по-видимому, только по результатам эксперимента. С учетом этой оговорки дальнейшее рассмотрение здесь ведется в предположении справедливости допущения о сохранении селективного характера колебаний атомов.

5. Доплеровская модуляция в переменном магнитном поле

Осуществлять селективное модуляционное воздействие на ядра можно, в частности, переменным магнитным полем при неравенстве магнитных моментов ядер в основном и возбужденном состояниях ($\mu_g \neq \mu_e$). В переменном магнитном поле с частотой Ω_B, модулем параллельного оси z вектора индукции $B(z,t) = B_0(z)\cos\Omega_B t$ и градиентом $\mathrm{d}B_0/\mathrm{d}z \neq 0$ на ядро действует сила $F = \mathrm{grad}(\mu B) = \mu(\mathrm{d}B_0/\mathrm{d}z)\cos\Omega_B t$, где $\mu = \mu_0\mu_{g,e}$ и $\mu_0 = 5\times 10^{-24}$ эрг/Гс – ядерный магнетон.

При размещении ядер в точке магнитного поля, где $B = 0$ и градиент $\mathrm{d}B_0/\mathrm{d}z$ максимален, нулевое значение B способствует предотвращению нежелательного дополнительного зеемановского расщепления спектра гамма-резонансов (такой точкой является, например, центр структуры типа колец Гельмгольца с переменными токами противоположных знаков в катушках).

Если в соответствии с принятым выше допущением оставить в стороне строгое фононное описание динамики атомов в кристалле и рассматривать движение отдельного модулируемого извне атома как вынужденные колебания изолированного классического линейного вибратора, то максимальные стационарные амплитуды и скорости его колебаний

$$A \approx \frac{\mu B_{\max}\tau_a}{2Mc}\frac{\lambda_B}{\Lambda} \quad \text{и} \quad v = A\Omega_B \tag{14}$$

устанавливаются в резонансе при малой относительной отстройке трех частот, т. е. практически при совпадении частоты переменного магнитного поля $\Omega_B = 2\pi c/\lambda_B$, собственной частоты Ω_a вибратора с достаточно высокой добротностью ($(\Omega_a\tau_a)^2 \gg 1$) и необходимой частоты модуляции Ω (7) ($\Omega_B = \Omega_a = \Omega$) (здесь M – масса атома, τ_a – время релаксации вибратора, Λ – пространственный период магнитного поля, который в низкочастотном диапазоне может существенно уступать λ_B, т. е. $\Lambda \ll \lambda_B$).

В силу практического равенства масс, собственных вибрационных частот и добротностей атомных вибраторов, содержащих ядра в основном и возбужденном состояниях, формулы (14) справедливы для атомов того и другого вида. Поэтому отношения их вибрационных амплитуд и скоростей оказываются практически равными отношению соответствующих магнитных моментов ядер:

$$\frac{v_g}{v_e} = \frac{A_g}{A_e} = \frac{\mu_g}{\mu_e}. \tag{15}$$

Величина амплитуды переменной магнитной индукции $B_{\max}$ (в гауссах), необходимая для достижения требуемого значения индекса модуляции $\eta = \eta_{g,e}$, вычисляется для любого из состояний ядра:

$$B_{\max} \approx \frac{2Mc^2(\Lambda/\lambda_B)}{\mu_0\mu_{g,e}\tau_a\omega_0\cos\phi}\,\eta_{g,e} \approx 5\times 10^5\,\frac{M_0(\Lambda/\lambda_B)}{(\hbar\omega_0)\mu_{g,e}\tau_a\cos\phi}\,\eta_{g,e}, \tag{16}$$

где M_0 – массовое число атома; $\mu_{\mathrm{g,e}}$ – магнитный момент ядра, нормированный на ядерный магнетон (в численной формуле $\hbar\omega_0$ берется в килоэлектронвольтах, τ_{a} – в секундах). Значение $B_{\max}$ может быть существенно уменьшено при $\Lambda/\lambda_B \ll 1$.

