

Стимулированное γ -излучение свободных изомерных ядер при антистоксовых переходах

А.А.Задерновский

Рассмотрена резонансная антистоксова конверсия широкополосного рентгеновского излучения в стимулированное γ -излучение свободных изомерных ядер, при которой происходит двухквантовый переход ядра из начального долгоживущего изомерного состояния через вышележащий промежуточный уровень в конечное состояние, расположенное ниже изомерного. Квантовомеханический расчет сечения резонансного стимулированного антистоксова рассеяния с квантами различной мультипольности позволяет получить оценку коэффициента усиления стимулированного γ -излучения в ядерном пучке со спектрально-локальной инверсией, а также оценку пороговой спектральной плотности потока рентгеновского излучения накачки.

Ключевые слова: стимулированное γ -излучение, антистоксовы переходы, изомеры.

Введение

Уникальная возможность построения γ -лазера, привлекающего внимание исследователей на протяжении многих лет, связана с использованием изомерных возбужденных состояний ядер с энергией от десятков килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт и временем жизни от нескольких микросекунд до нескольких десятков и даже сотен лет.

Инверсная среда, приготовленная путем фотохимического отделения долгоживущих возбужденных ядерных изомеров от невозбужденных, могла бы быть, в принципе, использована для получения усиления стимулированного γ -излучения с резонансным сечением $\sigma_0 = (\lambda^2/2\pi)\beta$, где λ – длина волны перехода; β – отношение его радиационной ширины к полной ширине линии испускания.

Однако необходимость использования ядер с большими временами жизни в возбужденном изомерном состоянии обуславливает столь малую радиационную ширину рабочего перехода, что даже небольшие возмущения приводят к сильному уширению линии излучения и резкому падению β . В первую очередь это относится к доплеровскому уширению, которое в γ -диапазоне оказывается настолько большим (доплеровская ширина пропорциональна энергии γ -перехода), что с учетом нерезонансных потерь γ -квантов при их распространении в среде усиление оказывается невозможным.

В большинстве предложенных схем ядерного γ -лазера предполагается использовать эффект Мессбауэра для изомерных ядер в кристаллической решетке с целью значительного увеличения взаимодействия стимулированного γ -излучения с резонансными переходами. Использование мессбауэровских ядерных переходов позволило бы устранить доплеровское уширение и свести ширину

линии γ -излучения к естественной. При этом коэффициент β достиг бы своего максимума, равного единице. К сожалению, эффект Мессбауэра возможен только для короткоживущих ядерных состояний с временем жизни менее ~ 10 мкс, которого совершенно недостаточно для выделения возбужденных ядерных изомеров и приготовления из них кристаллической инверсной среды.

Проблемы создания самосогласованной схемы твердотельного γ -лазера на мессбауэровских ядерных переходах [1] привели к разработке альтернативной концепции γ -лазера [2] на охлажденных (монокинетизированных) пучках свободных ядер. Центральным в этой концепции является спектральное расщепление линий γ -излучения и поглощения в охлажденном ядерном ансамбле.

Как известно, центры линий излучения и поглощения γ -квантов свободного ядра смещены относительно друг друга на двойную энергию отдачи. Современные методы лазерного охлаждения нейтральных атомов [3] позволяют настолько снизить доплеровскую ширину ядерного γ -перехода, что линии излучения и поглощения перестают перекрываться. В результате возникают предпосылки для появления спектрально-локальной инверсии населенностей, т. е. усиления стимулированного γ -излучения в определенной области частот даже без общего превышения числа возбужденных ядер над невозбужденными.

Долгоживущие возбужденные изомеры, время жизни которых достаточно для охлаждения ядерного ансамбля, чрезвычайно привлекательны и для создания γ -лазера на свободных ядрах. При этом непосредственное использование изомерного возбужденного состояния в качестве верхнего уровня лазерного перехода по-прежнему нецелесообразно, т. к. радиационная ширина этого медленного перехода существенно меньше доплеровской даже после охлаждения, так что коэффициент $\beta \ll 1$.

Вместо этого рассмотрим ускоренный распад метастабильного изомерного состояния в обход прямого запрещенного перехода. Так, антистоксово рассеяние интенсивного электромагнитного излучения через вышележащий быстрораспадающийся уровень могло бы ускорить переход с изомерного уровня на основной. В отсутствие

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78

резонанса между энергией падающих фотонов и энергией перехода между изомерным и промежуточным уровнями увеличение скорости распада оказывается малым даже под действием интенсивного излучения современных оптических лазеров [4–6]. Возможность получения ускоренного распада ядерного изомерного состояния при резонансном спонтанном антистоксовом рассеянии рентгеновского излучения теоретически показана в [7].

