

Двухквантовое индуцированное высвобождение энергии изомерных ядер

Л.А.Ривлин

Проанализирована возможность использования в качестве нового типа ядерного топлива некоторых долгоживущих изомеров с высоким удельным содержанием энергии метастабильных состояний ($\sim 10^7$ Дж·г $^{-1}$). Этот анализ, проведенный в рамках модели стимулированного двухквантового излучательного перехода в поле встречных гамма-волн между двумя брэгговскими зеркалами, дает представление об импульсном и непрерывном процессе высвобождения энергии изомеров, а также о критерии его устойчивости.

Ключевые слова: двухквантовое стимулированное испускание, ядерная изомерия.

1. Введение

Перспектива использования долгоживущих ядерных изомеров в качестве источников энергии [1, 2] основана на существовании ядер с большими временами жизни возбужденных метастабильных состояний и энергосодержанием порядка десятков мегаджоулей на грамм. Времена жизни изомерных состояний, достигающие порой многих сотен и даже тысяч лет, позволяют рассматривать эти ядра как запасаемое впрок «ядерное топливо». Большие времена жизни обусловлены наличием сильных запретов на прямые переходы из метастабильного состояния в нижележащее, в частности основное. Поэтому главной задачей, требующей решения при попытке высвобождения энергии изомерных ядер, является разработка способа снятия или обхода указанных запретов.

Одним из таких способов является осуществление антистоксова радиационного перехода, состоящего в последовательном возбуждении ядра сторонним источником жесткого излучения с метастабильного на вышележащий уровень с последующим спонтанным или стимулированным переходом в основное состояние. Многочисленные обсуждения ([3–11] и др.) подобного рода вариантов со стимулированными переходами связаны главным образом с рассмотрением различных схем ядерных гамма-лазеров. Известны также экспериментальные усилия по наблюдению антистоксовых переходов в изомерных ядрах [1, 12–19].

Следует заметить, однако, что антистоксов способ высвобождения энергии изомерных ядер содержит внутреннее противоречие. Оно состоит в том, что не удается достаточно эффективно совместить большую разность угловых моментов основного и метастабильного состояний, обеспечивающую его большое время жизни, с тре-

бованием малости разности как между угловыми моментами метастабильного и вышележащего состояний, так и между моментами последнего и основного состояний, поскольку оба эти перехода должны быть достаточно быстрыми [20].

Другой способ [21–24] высвобождения энергии метастабильных ядер в ходе экзотермической цепной ядерной реакции с радиационным возбуждением вышележащего состояния отчасти свободен от указанного противоречия, т. к. разрядка этого состояния может происходить в безызлучательном переходе типа внутренней электронной конверсии.

Альтернативой антистоксову подходу как возможному пути решения задачи высвобождения энергии изомерных ядер может служить двухквантовое индуцированное излучение в поле встречных потоков фотонов, рассмотренное в [25–30]. Дальнейшее исследование этого процесса, в котором сильно запрещенный однофотонный радиационный распад метастабильного состояния с большой разностью угловых моментов замещается двухквантовым стимулированным переходом с меньшими разностями угловых моментов каждого из составляющих его одновременных одноквантовых переходов, и представляет содержание настоящей статьи.

2. Двухквантовое стимулированное испускание гамма-квантов ядрами во встречных поджигающих пучках фотонов

Согласно [25–30] этот радиационный процесс, основанный на достижениях субдоплеровской двухквантовой спектроскопии, состоит в следующем. Из законов сохранения энергии и импульса при двухквантовом радиационном переходе с полной энергией E_0 в ядре массой M с испусканием двух фотонов с частотами ω_1 и ω_2 в противоположных направлениях следует, что сумма их энергий есть

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = E_0 + \hbar\delta\omega \frac{u}{c} - \frac{(\hbar\delta\omega)^2}{2Mc^2}, \quad (1)$$

где $\delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2$ – расстройка частот фотонов; u – проекция скорости ядра на направление волнового век-

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

тора первого фотона; c – скорость света. Если принять, что однородная ширина линии индуцированного перехода $\Delta\omega_0$ достаточно мала, то из (1) видно, что все ядра, независимо от их индивидуальных хаотических скоростей, оказываются вовлеченными в процесс стимулированного испускания только при нулевой расстройке ($\delta\omega = 0$ и $\omega_1 = \omega_2 = E_0/2\hbar$).

