

КИНЕТИКА ИНДУЦИРОВАННОГО МОССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б. В. Чириков

Рассмотрена кинетика вынужденного моссбауэровского излучения в неограниченном кристалле в условиях, когда характерное время процесса много меньше ширины линии. Показано, что максимум волны будет перемещаться с очень небольшой скоростью, пропорциональной ширине линии.

Введение

В последние годы получили широкое развитие генераторы и усилители электромагнитных волн, использующие вынужденное излучение атомов и молекул: так называемые мазеры и лазеры (см., например, [1]). Замечательной особенностью этих генераторов является чрезвычайно высокая спектральная и угловая плотность излучения. С термодинамической точки зрения плотность излучения зависит от температуры источника. В лазерах источником излучения являются возбужденные атомы в состоянии с отрицательной, т. е. более высокой, чем бесконечная [2], температурой. Поэтому принципиально может быть получена любая плотность излучения. Механизм усиления электромагнитной волны связан с вынужденным излучением возбужденных атомов.

Первоначально лазеры были осуществлены в сантиметровой области (мазеры), затем — в световой. Естественно возникает мысль распространить этот же принцип и на электромагнитное излучение ядер, т. е. на γ -лучи. По-видимому, впервые такое предложение было сделано Ривлиным [3, 4]. В его отчете [5], а также в [6] им был произведен довольно подробный количественный расчет, который показал принципиальную возможность осуществления γ -лазера. Эта возможность основана на том, что сечение вынужденного излучения, равное, при резонансе ¹⁾

$$\sigma_+ \sim \lambda^2 \sim 10^{-18} \text{ см}^2 \quad (\lambda \sim 0,2\text{Å}; \quad \hbar\omega \sim 50 \text{ keV}),$$

намного превышает сечение фотопоглощения, которое является основным механизмом потерь фотонов в этой области энергии: $\sigma_- \sim 10^{-22} \text{ см}^2 (Z \sim 25)^2$. Поэтому для развития γ -волны достаточно, чтобы концентрация активных ядер была бы больше некоторого критического значения

$$\eta > \eta_1 = \sigma_- / \sigma_+ \sim 10^{-4} \quad (1)$$

Здесь $\eta = \Delta n / n = (n_2 - n_1) / (n_2 + n_1)$; n_1, n_2 — плотности ядер в основном и возбужденном состояниях.

В [5, 6] выяснены следующие три основные трудности на пути создания γ -лазера: а) получение возбужденных ядер достаточной концентрации (1); б) осуществление достаточно узкой γ -линии, чтобы сечение вынужденного излучения имело указанное выше большое значение; в) отражение γ -лучей для получения обратной связи и увеличения длины пути γ -волны в среде;

1) Речь идет только о моссбауэровской линии естественной ширины.

2) Для $\lambda, Z, \hbar\omega$ взяты оптимальные значения, согласно оценкам [5, 6].

необходимость отражения принята в [5, 6] по аналогии с оптическим лазером. Последняя трудность является наиболее существенной.

Для отражения γ -лучей в [3-6] предлагается использовать явления полного внешнего или брэгговского отражений. Однако при этом требуются слишком жесткие допуски на точность отражающей поверхности или кристалла (до $\sim 10^{-16}$ [7]), которые, по-видимому, неосуществимы. В случае брэгговского отражения трудность усугубляется еще и тем, что необходимо определенное соотношение (с указанной выше точностью) между длиной γ -волны и периодом кристаллической решетки, которое может быть лишь случайным.

В настоящей работе рассматривается кинетика одного из возможных типов γ -лазера, который представляет собой кристалл, содержащий в начальный момент только возбужденные ядра (чистый ядерный изомер). Такой γ -лазер дает однократный импульс γ -излучения. По оценкам [7] это наиболее легко осуществимый тип γ -лазера. Так как для приготовления кристалла из чистого изомера необходимо довольно большое время, то время жизни изомера также должно быть велико. Характерное время развития γ -волны в этих условиях оказывается много меньше времени радиационного перехода. Поэтому сечение вынужденного излучения не является постоянным, а зависит от всего процесса развития γ -волны. Этим и определяется специфика кинетики γ -лазера. Исследование этой кинетики показывает, что, хотя время развития γ -волны относительно велико (~ 1 сек), длина, на которой развивается γ -волна, сравнительно очень мала (~ 1 мм). Поэтому отражение γ -волны не является необходимым и, таким образом, устраняется одна из трудностей на пути осуществления γ -лазера.