В [8–12] экспериментально продемонстрировано ускоренное высвобождение энергии изомерного состояния ядра при гигантском резонансном поглощении рентгеновских фотонов с энергией, достаточной для достижения критических состояний ядра, обусловленных его деформацией.

В настоящей работе рассмотрена резонансная антистоксова конверсия широкополосного рентгеновского излучения в стимулированное γ -излучение свободных изомерных ядер. При антистоксовом рассеянии происходит двухквантовый переход ядра из начального долгоживущего изомерного состояния через вышележащий промежуточный уровень в конечное состояние, расположенное ниже изомерного. Этот процесс сопровождается поглощением рентгеновского фотона ядром с одновременным испусканием спонтанного или стимулированного γ -кванта. Возможен и обратный процесс – резонансное поглощение испущенного γ -кванта с переходом ядра из основного состояния в промежуточное. Если вследствие отдачи, получаемой ядром, линии излучения и поглощения перестают перекрываться, то происходит усиление стимулированного излучения.

Приведенный ниже квантовомеханический расчет сечения резонансного стимулированного антистоксова рассеяния с квантами различной (иногда большой) мультипольности, что типично для изомерных ядерных переходов, приводит к оценке коэффициента усиления стимулированного γ -излучения в ядерном пучке со спектрально-локальной инверсией. Расчет производится по теории возмущений, требующей некоторого обобщения для учета отдачи, которой при изучении оптических электронных переходов в атоме обычно пренебрегают.

Излучательные ядерные переходы с учетом отдачи

Гамильтониан системы ядро плюс поле можно представить в виде суммы, состоящей из гамильтониана $H_0 = \mathbf{p}^2/2M$, который описывает движение ядра как единой свободной частицы с массой M и импульсом \mathbf{p} , гамильтониана ядра H_n , описывающего движение и взаимодействие друг с другом составляющих его нуклонов, гамильтониана свободного электромагнитного поля $H_f = \sum_{k\sigma} \hbar\omega (a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + 1/2)$, содержащего операторы рождения ($a_{k\sigma}^+$) и уничтожения ($a_{k\sigma}$) фотона с энергией $\hbar\omega$, импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и поляризацией σ , а также гамильтониана взаимодействия ядра с электромагнитным полем излучения H_I .

Последний, в свою очередь, может быть представлен в виде суммы трех слагаемых: $H_I = H_E + H_M + H_D$. Слагаемое H_E описывает электрическое мультипольное взаимодействие ядра с полем излучения и имеет вид ряда $H_E = H_{E1} + H_{E2} + \dots + H_{EL} + \dots = -(\mathbf{d}\mathbf{E}) + \dots$, где \mathbf{d} – дипольный момент ядра;

$$\mathbf{E} = i \sum_{k\sigma} (2\pi\hbar\omega)^{1/2} \mathbf{e}_{k\sigma} (a_{k\sigma} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} - a_{k\sigma}^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}})$$

– напряженность электрического поля излучения в центре масс ядра с радиус-вектором \mathbf{R} .

Слагаемое H_M описывает магнитное мультипольное взаимодействие ядра и также может быть записано в виде ряда $H_M = H_{M1} + H_{M2} + \dots + H_{ML} + \dots = -(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}) + \dots$, где $\boldsymbol{\mu}$ – дипольный магнитный момент ядра;

$$\mathbf{H} = -i \sum_{k\sigma} (2\pi\hbar\omega)^{1/2} [\mathbf{e}_{k\sigma} \times \boldsymbol{\kappa}] (a_{k\sigma} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} - a_{k\sigma}^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}})$$

– магнитное поле в центре масс ядра ($\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}/k$).

Третье слагаемое H_D является нелинейным по магнитному полю и, как показано в [12, 13], $H_D \sim (H_E^2/mc^2) \sim (H_M^2/mc^2)$, где m – масса нуклона. Поскольку $H_{E,M}/mc^2 \ll 1$, мы этим слагаемым будем пренебрегать.

Ряды H_E и H_M являются степенными рядами по безразмерному параметру $r_0/\lambda \ll 1$, где $r_0 = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ – радиус ядра в сантиметрах; A – число нуклонов; λ – характерная длина волны излучения ядра. При этом

$$H_{EL} \sim \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{L-1/2}, \quad H_{ML} \sim \frac{v}{c} \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{L-1/2},$$

где v/c – отношение характерной скорости движения нуклонов в ядре к скорости света.