6. Действующее значение сечения стимулированного испускания при частотной модуляции

В условиях скрытой инверсии сечения стимулированного испускания

$$\sigma_{\mathrm{st}} = \frac{\lambda^2}{2\pi}\,\beta f_{\mathrm{DW}} J_m^2(\eta_{\mathrm{e}}) \tag{17}$$

и резонансного поглощения

$$\sigma_{\mathrm{res}} = \frac{\lambda^2}{2\pi}\,\beta f_{\mathrm{DW}} J_m^2(\eta_{\mathrm{g}}) \tag{18}$$

пропорциональны квадрату соответствующих бесселевых функций $J_m^2(\eta_{\mathrm{e}})$ и $J_m^2(\eta_{\mathrm{g}})$. Здесь $f_{\mathrm{DW}} < 1$ – фактор Дебая – Валлера; β – отношение естественной радиационной ширины линии к ее значению с учетом однородного и неоднородного уширений (для мессбауэровского перехода $\beta \to (1+\alpha)^{-1}$, где α – коэффициент внутренней электронной конверсии) [2].

7. Пороговые условия

Пороговое условие $w_{\mathrm{st}} - w_{\mathrm{res}} \geqslant w_{\mathrm{q}}$ возникновения стимулированного гамма-испускания состоит в превышении вероятности стимулированного испускания фотонов $w_{\mathrm{st}} = c\sigma_{\mathrm{st}} n_{\mathrm{e}}$ над суммой вероятностей их резонансного поглощения $w_{\mathrm{res}} = c\sigma_{\mathrm{res}} n_{\mathrm{g}}(2I_{\mathrm{e}}+1)(2I_{\mathrm{g}}+1)^{-1}$ и нерезонасных потерь w_{q}:

$$\alpha_{\mathrm{e}} J_m^2(\eta_{\mathrm{e}}) - \alpha_{\mathrm{g}} J_m^2(\eta_{\mathrm{g}})\frac{2I_{\mathrm{e}}+1}{2I_{\mathrm{g}}+1} \geqslant 2\pi w_{\mathrm{q}}[c\lambda^2\beta f_{\mathrm{DW}}]^{-1}, \tag{19}$$

где I_{e} и I_{g} – спины ядер в возбужденном и основном состояниях. Величина w_{q} складывается из потерь фотонов в объеме кристалла и на его поверхности.

При удачном сочетании параметров гамма-резонатором может служить сам мессбауэровский кристалл. Условием резонанса в монокристаллическом резонаторе [9], состоящем из единого кристалла, является пересечение сферы распространения Эвальда в пространстве обратной решетки не менее чем с двумя узлами, не считая узла в начале координат, за исключением предельного случая пересечения с единственным узлом, если последний и начало координат лежат на концах диаметра сферы. Простой смысл этого условия состоит в том, что многократные брэгговские отражения фотонов, принадлежащих резонансной моде, препятствуют их уходу из всего объема V кристалла через его поверхность с площадью S. Эта возможность остается лишь у фотонов из прилегающего к поверхности тонкого слоя с эффективной толщиной kd, в котором на k атомных плоскостях происходит практически полное брэгговское отражение. При этом утечка фотонов из единицы объема кристалла происходит со скоростью $s_S = c(N/V)kd(S/V)^2$, пропорциональной числу фотонов в единице объема N/V.

Скорость потерь фотонов в единице объема кристалла $s_V = c(N/V)\sigma_0 bn$, где $n \approx 3\times10^{22}$ см$^{-3}$ – полная концентрация атомов всех типов; σ_0 – усредненное действующее значение сечения потерь фотонов; b – коэффициент ослабления потерь из-за эффекта Бормана. Пропорциональная сумме скоростей $s_S + s_V$ полная вероятность потерь

$$w_{\mathrm{q}} = (s_S + s_V)(N/V)^{-1} = c\sigma_0 bn\big[1 + (kd/\sigma_0 bn)(S/V)^2\big], \tag{20}$$