По существу в настоящей работе исследована лишь начальная стадия развития γ -волны в кристалле. При значительном увеличении потока γ -квантов процесс резко усложняется: изменяется изомерный состав, происходит нагревание и разрушение кристалла и т. п. Некоторые из этих вопросов рассмотрены в [7]. Подробный расчет этих процессов и связанных с ними вопросов применения γ -лазера (предельная плотность излучения, к. п. д. и др.) является очень сложным и в настоящий момент вряд ли целесообразным, поскольку само осуществление γ -лазера весьма проблематично. На первом этапе можно было бы попробовать получить хотя бы слабое усиление γ -волны в кристалле. Основной трудностью на пути к решению этой первой задачи является осуществление чрезвычайно узкой линии Моссбауэра (см. раздел 4). Эту трудность возможно удастся преодолеть, учитывая чрезвычайно интенсивные исследования эффекта Моссбауэра в настоящее время. Некоторые соображения относительно минимальной ширины линии Моссбауэра имеются в [7], а также будут изложены в отдельной статье.

1. Сечение вынужденного γ -излучения

В первом приближении теории возмущений амплитуда перехода между невырожденными состояниями ядра под действием внешнего электромагнитного поля равна [8]:

$$a = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t F(t) e^{i(\omega_0 - \omega)t} dt, \quad (1.1)$$

где ω , ω_0 — соответственно частота электромагнитной волны и ядерного перехода, $F(t)$ — матричный элемент возмущения, гамильтониан которого

имеет вид

$$\hat{H}_b = \hat{F}e^{-i\omega t} + \hat{F}^*e^{i\omega t}.$$

Рассмотрим такой предельный случай, когда в (1.1) можно считать экспоненциальный множитель равным единице. Это предположение справедливо, если расстройка $\Delta\omega \equiv \omega_0 - \omega \ll t_n^{-1}$, где t_n — характерное время процесса. Поскольку в рассматриваемом случае t_n относительно велико (~ 1 сек), последнее условие означает, в частности, что ширина γ -линии должна быть чрезвычайно малой ($\Delta\omega \ll 1$ сек $^{-1}$). Кроме того, время радиационного перехода τ_γ должно быть достаточно велико, чтобы можно было пренебречь мнимой частью частоты ω_0 в (1.1):

$$\text{Im } \omega_0 = \tau_\gamma^{-1}/2 \ll t_n^{-1}, \text{ т. е. } t_n \ll \tau_\gamma,$$

что также выполняется в рассматриваемом случае, как указывалось во введении.

Обозначим амплитуду векторного потенциала электромагнитной волны A_0 ; тогда $F = A_0 F_1$, где F_1 — матричный элемент, соответствующий единичной амплитуде. Поток фотонов в волне равен

$$q = ck^2 A_0^2 / 2\pi\hbar\omega, \quad k = \omega/c.$$

Из (1.1) с учетом вышеуказанного приближения $(\omega_0 - \omega)t \ll 1$ получаем для сечения вынужденного излучения:

$$\sigma_{и} = \frac{1}{q} \frac{d}{dt} |a|^2 = \frac{4\pi |F_1|^2}{k\hbar A_0(t)} \int_0^t A_0(t) dt. \quad (1.2)$$

Величина $|F_1|^2$ может быть легко связана с τ_γ посредством принципа детального равновесия [7]. Для неполяризованного ядра и излучения получаем

$$|F_1|^2 = \hbar/4kg_1\tau_\gamma, \quad (1.3)$$

где g_1 — статистический вес нижнего (по энергии) состояния. Кроме того, сечение вынужденного перехода (1.2) нужно умножить на статистический вес конечного состояния g_k . В результате получим:

$$\sigma_{и} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{\tau_\gamma A_0(t)} \int_0^t A_0(t) dt, \quad (1.4)$$

так как в случае вынужденного излучения $g_k = g_1$. Заметим, что сечение резонансного фотопоглощения при тех же предположениях имеет вид

$$\sigma_{в} = \frac{\pi}{k^2} \frac{g_2}{g_1} \frac{1}{\tau_\gamma A_0(t)} \int_0^t A_0(t) dt, \quad (1.5)$$

де $g_2 = g_k$ — статистический вес верхнего (по энергии) состояния. Соответственно максимальное сечение в резонансе для монохроматического излучения равно

$$\sigma_m^{(12)} = 2\pi k^{-2} g_2/g_1 \quad (1.6)$$

для резонансного фотопоглощения и

$$\sigma_m^{(21)} = 2\pi k^{-2} \quad (1.7)$$

для вынужденного излучения. Интересно отметить, что сечения (1.4) и (1.7) не зависят непосредственно от статистических весов состояний.