В итоге мы можем записать гамильтониан взаимодействия в виде суммы по мультипольным моментам L :

$$H_I = \sum_L \sum_{k\sigma} \left[(V_{k\sigma}^{(EL)} + V_{k\sigma}^{(ML)}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} a_{k\sigma} + (V_{k\sigma}^{(EL)} + V_{k\sigma}^{(ML)})^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} a_{k\sigma}^+ \right], \quad (1)$$

где как электрическое ($V_{k\sigma}^{(EL)}$), так и магнитное ($V_{k\sigma}^{(ML)}$) мультипольное взаимодействие может быть представлено в виде $V_{k\sigma}^{(L)} = (\omega/c)^{L-1/2} V_{k\sigma}^{(L)}$, причем $V_{k\sigma}^{(L)}$ не зависит от частоты фотона, а зависит лишь от направления его излучения, задаваемого единичным вектором $\boldsymbol{\kappa}$.

Пусть ядро имеет импульс \mathbf{p}_0 и находится в возбужденном состоянии $|i\rangle$, характеризуемом энергией $E_i = \hbar\omega_i$, а в поле излучения имеется $n_{k\sigma}$ фотонов с волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией σ . Другими словами, начальное состояние системы ядро плюс поле излучения имеет вид $|\mathbf{p}_0, i, n_{k\sigma}\rangle$. Конечное состояние $|\mathbf{p}, f, n_{k\sigma} + 1\rangle$ представлено ядром с импульсом \mathbf{p} в нижележащем состоянии $|f\rangle$ с энергией $E_f = \hbar\omega_f$ и $(n_{k\sigma} + 1)$ фотонами в поле излучения.

Вероятность перехода в единицу времени между этими состояниями для ядерного перехода мультипольности L есть

$$P_{fi}^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L-1} \left| (V_{k\sigma}^{(L)*})_{fi} \right|^2 (n_{k\sigma} + 1) \delta_{0, \mathbf{p}_0 - \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}} \times \delta\left(\hbar\omega + E_f + \frac{p^2}{2M} - E_i - \frac{p_0^2}{2M}\right), \quad (2)$$

где учтено, что $\langle \mathbf{p} | e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} | \mathbf{p}_0 \rangle = \delta_{0, \mathbf{p}_0 - \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}}$. Учет конечного времени жизни ядра в состояниях с энергией E_i и E_f производится, согласно процедуре Брейта – Вигнера [14], с помощью замены $E_i \rightarrow E_i - i\Gamma_i/2$ для начального состояния перехода и $E_f \rightarrow E_f + i\Gamma_f/2$ для его конечного состояния, а также замены δ -функции в (2) функцией Лоренца $g(\hbar\omega + E_f + p^2/2M - E_i - p_0^2/2M)$ с шириной на половине высоты $\Gamma_i + \Gamma_f$, где $\Gamma_{i,f} = \hbar\gamma_{i,f}$; $\gamma_{i,f} = t_{i,f}^{-1} \ln 2$; $t_{i,f}$ – времена полураспада состояний i и f вследствие как радиационных переходов, так и электронной конверсии. Мно-

житель $n_{k\sigma} + 1$ учитывает вклад стимулированных и спонтанных излучательных переходов.

Если в (2) положить $n_{k\sigma} = 0$, а затем просуммировать полученное выражение по конечному импульсу ядра p , импульсу $\hbar\mathbf{k}$ и поляризации σ испущенного фотона, то в результате получим вероятность в единицу времени радиационного спонтанного ядерного перехода $W_{sp}^{(L)}$ (радиационную ширину перехода $\gamma_{if}^{(R)}$):

$$W_{sp}^{(L)} = \gamma_{if}^{(R)} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \frac{1}{c} \left(\frac{\omega_{if}}{c} \right)^{2L+1} \times \sum_{\sigma} \int \left| \left(V_{\kappa\sigma}^{(L)*} \right)_{fi} \right|^2 d\Omega. \quad (3)$$

Из (3) следует, что усредненный по угловым переменным и по двум возможным типам поляризации фотона матричный элемент перехода имеет вид

$$\left| \tilde{V}_{fi}^{(L)*} \right|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \left(\frac{1}{4\pi} \int \left| \left(V_{\kappa\sigma}^{(L)*} \right)_{fi} \right|^2 d\Omega \right) = \frac{1}{8\pi} \frac{c(2\pi\hbar)^2 \gamma_{if}^{(R)}}{(\omega_{if}/c)^{2L+1}}. \quad (4)$$