Это обстоятельство, лежащее, как известно, в основе метода субдоплеровской спектроскопии, открывает возможность устранения отрицательного воздействия неоднородного (в частности, доплеровского) уширения линии индуцированного перехода на коэффициент усиления без фактического подавления хаотического разброса скоростей ядер. Для этого инвертированный ансамбль ядер следует подвергнуть стимулирующему воздействию двух строго противоположно направленных фотонных потоков от внешнего источника с частотами $\omega_1 = \omega_2 = E_0/2\hbar$ (с точностью до малого смещения $-\hbar(\delta\omega)^2/(2Mc)$, обусловленного отдачей ядер). Присущая такому индуцированному двухквантовому испусканию фотонов динамическая нелинейная обратная связь [31] создает, в частности, предпосылки для эффективного развития процесса генерирования даже без применения зеркал.

В отличие от работ [25–30], где двухквантовый индуцированный процесс рассматривался применительно к задаче создания гамма-лазера на ядрах, не обязательно являющихся изомерами, настоящий анализ относится к долгоживущим метастабильным ядрам, которые, как сказано выше, могут представлять интерес в качестве нового типа «ядерного топлива». Другое отличие от [25–30] связано с прогрессом в разработке зеркал жесткого диапазона [32, 33] с коэффициентами отражения, превышающими 80 % при нормальном падении [33], что позволило наряду с динамической нелинейной распределенной обратной связью [31] принять в расчет и стандартное отражение от зеркал.

3. Двухквантовое стимулированное излучение в среде из изомерных ядер, ограниченной двумя отражателями

Рассматриваемая далее схема стандартной лазерной конфигурации состоит из изомерной ядерной усиливающей (обычно – газообразной) среды длиной L , помещенной вдоль оси z между двумя отражателями с коэффициентами отражения R_0 и R_L и пропускания $1 - R_0$ и $1 - R_L$ в точках $z = 0$ и $z = L$ соответственно (потери на диссипацию и рассеяние фотонов в зеркалах предполагаются пренебрежимо малыми). Ввод сторонних поджигающих фотонов осуществляется через полупрозрачное зеркало в точке $z = 0$, а их встречный поток образуется в результате отражения от второго зеркала в точке $z = L$. Кстати, такой односторонний ввод, отличающийся от рассмотренного в [25–30], оказывается более удобным в экспериментальном отношении из-за затруднительности использования двух отдельных источников поджига.

Как известно, два концевых отражателя образуют открытый резонатор (эталон Фабри–Перо) с выделенными продольными модами только при условии, что межмодовый частотный интервал заметно превышает ширину линии отдельной моды, т. е. в данном случае при

$$2\chi nL < 1 - 2\ln \frac{1}{R_L R_0}, \quad (2)$$

где $n = n_2 + n_1$ – суммарная концентрация возбужденных (метастабильных, n_2) и невозбужденных (n_1) ядер в единице объема; χ – суммарное сечение фотонных потерь всех видов в атомной среде. Если сами зеркала достаточно широкополосны, то при обратном знаке этого неравенства система из двух параллельных отражателей утрачивает резонансные свойства и роль зеркал сводится лишь к обращению вспять потоков падающих на них фотонов, что увеличивает эффективную длину усиления, а также образует встречные потоки фотонов, необходимые для индуцирования двухквантовых переходов. Так, например, неравенство (2) не выполняется при $\chi = 10^{-20}$ см², $n = 10^{16}$ см⁻³ и $L = 100$ см, если $R_L R_0 < 0.615$, а при $R_L R_0 < 0.6$ резонансность утрачивается при любом сколь угодно малом уровне потерь фотонов в атомной среде.

Наряду с избыточными потерями фотонов другой причиной утраты резонансных свойств может стать заметное превышение длины среды L над длиной когерентности излучения, необходимой для индуцирования двухквантовых переходов. В итоге именно нерезонансная роль зеркал, наиболее вероятная, по-видимому, в условиях эксперимента, и подлежит дальнейшему учету.