и пороговое условие (19)

$$\alpha_{\mathrm{e}}^{\mathrm{thr}} = \alpha_{\mathrm{g}}\left[\frac{J_m(\eta_{\mathrm{g}})}{J_m(\eta_{\mathrm{e}})}\right]^2\frac{2I_{\mathrm{e}}+1}{2I_{\mathrm{g}}+1} + \frac{2\pi\sigma_0 b(n/n_0)}{\lambda^2\beta f_{\mathrm{DW}} J_m^2(\eta_{\mathrm{e}})} \times\left[1 + \frac{kd}{\sigma_0 bn}\left(\frac{S}{V}\right)^2\right] \approx \alpha_{\mathrm{g}}\left[\frac{J_m(\eta_{\mathrm{g}})}{J_m(\eta_{\mathrm{e}})}\right]^2\frac{2I_{\mathrm{e}}+1}{2I_{\mathrm{g}}+1} + \frac{2\pi\sigma_0 b(n/n_0)}{\lambda^2\beta f_{\mathrm{DW}} J_m^2(\eta_{\mathrm{e}})}, \tag{21}$$

где приближенное равенство относится к кристаллу макроскопических размеров ($V/S \gg 10^{-3}$ см) с преобладанием объемных потерь фотонов.

В условиях действия эффекта Бормана [10], когда узлы электрической компоненты стоячей волны рабочей моды резонатора совпадают с узлами решетки, можно надеяться на заметное снижение нерезонансных потерь без падения эффективности взаимодействия поля гамма-волны с ядерными переходами, мультипольность которых выше электродипольной [11 – 13]. По оценке [13] эффект Бормана может снизить потери приблизительно на два порядка, что учтено выше коэффициентом b. При этом модуляционный угол $\phi = \phi_c$ должен равняться брэгговскому углу скольжения наиболее добротной «бормановской» моды резонатора.

Представление о порядках величин и их желательных соотношениях дают оценки, следующие из порогового условия (21). Если принять сечение σ_0 потерь фотонов с энергиями порядка 100 кэВ равным $\sim10^{-20}$ см^2 [14], то даже при оптимистически выбранных значениях остальных множителей ($\beta\sim1$, $f_{\mathrm{DW}}\sim1$, $n_0/n\sim1$) правая часть (21) составляет ~0.1, а с учетом возможного эффекта Бормана $\sim10^{-3}$. Если $J^2(\eta_{\mathrm{g}}) \ll J^2(\eta_{\mathrm{e}}) \approx 1$, то $\alpha_{\mathrm{e}}^{\mathrm{thr}} \approx a = \tau/\tau_0 > 10^{-3}$. При менее оптимистическом взгляде последнее неравенство должно быть увеличено: $a = \tau/\tau_0 \gg 10^{-4} - 10^{-3}$. Эти оценочные значения при всей их неточности указывают направление поиска ядра для возможного эксперимента.

8. Поиск изотопа-претендента

Если принять, что на проведение измерений требуется по крайней мере около 10 мин, то неравенство $a = \tau/\tau_0 > 10^{-3}$ приводит к необходимости использовать для мессбауэровского эксперимента ядра с временем жизни $\tau \sim 10$ с.

При первом же взгляде на таблицу мессбауэровских ядер [15] становится очевидным, что из 135 нуклидов, включенных в нее в 1991 г., лишь единственный из них – изотоп серебра $^{107m}_{47}$Ag ($\tau = 63.3$ с) – мог бы претендовать на роль рабочего ядра; второй возможный претендент, появившийся после 1991 г., это $^{109m}_{47}$Ag ($\tau = 57$ с). Именно наблюдение в цикле уникальных экспериментов исследователей из ИТЭФ ([16, 17] и др.) гамма-испускания с бесфононной мессбауэровской линией естественной ширины этими долгоживущими изомерами является основанием и побудительной причиной настоящего анализа. К сожалению, оба изотопа не оказываются оптимальными для решения рассматриваемой задачи, в частности из-за большого коэффициента внутренней электронной конверсии (~ 20).

Хотя, насколько известно, успешные мессбауэровские эксперименты проведены лишь для двух упомянутых изотопов серебра, они не являются единственными возможными претендентами. В короткий список последних могут быть включены, например, ${}^{79m}_{36}\mathrm{Kr}$, ${}^{107m}_{46}\mathrm{Pd}$, ${}^{125m}_{54}\mathrm{Xe}$ и ${}^{135m}_{58}\mathrm{Ce}$. Несмотря на скудость и неполноту доступных экспериментальных данных, полезно в чисто иллюстративных целях проделать расчет для изомера ${}^{79m}_{36}\mathrm{Kr}$, выглядящего наиболее привлекательным. Результаты расчета приведены ниже, некоторые отсутствующие надежные данные замещены отмеченными знаком (?) интерполяционными значениями из [14, 15, 18] или постулируемыми правдоподобными величинами.