Вероятность излучения спонтанного фотона с некоторой поляризацией σ в интервале частот $d\omega$ и интервале телесных углов $d\Omega$ определяется выражением

$$dW_{sp}^{(L)} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \frac{1}{c} \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2L+1} \left| \left(V_{\kappa\sigma}^{(L)*} \right)_{fi} \right|^2 \times g \left[\omega - \omega_{if} - \frac{\omega_{if}}{c} (\mathbf{v}_0\mathbf{k}) + \frac{E_R}{\hbar} \right] d\omega d\Omega, \quad (5)$$

в котором функция Лоренца с шириной на половине высоты $\gamma_i + \gamma_f$ имеет максимум на частоте, смещенной относительно частоты перехода ω_{if} на $(\omega_{if}/c)(\mathbf{v}_0\mathbf{k}) - E_R/\hbar$ (здесь первый член, зависящий от начальной скорости ядра \mathbf{v}_0 , описывает эффект Доплера, второй член учитывает уменьшение частоты излучения вследствие отдачи при испускании γ -кванта, а $E_R = (\hbar\omega_{if})^2/2Mc^2$ – энергия, приобретаемая ядром вследствие отдачи).

Ввиду случайной ориентации ядра относительно направления излучения в (5) необходимо заменить матричный элемент его усредненным значением $\tilde{V}_{fi}^{(L)*}$ (4). Суммируя по двум возможным поляризациям фотона, в области расстройок $\Delta = |\omega - \omega_{if}| \ll \omega_{if}$ для вероятности спонтанного излучения фотона в интервале частот $d\omega$ и интервале телесных углов $d\Omega$ получаем выражение

$$dW_{sp}^{(L)} = \frac{\gamma_{if}^{(R)}}{4\pi} g \left[\omega - \omega_{if} - \frac{\omega_{if}}{c} (\mathbf{v}_0\mathbf{k}) + \frac{E_R}{\hbar} \right] d\omega d\Omega, \quad (6)$$

которое отличается от традиционного [15] только наличием в функции Лоренца доплеровского слагаемого и слагаемого, связанного с отдачей.

В этой же области частот сечение стимулированного излучения

$$\sigma_{st} = \pi \lambda_{if}^2 \frac{dW_{sp}^{(L)}}{d\omega d\Omega} = \frac{\lambda_{if}^2}{4} \gamma_{if}^{(R)} g \left[\omega - \omega_{if} - \frac{\omega_{if}}{c} (\mathbf{v}_0\mathbf{k}) + \frac{E_R}{\hbar} \right] \quad (7)$$

и сечение поглощения

$$\sigma_{ab} = \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} \frac{\lambda_{if}^2}{4} \gamma_{if}^{(R)} g \left[\omega - \omega_{if} - \frac{\omega_{if}}{c} (\mathbf{v}_0\mathbf{k}) - \frac{E_R}{\hbar} \right] \quad (8)$$

(где $\lambda_{if} = 2\pi c/\omega_{if}$ – длина волны перехода; J_i, J_f – спины ядра в верхнем и нижнем состояниях) отличаются от традиционных [15] лишь смещением центров линии излучения и поглощения относительно частоты перехода вследствие эффекта Доплера и отдачи. При этом относительное смещение центров линии поглощения и излучения, как видно из (7) и (8), равно $2E_R/\hbar$.

Конверсия рентгеновского излучения в стимулированное γ -излучение свободных изомерных ядер

Пусть первоначально ядро находится на долгоживущем изомерном уровне с энергией E_i (рис.1). При облучении ядра может происходить двухквантовый переход в нижележащее состояние с энергией E_f через промежуточный уровень с энергией E_s . Этот процесс сопровождается поглощением ядром фотона с энергией $\hbar\omega_1$ и одновременным испусканием спонтанного или стимулированного γ -кванта с энергией $\hbar\omega_2$.