Несимметрия прямого и обратного сечений объясняется тем, что максимальное сечение в резонансе пропорционально обратной ширине уровня 2, т. е. времени, в течение которого сохраняется когерентность γ -волны. Ширина же уровня определяется вероятностью спонтанного перехода в определенном направлении ($2 \rightarrow 1$), которое оказывается, таким образом, выделенным.

Выражение (1.4) показывает, что сечение вынужденного излучения действительно зависит от кинетики процесса, как было сказано выше. Физический смысл этой зависимости можно легко понять в простейшем случае $A_0 = \text{const}$, т. е. электромагнитной волны постоянной амплитуды, действующей в течение достаточно короткого времени t . В соответствии с соотношением неопределенности ширина спектра волны длительности t порядка $\Delta\omega \sim t^{-1}$, ширина же резонансной линии $\sim \tau_\gamma^{-1}$. Поэтому эффективное (интегральное) сечение равно резонансному значению ($\sim \lambda^2$), умноженному на отношение $\tau_\gamma^{-1}/\Delta\omega \sim t/\tau_\gamma$, что совпадает по порядку величины с (1.4).

2. Кинетическое уравнение

Ограничимся рассмотрением простейшего случая плоской волны с интенсивностью $I(x, t)$. Уравнение для I имеет, очевидно, вид

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = I(x, t) (f\sigma_n \Delta n - n\sigma_-), \quad (2.1)$$

где Δn , n — соответственно плотности активных ядер и всех ядер; f — доля моссбауэровских фотонов. Учитывая, что $I \sim A_0^2$, получим после подстановки, деления на $2A_0$ и дифференцирования по t :

$$\frac{\partial^2 A_0}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2l_-} \frac{\partial A_0}{\partial t} = KA_0, \quad (2.2)$$

где

$$l_- = 1/n\sigma_-, \quad K = \pi\eta f/2k^2\tau_\gamma, \quad \eta = \Delta n/n. \quad (2.3)$$

Величины l_- , K будем считать в дальнейшем постоянными. Это означает, в частности, что мы пренебрегаем уменьшением концентрации активных ядер η как за счет спонтанного распада ($t \ll \tau_\gamma$), так и за счет вынужденных переходов (поскольку можно считать, что γ -волна развивается в узком телесном угле и ее глобальная интенсивность незначительна).

Уравнение (2.2) необходимо решать при граничном условии

$$A_0(0, t) = A_{\text{сп}} = 1, \quad (2.4)$$

где $A_{\text{сп}}$ — амплитуда спонтанного излучения, которую мы будем считать постоянной в течение всего процесса ($t \ll \tau_\gamma$). Начальное условие примем в виде

$$A_0(x, 0) = \exp(-x/2l_-). \quad (2.5)$$

Это условие соответствует затуханию спонтанной волны, так как сечение вынужденного излучения равно нулю при $t = 0$ (точка $x = t = 0$ соответствует возникновению спонтанной волны).

Условие (2.5) является приближенным, поскольку при $t = 0$ спонтанная волна успевает пройти путь $x = ct = 0$. Это значит, что (2.5) нужно рассматривать для некоторого $t_1 \neq 0$ и $x < ct_1$, причем t_1 должно быть много меньше характерного времени развития γ -волны. Условие справедливости такого приближения будет рассмотрено ниже (раздел 4).

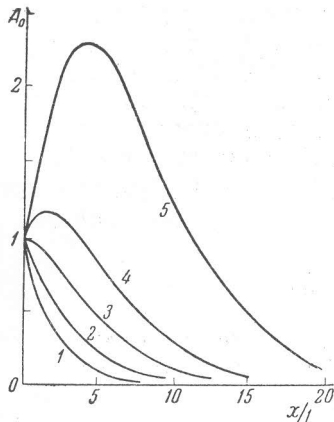
3. Решение

Легко проверить непосредственной подстановкой, что решение уравнения (2.2) при условиях (2.4), (2.5) имеет вид

$$A_0(x, t) = J_0(2i\sqrt{Kxt}) \exp\{-x/2l_-\}, \quad (2.6)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Для анализа решения рассмотрим наиболее интересный предельный случай $A_0 \gg 1$. Воспользовавшись асимптотикой бesselевой функции, найдем



$$A_0^2 = \frac{\exp(4\sqrt{Kxt} - x/l_-)}{4\pi\sqrt{Kxt}}. \quad (2.7)$$

График $A_0(x)$ для различных моментов времени, дающий представление о развитии γ -волны, изображен на рисунке.