Как плотности встречных потоков фотонов J_+ и J_- в частотном интервале $\Delta\omega_0$, распространяющихся в среде в положительном и отрицательном направлениях оси z , так и разность концентраций изомерных ядер $n_2 - n_1$ на верхнем и нижнем уровнях двухквантового перехода $2 \rightarrow 1$ являются функциями времени t и продольной координаты z , что делает достаточно непростым их точное отыскание. Поэтому полезно воспользоваться некоторыми упрощающими допущениями, главные из которых направлены на раздельное рассмотрение пространственных и временных характеристик процессов. Иными словами, сначала в квазистационарном приближении исследуется двухквантовое усиление распространяющихся вдоль оси z фотонных потоков в течение столь малых интервалов времени, что значения переменных могут рассматриваться как мгновенные, а затем изучается временная динамика выходного излучения и всей изомерной среды как единого целого без учета ее пространственной протяженности.

4. Квазистационарное приближение

Итак, в качестве первого упрощения принимается квазистационарность всех процессов в течение малых интервалов времени порядка L/c . Это, в частности, означает, что разность концентраций ядер остается в течение этого времени неизменной:

$$n_2 - n_1 = \text{const} \quad (3)$$

(численная оценка допустимости этого предположения дана ниже в (40)). Тогда плотности фотонных потоков, распространяющихся вдоль положительного и отрицательного направлений оси z , также остаются неизменными во времени, а их пространственное изменение задается простыми уравнениями

$$\pm \frac{dJ_{\pm}}{dz} = \beta(n_2 - n_1)J_+J_- - \chi(n_2 + n_1)J_{\pm}, \quad (4)$$

где β – сечение стимулированного двухквантового перехода $2 \rightarrow 1$ (в см⁴·с). Квазистационарное усиление возникает при положительной правой части (4), т. е. при

$$J_{\pm} > \frac{\chi}{\beta} \frac{n_2 + n_1}{n_2 - n_1} \quad (5)$$

(например, приблизительно при $J_{\pm} > \chi/\beta = 10^{20} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$, если $n_1 \ll n_2$, $\chi = 10^{-20} \text{ см}^2$ и $\beta = 10^{-40} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$).

Из (4) следует уравнение для суммы плотностей встречных фотонных потоков:

$$\frac{d}{dz}(J_+ + J_-) = -\chi(n_2 + n_1)(J_+ - J_-). \quad (6)$$

Достаточно сильное неравенство (5), а также приближительное равенство $J_+ \approx J_-$ (см. ниже (13)) позволяют пренебречь членом потерь фотонов и обращают правую часть (6) в нуль. Тогда сумма плотностей встречных фотонных потоков в промежутке $0 \leq z \leq L$ есть величина постоянная:

$$\begin{aligned} J_+ + J_- = \text{const} &= J_{\text{out}}(L) \frac{1 + R_L}{1 - R_L} \\ &= J_{\text{out}}(0) \frac{1 + R_0}{1 - R_0} + J_{\text{ign}}(1 - R_0), \end{aligned} \quad (7)$$

где $J_{\text{out}}(L)$ и $J_{\text{out}}(0)$ – выходные плотности фотонных потоков через зеркало с коэффициентами отражения R_L в точке $z = L$ и R_0 в точке $z = 0$ соответственно; J_{ign} – плотность падающего на входное зеркало потока фотонов стороннего поджигающего источника.

Из (7) следуют дальнейшие упрощения, основанные на том, что приведение плотностей потока фотонов остается приблизительно неизменным ($J_+ J_- \approx \text{const}$) по всей длине L . Чтобы убедиться в этом, следует найти, при каких условиях разность между максимальным значением произведения плотностей потока фотонов

$$(J_+ J_-)^{\text{max}} = \frac{J_{\text{out}}^2(L)}{4} \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2, \quad (8)$$

которое достигается при

$$J_+(z) = \frac{J_{\text{out}}(L)}{2} \frac{1 + R_L}{1 - R_L}, \quad (9)$$

и наименьшим значением того же произведения

$$(J_+ J_-)^{\text{min}} = J_{\text{out}}^2(L) \frac{R_L}{(1 - R_L)^2} \quad (10)$$

существенно уступает максимальному значению (8). Детальный анализ показывает, что этим условием является

$$\left(\frac{1 - R_L}{1 + R_L} \right)^2 \ll 1 \quad (11)$$

и оно выполняется при не слишком малых значениях R_L (например, $0.11 \ll 1$ уже при $R_L = 0.5$).