Начальному состоянию системы ядро плюс поле $|p_0, i, n_{k_1\sigma_1}, n_{k_2\sigma_2}\rangle$ соответствуют ядро с импульсом p_0 в изомерном состоянии i и $n_{k_1\sigma_1}$ фотонов с волновым вектором \mathbf{k}_1 и поляризацией σ_1 в моде падающего излучения, а также $n_{k_2\sigma_2}$ фотонов с волновым вектором \mathbf{k}_2 и поляризацией σ_2 в моде рассеянного излучения. Промежуточные состояния представлены набором $|p_s, s, n_{k_1\sigma_1} - 1, n_{k_2\sigma_2}\rangle$ или $|p_s, s, n_{k_1\sigma_1}, n_{k_2\sigma_2} + 1\rangle$, а конечное состояние имеет вид $|p, f, n_{k_1\sigma_1} - 1, n_{k_2\sigma_2} + 1\rangle$. Вероятность такого двухквантового перехода в единицу времени есть

$$P_{fi}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{\omega_1}{c} \right)^{2L-1} \left(\frac{\omega_2}{c} \right)^{2K-1} \left| M_{fi}^{(L,K)} \right|^2 n_{k_1\sigma_1} (n_{k_2\sigma_2} + 1) \times g \left(\hbar\omega_2 + E_f + \frac{p^2}{2M} - \hbar\omega_1 - E_i - \frac{p_0^2}{2M} \right), \quad (9)$$

где матричный элемент имеет вид

$$M_{fi}^{(L,K)} = \sum_{p_s} \left[\frac{\delta_{0,p_s-p-\hbar\mathbf{k}_2} \delta_{0,\hbar\mathbf{k}_1+p_0-p_s} \langle f | V_{\kappa_2\sigma_2}^{(K)*} | s \rangle \langle s | V_{\kappa_1\sigma_1}^{(L)} | i \rangle}{E_i + \hbar\omega_1 + p_0^2/2M - E_s - p_s^2/2M - i(\Gamma_i + \Gamma_s)/2} \right] + \sum_{p_s} \left[\frac{\delta_{0,p_s+\hbar\mathbf{k}_1-p} \delta_{0,p_0-\hbar\mathbf{k}_2-p_s} \langle f | V_{\kappa_1\sigma_1}^{(L)} | s \rangle \langle s | V_{\kappa_2\sigma_2}^{(K)*} | i \rangle}{E_i - \hbar\omega_2 + p_0^2/2M - E_s - p_s^2/2M - i(\Gamma_i + \Gamma_s)/2} \right], \quad (10)$$

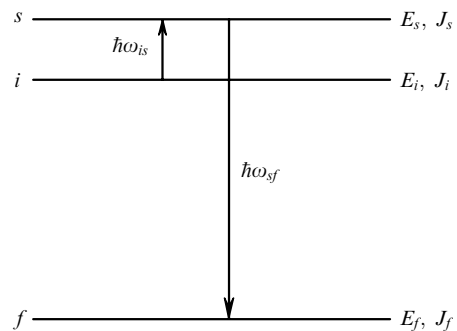


Рис.1. Антистоксов резонансный двухквантовый переход из начального изомерного состояния ядра i через промежуточное состояние s в конечное состояние f .

причем оба слагаемых в (10) имеют резонансный характер: первое велико, если энергия падающего фотона $\hbar\omega_1$ близка к энергии $E_s - E_i$ (это возможно, если уровень s лежит выше уровня i), а второе – если энергия рассеянного фотона $\hbar\omega_2$ близка к $E_i - E_s$ (это возможно, когда уровень s лежит ниже конечного уровня f , если последний не является основным). В нашем случае (рис.1) вторым слагаемым в (10) можно пренебречь.

Если на ядро падает излучение в направлении $\mathbf{\kappa}_1$ со спектрально-угловой плотностью потока фотонов $F(\omega_1, \mathbf{\kappa}_1)$, то вероятность антистоксова рассеяния в единицу времени с испусканием спонтанного γ -кванта можно представить в виде $dW_{sp} = \sigma_{sp}(\omega_1, \mathbf{\kappa}_1) F(\omega_1, \mathbf{\kappa}_1) d\omega_1 d\Omega_1$, где сечение спонтанного антистоксова рассеяния дается выражением

$$\sigma_{sp}(\omega_1, \mathbf{\kappa}_1) = \frac{2J_s + 1}{2J_i + 1} \frac{\lambda_1^2}{4} \left(\frac{\omega_1}{\omega_{si}} \right)^{2L+1} \left(\frac{\omega_1 + \omega_{if}}{\omega_{sf}} \right)^{2K+1} \times \frac{\gamma_{si}^{(R)} \gamma_{sf}^{(R)}}{\gamma_i + \gamma_s} g \left(\omega_1 - \omega_{si} - \frac{\omega_1}{c} (\mathbf{v}_0 \mathbf{\kappa}_1) - \frac{1}{\hbar} \frac{(\hbar\omega_1)^2}{2Mc^2} \right), \quad (11)$$

которое обобщает результат, полученный в [5, 7], учитывая в функции Лоренца с полушириной $\gamma_i + \gamma_s$ эффект Доплера для ядра, движущегося с \mathbf{v}_0 , и отдачу, испытываемую ядром при поглощении фотона с энергией $\hbar\omega_1$.