Максимум интенсивности γ -волны в каждый заданный момент времени соответствует расстоянию

$$x_m \approx 4Kt l_-^2. \quad (2.8)$$

Максимальная интенсивность волны в зависимости от времени и расстояния до максимума выражается формулами

$$A_{0m}^2 = \frac{\exp(4Kt l_-)}{8\pi K t l_-} \approx \frac{\exp(x/l_-)}{2\pi x/l_-}. \quad (2.9)$$

Характерное время нарастания γ -волны

$$t_H \approx (4kl_-)^{-1} = \tau_\gamma \sigma_- k^2 / 2\pi \eta f = \tau_\gamma \eta_1 / f \eta, \quad (2.10)$$

где $\eta_1 = \sigma_- / \sigma_+ = \sigma_- k^2 / 2\pi$ — критическая концентрация ядерного изомера (1). Характерное расстояние, на котором развивается

γ -волна, равно l_- , т. е. среднему пробегу кванта на поглощение.

Получается парадоксальный на первый взгляд результат: чем сильнее поглощение, тем больше интенсивность γ -волны на заданном расстоянии от источника. Качественное объяснение состоит в следующем. Сечение вынужденного излучения по порядку величины равно $\sigma_+ t_H / \tau_\gamma$, где t_H — характерное время развития γ -волны, или время выжидания сужения γ -линии. Для развития γ -волны необходимо $\sigma_+ t_H / \tau_\gamma > \sigma_-$. Следовательно, чем больше поглощение, тем больше время выжидания (см. также (2.10)), а значит и сечение вынужденного излучения, и тем быстрее рост интенсивности γ -волны с расстоянием. В обратном предельном случае ($t_H \gg \tau_\gamma$), который имеет место в оптических лазерах, нарастание электромагнитной волны происходило бы на расстоянии $l_+ = (n\sigma_+)^{-1}$, в $\sigma_+ / \sigma_- = \eta_1^{-1} \sim 10^4$ раз меньше, чем l_- . Поэтому специфическая кинетика γ -лазера приводит к относительному увеличению характерной длины в η_1^{-1} раз. Причина, по которой эта увеличенная длина все же много меньше, чем в оптическом лазере, состоит главным образом в том, что рассматриваемый γ -лазер содержит чистый изомер, в то время как в оптическом лазере удается создать лишь очень незначительный избыток возбужденных атомов.

Скорость движения максимума γ -волны, который отчетливо виден на рисунке, равна

$$v_m \approx 4K l_-^2 = f \eta l_- / \eta_1 \tau_\gamma \approx l_- / t_H. \quad (2.11)$$

Для справедливости приближенного граничного условия (2.5) эта скорость должна быть много меньше скорости света (см. раздел 4).

Ширина γ -линии (2.9) имеет порядок t_n^{-1} , т. е. в η_1^{-1} раз больше радиационной ширины τ_γ^{-1} (2.10). Это связано с нестационарностью γ -волны. Согласно (2.11) скорость движения максимума волны пропорциональна ширине γ -линии.

Развитая теория может быть применена и к резонансному поглощению γ -лучей невозбужденными ядрами, например к изучению зависимости моссбауэровского поглощения от времени. Этот эффект исследован экспериментально [9], а также рассчитан другим методом [9,10]. В случае поглощения достаточно заменить в формулах $\sigma_n \rightarrow \sigma_b = -\sigma_n g_2/g_1$, $K \rightarrow K' = -K g_2/g_1$, тогда из (2.6) имеем

$$A_0^2 = J_0^2 (2\sqrt{K'xt}) \exp(-x/L_-), \quad (2.12)$$

что совпадает с результатом расчета в [9,10] при условии $\omega = \omega_0$, принятом в настоящей работе, и отсутствии фотопоглощения ($L_- \rightarrow \infty$), принятом в [9,10]. Следует, однако, заметить, что эксперимент [9] приводит к вдвое большему сечению поглощения, чем расчет при указанных предположениях. Причина расхождения пока не выяснена.