В этом приближении

$$\begin{aligned} J_+ J_- &\approx J_+(L) J_-(L) \approx (J_+ J_-)^{\text{max}} \\ &= \frac{J_{\text{out}}^2(L)}{4} \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Вместе с (7) это приводит к приближительному постоянству и равенству встречных фотонных потоков по всей длине $0 \leq z \leq L$

$$J_+(z) \approx J_-(z), \quad (13)$$

что подтверждает допустимость сделанного выше пренебрежения правой частью (6).

5. Временная динамика двухквантового усиления в изомерной среде

Допущение о квазистационарности исчерпывает себя для интервалов времени, превышающих L/c , когда изменение во времени t разности населенностей ядер ($n_2 - n_1$) в точке z задается уравнением

$$\frac{d}{dt}(n_2 - n_1) = -2\beta(n_2 - n_1)J_+ J_- + P, \quad (14)$$

где P – приток инвертированных изомерных ядер в единицу объема среды из внешнего источника, принимаемый равномерным по координате z ; член спонтанного распада изомерных состояний опущен как несущественный для долгоживущих изомеров.

С учетом (12) уравнение (14) почленным интегрированием по длине L преобразуется в уравнение

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{J_{\text{out}}^2(L)}{2} \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2 \beta N + PL \quad (15)$$

для N – полной разности возбужденных и невозбужденных ядер в среде, отнесенной к ее единичному поперечному сечению:

$$N = \int_0^L (n_2 - n_1) dz. \quad (16)$$

Динамика полного числа фотонов Φ в среде длиной L , отнесенного к единице поперечного сечения среды,

$$\Phi = \frac{1}{c} \int_0^L (J_+ + J_-) dz = J_{\text{out}}(L) \frac{L}{c} \frac{1 + R_L}{1 - R_L}, \quad (17)$$

описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dt} &= 2\beta \int_0^L (n_2 - n_1) J_+ J_- dz - \chi \int_0^L (n_2 + n_1) (J_+ + J_-) dz \\ &\quad - J_{\text{out}}(0) - J_{\text{out}}(L) + J_{\text{ign}}(1 - R_0), \end{aligned} \quad (18)$$

где в соответствии с (7)

$$J_{\text{out}}(0) = \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \left[J_{\text{out}}(L) \frac{1 + R_L}{1 - R_L} - J_{\text{ign}}(1 - R_0) \right] \quad (19)$$

– потери фотонов за счет излучения через зеркало с коэффициентом отражения R_0 в точке $z = 0$. В итоге (18) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dJ_{\text{out}}(L)}{dt} &= \frac{c}{L} \left[\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \frac{\beta N}{2} J_{\text{out}}^2(L) - \chi n L J_{\text{out}}(L) \right. \\ &\quad \left. - 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} J_{\text{out}}(L) + 2 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \frac{1 - R_L}{1 + R_L} J_{\text{ign}} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где $n_2 + n_1 = n = \text{const}$ – суммарная концентрация ядер, полагаемая неизменной.

Возможны два основных режима функционирования – непрерывный и импульсный.