Если $F(\omega_1, \mathbf{\kappa}_1)$ имеет широкий спектр (с шириной, много большей ширины каждого из рассматриваемых уровней) и узкую угловую направленность ($\Delta\Omega_1 \ll 4\pi$) вблизи $\mathbf{\kappa}_1$, то сечение стимулированного антистоксова рассеяния может быть представлено в виде

$$\sigma_{st} = \frac{2J_s + 1}{2J_i + 1} \frac{\lambda_{is}^2}{4} \frac{\lambda_{sf}^2}{4} \frac{\gamma_{si}^{(R)} \gamma_{sf}^{(R)}}{\gamma_i + \gamma_s} F(\omega_{si}) \times g \left[\omega_2 - \omega_{sf} - \frac{\omega_{sf}}{c} (\mathbf{v}_0 \mathbf{\kappa}_2) + \frac{E_{2R}}{\hbar} \left(1 - \frac{2E_{si}}{E_{sf}} (\mathbf{\kappa}_1 \mathbf{\kappa}_2) \right) \right], \quad (12)$$

где функция Лоренца g имеет полуширину $\gamma_i + (\gamma_s + \gamma_f)/2$; единичный вектор $\mathbf{\kappa}_2$ задает направление испускания стимулированного γ -кванта; $E_{2R} = (\hbar\omega_{sf})^2/2Mc^2$ – энергия отдачи при испускании этого γ -кванта; $F(\omega_{si})$ – спектральная плотность потока фотонов падающего рентгеновского излучения на частоте перехода ω_{si} .

Усиление стимулированного γ -излучения

Для оценки коэффициента усиления стимулированного γ -излучения коллективом свободных изомерных ядер необходимо рассмотреть два конкурирующих процесса: антистоксову конверсию широкополосного рентгеновского излучения в стимулированную γ -эмиссию ядер с сечением процесса (12) и поглощение испущенных γ -квантов с переходом ядра из состояния f в состояние s (рис.1) с сечением, которое определяется выражением (8), где индекс i надо заменить индексом s . При этом сечения указанных процессов необходимо усреднить по всем возможным скоростям излучающих ядер. Для этого их надо умножить на вероятность $f(u)du = (M/2\pi kT)^{1/2} \times \exp(-Mu^2/2kT)du$ попадания проекции скорости ядра на направление излучения $u = (\mathbf{v}_0 \mathbf{\kappa}_2)$ в интервал от u до $u + du$ и проинтегрировать полученное выражение по всем возможным проекциям. Результат зависит от степени разброса скоростей ядер, т. е. от температуры T ядерного ансамбля.

При $(E_{2R} kT)^{1/2} \ll \hbar(\gamma_s + \gamma_f)$ (ширина изомерного уровня очень мала, $\gamma_i \ll \gamma_s, \gamma_f$, и мы ею в дальнейшем пренебрегаем) доплеровским слагаемым $(\omega_{sf}/c)(\mathbf{v}_0 \mathbf{\kappa}_2)$ в (12) и (8) можно пренебречь. В этом случае преобладает однородное уширение, и в усиление стимулированного γ -излучения с коэффициентом $G = \sigma_{st} n_i - \sigma_{ab} n_f$ (n_i, n_f – концентрации ядер в изомерном состоянии i и конечном состоянии f) дают вклад все ядра, а на частоте максимума линии излучения $\omega_2 = \omega_{sf} - (E_{2R}/\hbar)[1 - (2E_{si}/E_{sf}) \times (\mathbf{\kappa}_1 \mathbf{\kappa}_2)]$ коэффициент усиления

$$G = \frac{\lambda_{sf}^2}{2\pi} \frac{\gamma_{sf}^{(R)}}{\gamma_s + \gamma_f} \left\{ \frac{2J_s + 1}{2J_i + 1} \frac{\lambda_{si}^2}{4} \frac{\gamma_{si}^{(R)}}{\gamma_s} F(\omega_{si}) n_i - \frac{2J_s + 1}{2J_f + 1} n_f \left[\frac{\hbar(\gamma_s + \gamma_f)}{4E_{2R}[1 - (E_{si}/E_{sf})(\mathbf{\kappa}_1 \mathbf{\kappa}_2)]} \right]^2 \right\}. \quad (13)$$

Видно, что при $E_{2R} \gg \hbar(\gamma_s + \gamma_f)$, когда линии излучения и поглощения перестают перекрываться, и при достаточно большой спектральной плотности потока фотонов $F(\omega_{si})$ рентгеновского излучения усиление в центре линии излучения становится возможным и в отсутствие инверсии.