Мессбауэровский изомер	${}^{79m}_{36}\mathrm{Kr}$
Материнский изотоп	${}^{79}_{37}\mathrm{Rb}$
Вид и время распада τ_0 (мин) (электронный захват)	32.8
Энергия перехода $\hbar\omega_0$ (кэВ)	129.8
Время перехода τ (с)	71.5
Спины состояний (I_g, I_e), мультипольность перехода	$1/2^-$; $7/2^+$; E3
Магнитные моменты основного (μ_g) и возбужденного (μ_g) состояний	0.1, 4.0 (?)
Коэффициент внутренней электронной конверсии α	2 (?)
Отношение времен жизни $a = \tau/\tau_0$	3.65×10^{-3}
Индекс модуляции возбужденных ядер η_e	1.84
Индекс модуляции ядер в основном состоянии $\eta_g = \eta_e(\mu_g/\mu_e)$	4.6×10^{-2}
Амплитуда резонанса испускания $J_1(\eta_e)$	0.582
Амплитуда резонанса поглощения $J_1(\eta_g)$	0.023
Квадрат отношения амплитуд резонансов $[J_1(\eta_e/J_1(\eta_g)]^2$	640
Максимальная концентрация возбужденных ядер $\alpha_e^{\max} \approx a$	3.65×10^{-3}
Время достижения максимума концентрации $\theta = \theta(\alpha_e^{\max})$	0.0205
Концентрация ядер в основном состоянии $\alpha_g(\theta(\alpha_e^{\max}))$	0.0205
Усредненное сечение нерезонансных потерь σ_0 (см^2)	10^{-20} (?)
Коэффициент «бормановского» ослабления потерь b	0.25×10^{-2} (?)
Отношение ширин линии испускания $\beta = (1+\alpha)^{-1}$	0.33
Относительное содержание материнского изотопа n_0/n	1
Фактор Дебая – Валлера	0.5 (?)
$\alpha_g[J_m(\eta_g)/J_m(\eta_e)]^2(2I_e+1)(2I_g+1)^{-1}$	0.127×10^{-3}
$2\pi\sigma_0 b(n/n_0)[\lambda^2\beta f_{\mathrm{DW}} J_m^2]^{-1}$	3.05×10^{-3}
Пороговая концентрация возбужденных ядер α_e^{thr}	3.18×10^{-3}
Частота модуляции $\Omega/2\pi$ (с$^{-1}$)	0.1
Отношение пространственного периода к длине волны магнитного поля Λ/λ_B	10^{-10}
Амплитуда переменной магнитной индукции $B_{\max}$ (Гс)	$1.4 \times 10^{-5}/(\tau_a \cos\phi)$
Отношение $\alpha_e^{\max}/\alpha_e^{\mathrm{thr}}$	1.13

Таким образом, при принятых допущениях выполняются пороговые условия и устанавливается ядерное отрицательное поглощение гамма-квантов в мессбауэровской среде со скрытой инверсией населенностей.

9. Заключение

Рассмотренная концепция мессбауэровского источника со скрытой инверсией населенностей представляется пригодной для наблюдения стимулированного гамма-испускания ядер как важного шага на пути к созданию ядерного гамма-лазера. Она обладает важным стратегическим преимуществом, поскольку не нуждается в тяжелом арсенале экспериментальных средств типа генераторов рентгеновского излучения на релятивистских электронах, реакторных источников нейтронов и т. п., что делает ее привлекательной для попытки осуществления принципиального демонстрационного эксперимента. Однако для реализации этой концепции необходима постановка сложного мессбауэровского эксперимента с очень долгоживущими изомерами (что, насколько известно, удалось осуществить лишь в уникальных экспериментах [16, 17 и др.]) и селективной частотной модуляцией ядерных резонансов.