6. Непрерывное излучение

Для поддержания непрерывного режима излучения, когда $dN/dt = 0$ и $dJ_{\text{out}}(L)/dt = 0$, необходимо постоянное пополнение числа инвертированных ядер (например, посредством инжекции новых изомерных ядер в среду со скоростью PL). Тогда стационарное решение для (15) и (20) отыскивается из системы уравнений

$$N_0 = 2 \left(\frac{1 - R_L}{1 + R_L} \right)^2 \frac{PL}{\beta J_{\text{out}}^2(L)}, \quad (21)$$

$$J_{\text{out}}^2(L) - \frac{2}{\beta N_0} \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \left[\chi n L + \frac{2(1 - R_L R_0)}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] J_{\text{out}}(L) + \frac{4}{\beta N_0} \left(\frac{1 - R_L}{1 + R_L} \right)^2 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} J_{\text{ign}} = 0 \quad (22)$$

в виде стационарного значения полного числа разности ядер (16)

$$N_0 = 2 \frac{PL}{\beta} \left[\frac{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}}{PL + 2(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1} J_{\text{ign}}} \right]^2 \quad (23)$$

с максимумом

$$N_0^{\text{max}} = \frac{[\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}]^2}{4\beta J_{\text{ign}}(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}} \quad (24)$$

при

$$PL = 2J_{\text{ign}}(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1} \quad (25)$$

и в виде линейно зависящей от притока новых изомерных ядер со скоростью PL стационарной интенсивности выходного излучения

$$J_{\text{out}}(L) = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \times \frac{PL + 2J_{\text{ign}}(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}}{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}}. \quad (26)$$

Знаки производной dN/dt по обе стороны от стационарной кривой (23), левее и правее значения PL (25) и максимума N_0^{max} , свидетельствуют об устойчивости и неустойчивости решений на ее восходящей и нисходящей ветвях соответственно. Поэтому скорость притока изомерных ядер PL (25) и интенсивность выходного излучения

$$J_{\text{out}}(L) = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \frac{2PL}{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}} = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \frac{4J_{\text{ign}}(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}}{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}} \quad (27)$$

есть наибольшие значения, достижимые в стационарном режиме.

Если же принять полное число инвертированных ядер N_0 в качестве фиксированного параметра, то решение квадратного уравнения (22) даст двузначную зависимость $J_{\text{out}}(L)$ от J_{ign} (в нормированных переменных $J_{\text{out}}(L)\beta N_0$ и $J_{\text{ign}}\beta N_0$)

$$J_{\text{out}}(L)\beta N_0 = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \left[\chi n L + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] \times \left\{ 1 \pm \left[1 - 4 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \times \frac{J_{\text{ign}}\beta N_0}{[\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}]^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (28)$$

Точка перехода от нижней к верхней ветви кривой (28), где

$$\frac{dJ_{\text{out}}(L)\beta N_0}{dJ_{\text{ign}}\beta N_0} \rightarrow \infty, \quad (29)$$

имеет координаты

$$J_{\text{ign}}\beta N_0 = \frac{1}{4} \frac{1 + R_0}{1 - R_0} \left[\chi n L + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right]^2, \quad (30)$$

$$J_{\text{out}}(L)\beta N_0 = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \left[\chi n L + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right], \quad (31)$$

причем значение N_0 , следующее из (30), разумеется, совпадает с максимально достижимым стационарным значением N_0^{max} из (24).

Знаки производной при отклонении от кривой (28) свидетельствуют об устойчивости ее нижней ветви и неустойчивости верхней выше точки (31). Поэтому стационарное генерирование на верхней ветви при $J_{\text{ign}} = 0$, когда

$$J_{\text{out}}(L)\beta N_0 = 2 \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \times \left[\chi n L + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] > 0 \quad (32)$$

и роль поджига могли бы играть отражения внутренних фотонных потоков от зеркал, неосуществимо.

Представляет также интерес отыскать стационарное значение отношения интенсивности выходного излучения $J_{\text{out}}(L)$ к интенсивности поджига J_{ign} , по существу имеющее смысл коэффициента усиления:

$$G \equiv \frac{J_{\text{out}}(L)}{J_{\text{ign}}} = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \times \frac{PL/J_{\text{ign}} + 2(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}}{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}}. \quad (33)$$

В максимуме интенсивности стационарного излучения

$$G \equiv \frac{J_{\text{out}}(L)}{J_{\text{ign}}} = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \times \frac{4(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}}{\chi n L + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}}. \quad (34)$$

Очевидный критерий целесообразности рассматриваемого процесса $G \geq 1$ по (33) устанавливает требование

$$\frac{PL}{J_{\text{ign}}} \geq \frac{1 + R_L}{1 - R_L} \left[\chi nL + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] - 2 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \quad (35)$$