В обратном случае $(E_{2R} kT)^{1/2} \gg \hbar(\gamma_s + \gamma_f)$, когда доплеровское уширение больше однородного, для коэффициента усиления на частоте максимума линии излучения получаем следующее выражение:

$$G = \frac{\lambda_{sf}^2}{2\pi} \frac{\gamma_{sf}^{(R)}}{\gamma_D} (\pi \ln 2)^{1/2} \left\{ \frac{2J_s + 1}{2J_i + 1} \frac{\lambda_{si}^2}{4} \frac{\gamma_{si}^{(R)}}{\gamma_s} F(\omega_{si}) n_i - \frac{2J_s + 1}{2J_f + 1} n_f \exp \left[-\frac{E_{2R}}{kT} \left(1 - \frac{E_{si}}{E_{sf}} (\mathbf{\kappa}_1 \mathbf{\kappa}_2) \right)^2 \right] \right\}, \quad (14)$$

где $\hbar\gamma_D = 4(E_{2R} kT \ln 2)^{1/2}$ – доплеровская ширина линии излучения на половине высоты. Если $E_{2R} \gg \hbar\gamma_D$, т. е. когда линии излучения и поглощения перестают перекрываться, коэффициент усиления может оказаться положительным при достаточно больших $F(\omega_{si})$ и в отсутствие инверсии.

Численный расчет, выполненный для ядра ${}_{95}^{242}\text{Am}$ (энергия изомерного состояния $E_i = 48.63$ кэВ, период полураспада 141 год, спин и четность 5^- ; энергия промежуточного уровня $E_s = 52.9$ кэВ, спин и четность 3^- ; период полураспада основного состояния 16.02 ч, спин и четность 1^-) дает (см. (14)) $G = \sigma_{st} n_i = 7.3 \cdot 10^{-48} T^{-1/2} \times F(\omega_{si}) n_i$, где учтено, что $n_f = 0$. Для скорости радиационных переходов $\gamma_{si}^{(R)}$ и $\gamma_{sf}^{(R)}$ (оба перехода электрические квадрупольные $E2$) используется оценка Вайскопфа [16] $\gamma^{(R)} = 7.28 \cdot 10^{-8} E^5 A^{4/3}$ ($\gamma^{(R)}$ измеряется в обратных секундах, энергия перехода E – в килоэлектронвольтах), доплеровская ширина оценивается по формуле $\gamma_D = 1.08 \times 10^{12} E(T/A)^{1/2}$ (E измеряется в килоэлектронвольтах, T – в кельвинах). Нерезонансные потери γ -квантов с энергией ~ 50 кэВ обусловлены, в основном, фотоионизацией атомов с сечением $\sigma_i = 5 \cdot 10^{-22}$ см², поэтому пороговая спектральная плотность потока фотонов, требуемая для достижения усиления, оценивается при $T = 10^{-8}$ К как $F(\nu_{si}) = 2\pi F(\omega_{si}) \approx 4.3 \cdot 10^{22}$ фот/(см²·с·Гц).

Аналогичный расчет для ядра ${}_{45}^{102}\text{Rh}$ (энергия изомерного состояния $E_i = 140.75$ кэВ, период полураспада ~ 2.9 года, спин и четность 6^+ ; энергия промежуточного уровня $E_s = 154.43$ кэВ, спин и четность 5^+ ; энергия нижнего уровня $E_f = 105.22$ кэВ, период полураспада 0.9 нс, спин и четность представлены суперпозицией из $1^+, 2^+$ и

3^+) дает $G = \sigma_{st} n_i = 4.6 \cdot 10^{-44} T^{-1/2} F(\omega_{si}) n_i$ при $T \geq 10^{-7}$ К, а при более низких температурах преобладает одно-родное уширение и коэффициент усиления $G = \sigma_{st} n_i$ становится равным (см. (13)) $2.4 \cdot 10^{-40} F(\omega_{si}) n_i$ и перестает зависеть от температуры. При этом переход $s \rightarrow f$ является электрическим квадрупольным, а для скорости магнитного дипольного перехода $s \rightarrow i$ используется оценка [16] $\gamma_{si}^{(R)} = 3.15 \cdot 10^4 E_{si}^3 (\gamma_{si}^{(R)})$ измеряется в обратных секундах, а энергия перехода E_{si} – в килоэлектронвольтах). В результате для пороговой спектральной плотности потока рентгеновских фотонов при $T = 10^{-8}$ К получаем $F(v_{si}) = 2\pi F(\omega_{si}) \approx 1.3 \cdot 10^{19}$ фот./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц})$.