Несмотря на обнадеживающие результаты иллюстративного расчета, их обсуждение с учетом приведенных выше данных свидетельствует о чрезвычайной критичности условий выполнения порогового неравенства $\alpha_e^{\max}/\alpha_e^{\mathrm{thr}} > 1$ не только к собственно ядерным параметрам (которые после выбора действующего изомера фактически уже являются фиксированными), но и к другим характеристикам эксперимента. В самом деле, даже незначительные ухудшения значений параметров относительно их благоприятных значений, принятых в расчете достаточно произвольно ($b = 0.25 \times 10^{-2}$, $f_{\mathrm{DW}} = 0.5$, $n_0/n = 1$), немедленно приводят к нарушению порогового условия. Поэтому полученный результат ($\alpha_e^{\max}/\alpha_e^{\mathrm{thr}} > 1$) следует рассматривать как указание на возможность реализации исследуемой концепции при условии исключительно тонкой настройки «неядерных» факторов эксперимента.

В то же время из иллюстративного расчета следуют важные выводы о совершенно незначительном вкладе в пороговое условие резонансного поглощения (при его подавлении модуляционным способом) и потерь гамма-фотонов через поверхность кристаллического резонатора макроскопических размеров. Таким образом, определяющими «неядерными» экспериментальными параметрами являются как величина нерезонансного поглощения фотонов и его «бормановское» ослабление, так и коэффициент Дебая – Валлера.

При всех стратегических достоинствах концепции, для построения конкретной тактики возможного эксперимента требуется не только изощренная лабораторная технология, но и глубокая и детальная предварительная проработка ряда вопросов, в том числе:

– целенаправленный поиск новых долгоживущих мессбауэровских изомеров и введение их в экспериментальную практику;

– теоретическая и экспериментальная проверка допущения о сохранении селективности модуляции резонансов ядер в кристалле;

– изучение возможности подавления нежелательного расщепления линии гамма-испускания (стоит отметить, что в долгоживущем изомере $^{109m}_{47}$Ag ожидаемое диполь-дипольное расщепление линии обнаружено не было [17]);

– теоретическое и экспериментальное изучение способов повышения эффективности «бормановского» снижения нерезонансного поглощения гамма-квантов в кристалле;

– разработка оптимальных кристаллических матриц с высоким содержанием материнского изотопа n_0/n, большим фактором Дебая – Валлера $f_{\rm DW}$ и минимальным значением «бормановского» коэффициента b, пригодных для образования монокристаллического гамма-резонатора или волновода;

– изучение возможности решения перечисленных задач посредством построения методами нанофизики композитных структур как альтернативы естественным кристаллическим матрицам.

Автор признателен А.В.Давыдову за дружеское внимание и предоставленную информацию. Работа выполнена при поддержке ведомственной программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/12404).

1. Baldwin G.C., Solem J.C. *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 1085 (1997).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **37**, 723 (2007),
3. Marcuse D. *Proc. IEEE*, **51**, 849 (1963).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **19**, 513 (1992).
5. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **7**, 634 (1980) .
6. Кочаровская О., Ханин Я.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 581 (1988).
7. Kocharovskaya O.A.,Kolesov R., Rostovtsev Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3593 (1999).
8. Ruby S.L., Bolevv D.I. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 5 (1960).
9. Ривлин Л.А. В сб. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. I. «Электроника»* (М.: ГКСМ СССР по электронной технике, 1962, в. 6, с. 60).
10. Borrmann J. *Phys. Zeit.*, **42**, 157 (1941).
11. Каган Ю.М. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 27 (1974).
12. Андреев А.В., Ильинский Ю.А. *ЖЭТФ*, **68**, 811 (1975).
13. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **19**, 792 (1976).
14. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана (М.: ГИФМЛ, 1959).
15. *Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
16. Бизина Г.Е., Беда А.Г., Бургов Н.А., Давыдов А.В. *ЖЭТФ*, **45**, 1408 (1963).
17. Баюков Ю.Д., Давыдов А.В., Исаев Ю.Н. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **90**, 547 (2009).
18. *Table of Isotopes (CD-ROM)*. Ed. by R.B.Firestone (LBNL, 1998).