и с учетом (34) накладывает ограничение на потери фотонов в среде

$$\chi nL \leq 2 \frac{1 - 2(R_L + R_0) + 3R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)}. \quad (36)$$

7. Импульсное излучение

В отсутствие притока новых изомерных ядер ($P = 0$) в (18) (что, возможно, более реально с точки зрения экспериментальной осуществимости, чем непрерывное генерирование)

$$\frac{dN}{dt} = - \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2 \frac{\beta J_{\text{out}}^2(L)}{2} N < 0, \quad (37)$$

и исходный запас изомеров $N = N_0$ исчерпывается по экспоненциальному закону

$$N = N_0 \exp \left[- \frac{\beta}{2} \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2 W \right], \quad (38)$$

где

$$W = \int_0^L J_{\text{out}}^2(L) dt. \quad (39)$$

Из (37), кстати, следует, что допущение (3) о квазистационарности среды на временном интервале L/c выполняется, если

$$\beta J_{\text{out}}^2(L) \ll 2 \frac{c}{L} \left(\frac{1 - R_L}{1 + R_L} \right)^2. \quad (40)$$

Например, при $R_L = 0.5$ и $L = 100$ см это неравенство выполняется, если $\beta J_{\text{out}}^2(L) \ll 7 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, что заведомо осуществимо при любых разумных значениях входящих в (40) величин.

Система дифференциальных уравнений (20) и (37), позволившая бы отыскать параметры импульса гамма-излучения и сводящаяся для новой переменной W (39) к нелинейному уравнению второго порядка

$$\begin{aligned} \frac{L}{2c} \left(\frac{dW}{dt} \right)^{-1/2} \frac{d^2 W}{dt^2} &= \frac{1 + R_L}{1 - R_L} \frac{\beta N_0}{2} \frac{dW}{dt} \\ &\times \exp \left[- \frac{\beta}{2} \left(\frac{1 + R_L}{1 - R_L} \right)^2 W \right] - \left[\chi nL + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] \\ &\times \left(\frac{dW}{dt} \right)^{1/2} + 2 \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \frac{1 - R_0}{1 + R_0} J_{\text{ign}}, \end{aligned} \quad (41)$$

к сожалению, не поддается решению в аналитических функциях и требует численного интегрирования.

Тем не менее можно указать на некоторые особенности импульса излучения и не прибегая к этой процедуре.

Пиковое значение импульса $J_{\text{out}}^*(L)$ достигается в момент $t = t^*$ при $W = W^*$ и при условии

$$\begin{aligned} [J_{\text{out}}^*(L)]^2 - \frac{2}{\beta N^*} \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \\ \times \left[\chi nL + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] J_{\text{out}}^*(L) \\ + \frac{4}{\beta N^*} \left(\frac{1 - R_L}{1 + R_L} \right)^2 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} J_{\text{ign}} = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

Начало генерирования, когда $J_{\text{out}}(L) = 0$ при $t = 0$, происходит при положительной производной (20), т. е. при наличии поджига ($J_{\text{ign}} > 0$). Однако если при $0 < t = t^{**} < t^*$, $0 < W = W^{**} < W^*$ и $N^* < N = N^{**} < N_0$ интенсивность излучения превышает

$$J_{\text{out}}^{**}(L) \geq \frac{2}{\beta N^{**}} \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \left[\chi nL + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right], \quad (43)$$

то оказывается возможным дальнейшее нарастание импульса излучения и в случае прерванного поджига ($J_{\text{ign}} = 0$). При этом, однако, пиковое значение импульса излучения уступает значению пика, генерируемого при наличии поджига, $J_{\text{out}}^{**}(L) < J_{\text{out}}^*(L)$.

8. Заключение

Резюмируя, полезно привести пример изомерного ядра (относительно не самый оптимальный), пригодного для первичного экспериментального исследования рассмотренной задачи. Изомерное ядро ${}_{95}^{242}\text{Am}$ имеет метастабильное состояние с энергией $E_0 = 48.6$ кэВ, временем жизни 141 год, мультипольностью перехода в основное состояние $E4$ и энергосодержанием $20 \text{ МДж} \cdot \text{г}^{-1}$ при атомарном сечении поглощения $\chi \approx 10^{-20} \text{ см}^2$ для фотонов с энергией $E_0/2 = 24.3$ кэВ. Этот изомер привлекателен в силу его относительной доступности как побочного продукта работы ядерных реакторов.