4. Некоторые оценки

Для получения грубых численных оценок, дополняющих картину развития моссбауэровской γ -волны в кристалле, примем $\eta_1 \sim 10^{-4}$ (1) и $\tau_\gamma \sim 10^4$ сек. Последняя величина определяется, как отмечалось во введении, временем приготовления чистого изомера. Согласно (2.10) характерное время нарастания γ -волны $t_n \sim 1$ сек ($f \sim \eta \sim 1$). За это время волна успевает пройти путь $\sim 3 \cdot 10^{10}$ см. Однако максимум, а вместе с ним и область наиболее сильного вынужденного излучения движется со значительно меньшей скоростью (2.11) и за характерное время t_n проходит всего $\sim L_- \sim 1$ мм ($n \sim 10^{23}$ см $^{-3}$; $\sigma_- \sim 10^{-22}$ см 2). Отсюда следует, прежде всего, что принятое в разделе 3 приближение ($v_m/c \sim 0,1/3 \cdot 10^{10} \sim 3 \cdot 10^{-12} \ll 1$) выполняется. Поскольку характерная длина развития γ -волны оказывается ~ 1 мм, то кристалл длиной в несколько сантиметров можно уже считать бесконечной средой, так что отражение γ -лучей не является необходимым для развития реакции. Направленность вынужденного излучения будет при этом определяться геометрией кристалла.

Исследованная в настоящей работе кинетика вынужденного γ -излучения базируется на предположении, что в течение всего характерного времени развития γ -волны (t_n) ее взаимодействие с атомами остается строго резонансным. Это значит, что ширина γ -линии в кристалле должна быть существенно меньше $t_n^{-1} \sim 1$ сек $^{-1}$. Это много больше естественной радиационной ширины $\tau_\gamma^{-1} \sim 10^{-4}$ сек $^{-1}$, но все же на пять порядков меньше ширины наиболее узкой линии, полученной в настоящее время для Zn^{67} ($\Delta\omega \sim 10^5$ сек $^{-1}$ [11]).

Влияние динамического уширения линии на кинетику вынужденного излучения может иметь место и в оптических лазерах. В существующей теории импульсного лазера [12] этот эффект не учитывается, так как, по-видимому, в настоящее время ширина линии лазера все еще относительно велика из-за несовершенства кристалла. Однако в дальнейшем, по мере улучшения характеристик лазера, эффект может оказаться существенным.

Заметим в заключение, что рентгеновский лазер, работающий на электронных переходах едва ли может быть осуществлен из-за отсутствия мета-

стабильных уровней и связанной с этим трудности создания значительной концентрации возбужденных атомов.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук
СССР

Поступила в редакцию
7 января 1963 г.

Литература

- [1] Н. Б а с о в, О. К р о х и н, Ю. П о п о в. УФН, 75, 3, 1961.
- [2] Л. Л а н д а у, Е. Л и ф ш и ц. Статистическая физика, Гостехиздат, 1951.
- [3] Л. Р и в л и н. Заявка на изобретение № 709414/38 от 10 января 1961 г.
- [4] Л. Р и в л и н. Заявка на изобретение № 710508/38 от 1 апреля 1961 г.
- [5] Л. Р и в л и н. О возможности осуществления цепной реакции индуцированных переходов возбужденных ядер, отчет № 74—2104, 1961.
- [6] Л. Р и в л и н. Вопросы радиоэлектроники (в печати).
- [7] Б. Ч и р и к о в. Кинетика вынужденного γ -излучения. Отчет ИЯФ СО АН СССР, 1962.
- [8] Л. Л а н д а у, Е. Л и ф ш и ц, Квантовая механика, Гостехиздат, 1948.
- [9] F. L i n c h, R. H o l l a n d, M. H a m m e r m e s h. Phys. Rev., 120, 513, 1960.
- [10] S. H a r r i s. Phys. Rev., 124, 1178, 1961.
- [11] P. C r a i g, D. N a g l e, D. C o c h r a n. Phys. Rev. Lett., 4, 561, 1960.
- [12] R. H e l l w a r t h. Phys. Rev. Lett., 6, 9, 1961.

KINETICS OF INDUCED MOSSBAUER RADIATION

B. V. Chirikov

The kinetics of forced Mossbauer radiation in an infinite crystal under conditions when the characteristic time of the process is much less than the line width is considered. It is shown that the wave peak should move with a very small velocity which is proportional to the line width.