Точность выполненных численных расчетов определяется достоверностью оценок, используемых для скоростей радиационных ядерных переходов, которая составляет примерно два-три порядка.

Автор признателен Л.А.Ривлину за стимулирующие обсуждения проблем, рассмотренных в настоящей статье.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 97-31566) и РФФИ (грант № 99-02-16357).

1. Baldwin G.C., Solem J.C. *Rev.Mod.Phys.*, **69**, 1085 (1997).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
3. Adams C.S., Riis E. *Progr.Quant.Electron.*, **21**, 1 (1997).
4. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 286 (1975).
5. Becker W., Schlicher R.R., Scully M.O. *Phys.Letts A*, **106**, 441 (1984).
6. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **26**, 122 (1999).
7. Olariu S., Olariu A. *Phys.Rev. C*, **58**, 333 (1998).
8. Collins C.B., Eberhard C.D., Glesener J.W., Anderson J.A. *Phys.Rev. C*, **37**, 2267 (1988).
9. Collins C.B. et al. *Laser Physics*, **9**, 8 (1999).
10. Collins C.B. et al. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 695 (1999).
11. Collins C.B., Carroll J.J. *Hyperfine Interactions*, **107**, 3 (1997).
12. Collins C.B., Carroll J.J. *Laser Physics*, **9**, 1 (1999).
13. Power E.A., Zienau S. *Philosophical Transactions of Royal Society A*, **251**, 427 (1959).
14. Loudon R. *The quantum theory of light* (Oxford, Clarendon Press, 1973, ch. 8).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика* (М., Наука, 1974, § 143).
16. Гайтлер В. *Квантовая теория излучения* (М., ИЛ, 1956).
17. Firestone R.B. *Table of isotopes* (Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 1998).

ИНФОРМАЦИЯ

PACS 01.60.+q

К авторам и читателям журнала «Квантовая электроника»

Б.Ф.Полковников

С 2001 г. «Квантовая электроника» прекращает публикацию английских аннотаций статей, располагавшихся после каждой статьи. В 2000 г. перевод журнала «Квантовая электроника» начал осуществляться в России, что позволило до минимума сократить временной интервал между выходами русской и английской версий журнала и рассматривать его по сути как единый журнал, выходящий на двух языках. В связи с этим практически отпала и необходимость в публикации английских аннотаций в русской версии журнала. Английское же содержание по-прежнему будет сопровождать русское содержание для оперативного ознакомления иностранных читателей.

Следует отметить, что английские аннотации статей «Квантовой электроники» можно найти в Интернете на сайте перевода «Квантовой электроники» – журнала «Quantum Electronics» по адресу <http://turpion.ioc.ac.ru> (Москва, для российских пользователей) или <http://www.turpion.org> (США, для западных пользователей).

В связи с развитием глобальной информационной сети Интернет мы просим авторов наших статей сообщать нам адреса интернетовских сайтов их организаций. Это желательно для повышения информативности базы

Рейтинг ведущих физических журналов России в 1998 и 1999 гг.

Журнал	1998 г.	1999 г.
1. Успехи физических наук	1.476	1.058
2. Письма в ЖЭТФ	1.295	1.360
3. ЖЭТФ	0.798	1.025
4. Квантовая электроника	0.758	0.709
5. Laser Physics	0.631	0.668
6. Физика низких температур	0.509	0.609
7. J.Russ.Laser Research	0.495	–
8. Письма в «Журнал технической физики»	0.397	0.363
9. Журнал технической физики	0.344	0.252
10. Теоретическая и математическая физика	0.338	0.463
11. Физика высоких температур	0.265	–
12. Приборы и техника эксперимента	0.240	–
13. Доклады Академии наук	0.194	–
14. Известия АН, сер. физическая	0.171	–

данных авторов журнала, организуемой фирмой «Turpion-Moscow», обеспечивающей информационную поддержку обоих изданий.

Пользуясь случаем, хотим проинформировать наших авторов и читателей о том, что по данным американского Института научной информации импакт (рейтинг научного цитирования) журнала «Квантовая электроника» в 1998 и 1999 гг. составил 0.758 и 0.709 соответственно, что обеспечивает ему четвертое место среди всех российских физических научных журналов (см. таблицу) и первое место среди специализированных российских журналов в разделе «Physics. Applied».