В среде с длиной $L = 100$ см и поперечным размером 1 мм^2 при исходной концентрации изомерных ядер $n_2 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ оказывается запасенной энергия около 80 Дж, до 50 % которой могло бы быть испущено в виде однократного направленного гамма-импульса. Для поддержания непрерывного гамма-излучения с интенсивностью порядка 1 Вт потребовался бы постоянный приток новых изомерных ядер со скоростью около 10^{15} с^{-1} . При указанном уровне фотонных потерь система концевых зеркал практически лишена резонансных свойств. Последующие оценки представляются менее надежными, главным образом из-за отсутствия экспериментальных данных о величине коэффициента β . Если использовать для β вытекающую из достаточно грубых теоретических соображений оценку порядка $10^{-40} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$, приведенную в [27], то интенсивность поджига должна превышать значение порядка $10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что для принятого поперечного размера среды равно потоку поджигающих фотонов 10^{18} с^{-1} .

В итоге рассмотренная схема высвобождения энергии изомерных ядер с конечным продуктом процесса в виде направленного потока гамма-квантов представляется достойной как дальнейшего теоретического анализа, направленного в первую очередь на корректный квантово-механический расчет вероятности двухквантового стимулированного испускания, так и выбора оптимальных

нуклидов и проведения первичных экспериментальных тестов.

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ (грант № 2651р), а также US CRDF–RF Ministry of Education Award VZ-010-0.

1. Collins C.B., Carroll J.J. *Hyperfine Interactions*, **107**, 3 (1997).
2. Walker Ph., Drakoulis G. *Nature*, **399**, 35 (1999).
3. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 286 (1975).
4. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **3**, 634 (1976).
5. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **4**, 676 (1977).
6. Arad B., Eliezer S., Paiss Y. *Phys. Lett. A*, **74**, 395 (1979).
7. Ишханов Б.С., Пискарев И.М. *Ядерная физика*, **32**, 593 (1980).
8. Becker W., Schlicher R.R., Scully M.O. *Phys. Lett. A*, **106**, 441 (1984).
9. Элизер Ш., Маргинец-Валь Х.М., Пайсс Й., Веларде Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1140 (1995).
10. Eliezer S., et al. *Laser Phys.*, **5**, 323 (1995).
11. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
12. Collins C.B., et al. *Phys. Rev. C*, **37**, 2267 (1988).
13. Collins C.B., et al. *Phys. Rev. C*, **42**, R1813 (1990).
14. Carroll J.J., et al. *Phys. Rev. C*, **43**, 1238 (1991).
15. Collins C.B., et al. *Laser Part. Beams*, **11**, 43 (1993).
16. Collins C.B., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 695 (1999).
17. Collins C.B., et al. *Laser Phys.*, **9**, 8 (1999).
18. Carroll J.J., et al. *Hyperfine Interactions*, **135**, 3 (2001).
19. Ahmad I., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (7), Aug. 13 (2001).
20. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **32**, 587 (2002).
21. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 551 (2000).
22. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 937 (2000).
23. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **31**, 549 (2001).
24. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **11**, 12 (2000).
25. Rivlin L.A. *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, XII Inter. Conf. Osaka, 1995. AIP Conference Proc.* (New York: AIP Press, Woodbery, 1996, v. 369, pt. 2, p. 766).
26. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **5**, 297 (1995).
27. Rivlin L.A. *Laser Part. Beams*, **14**, 93 (1996).
28. Rivlin L.A., Zadernovsky A.A. *Laser Phys.*, **6**, 956 (1996).
29. Rivlin L.A. *Hyperfine Interaction*, **107**, 57 (1997).
30. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **9**, 12 (1999).
31. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **23**, 549 (1996).
32. Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **32**, 1113 (2002).
33. Shvyd'ko Yu.V., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (1), Jan. 10 (2003).