

Относит. роль 3 осн. процессов поглощения  $\gamma$ -кванта в формировании коэф.  $\mu$  зависит от  $Z$  и энергии  $\gamma$ -кванта  $\hbar\omega$  (рис. 7). Наряду с осн. процессами, имеется ряд механизмов выбывания  $\gamma$ -квантов из потока: томсоновское упругое рассеяние на бесструктурном ядре, дельбрюксовское упругое рассеяние на кулоновом поле ядра, комптоновское рассеяние на нуклонах ядра и поглощение в ядерных реакциях типа  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ . Последние наиб. существенны, особенно в области дипольного *гигантского резонанса* ( $\hbar\omega \sim 10-20$  МэВ). Для  $\gamma$ -квантов, энергии к-рых лежат в области этого резонанса, фотоядерный процесс может дать вклад порядка неск. % (10-5%) в  $\mu$  (см. *Фотоядерные реакции*).

*Лит.*: Бета и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Де Бенедетти С., Ядерные взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, М., 1970; Горбачев В. М., Замятин И. Ю. С., Лбов А. А., Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник, М., 1976; Гусев Н. Г., Дмитриев П. П., Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник, М., 1977; и др. же, Радиоактивные источники. Справочник, М., 1978; Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора, М., 1978. Д. П. Гречухин.

**ГАММА-КВАНТ ( $\gamma$ )** — фотон большой энергии (условно выше 100 кэВ). Г.-к. возникают, напр., при квантовых переходах в атомных ядрах, при нек-рых превращениях элементарных частиц (в частности, при аннигиляции электрон-позитронной пары в фотоны), тормозном и синхротронном излучении электронов высокой энергии.

**ГАММА-ЛАЗЕР** — источник когерентного эл.-магн. излучения  $\gamma$ -диапазона. Часто также используются сокращения «газер» или «газер», являющиеся аббревиатурой англ. фразы «Gamma Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation» («усиление  $\gamma$ -излучения с помощью вынужденного излучения»). Пока генерация вынужденного излучения в  $\gamma$ -диапазоне не осуществлена. Получение генерации в рентг. и  $\gamma$ -диапазонах открыло бы новые перспективы в рентгеновском структурном анализе, ядерной физике (воздействие на течение ядерных реакций) и др.

Идея Г.-л. возникла в связи с появлением оптич. лазера и открытием Мессбауэра эффекта. Открытие безотдачного излучения  $\gamma$ -квантов поставило вопрос о реализации вынужденного излучения системы возбужденных ядер. Впервые на эту возможность указал Л. А. Ривлин в 1961. В 1961-65 одновременно и независимо несколько сов. и амер. групп физиков занимались разработкой схем Г.-л. на эффекте Мессбауэра. Для создания активной среды предполагалось использовать радиохим. методы выделения долгоживущих ядерных изомеров с последующим введением их в кристалл (кристаллич. матрицу) или вырачиванием из этих ядер активных кристаллов.

Для возникновения нарастающей лавины когерентных  $\gamma$ -квантов необходимо, во-первых, чтобы в среде было больше возбужденных ядер, чем невозбужденных, и, во-вторых, чтобы вероятность вынужденного излучения была выше вероятности поглощения или рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами среды. Т. о., возникшее в среде  $\gamma$ -излучение (в результате спонтанного распада отд. ядер) будет усиливаться, если концентрация возбужденных ядер превышает нек-рое пороговое значение  $N^*$ , определяющееся из условия равенства коэф.  $\mu$  резонансного вынужденного излучения (коэф. квантового усиления) и коэф.  $\delta$  нерезонансных потерь энергии:

$$\mu = \delta. \quad (1)$$

Коэф. усиления  $\mu$  определяется ф-лой:

$$\mu = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\hbar}{\Gamma} \frac{\beta}{1+\alpha} N. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны  $\gamma$ -излучения,  $\Gamma$  — спектральная ширина резонансного перехода ядра в кристалле,

$\tau$  — время жизни ядра в изомерном состоянии,  $\alpha$  — коэф. конверсии *внутренней*,  $\beta$  — т. н. коэф. в е т в л е н и я, учитывающий возможность перехода ядра на др. уровни, лежащие выше нижнего рабочего, если генерация идет с более высоких уровней, чем первый возбужденный ( $\beta=1$ , если генерация идет с первого возбужденного уровня ядра). Нерезонансные потери в области энергий  $\gamma$ -квантов, при к-рых вероятность эффекта Мессбауэра велика, определяются в осн. фотоэффектом, т. е. процессом, при к-ром атом поглощает  $\gamma$ -квант и испускает электрон. Для легких матриц  $\delta \approx 10$  см<sup>-1</sup>. Полагая в (2)  $\lambda=1 \text{ \AA}$ ,  $\alpha \approx \beta \approx 1$ , получим для  $N^*$  след. выражение:

$$N^* (\text{см}^{-3}) = 1,3 \cdot 10^{17} \Gamma \tau. \quad (3)$$

Т. о., при естеств. ширине линии  $\Gamma\tau=1$  критич. плотность возбужденных изомерных ядер составляет незначит. часть плотности атомов в твердом теле ( $\sim 10^{23}$  атом/см<sup>3</sup>). Из (3) видно, что немессбауэровский вариант  $\gamma$ -лазера практически невозможен. Действительно, для ядер со ср. ат. номерами  $Z$  доплеровское уширение линии  $\Gamma_D \approx 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Следовательно, согласно (3), пороговая плотность изомерных ядер выходит за пределы плотности твердого тела уже при  $\tau=10^{-7}$  с.

С ростом энергии  $\gamma$ -квантов вероятность безотдачного излучения резко падает. Вероятность эффекта Мессбауэра близка к 1 только при значениях энергии перехода  $\hbar\omega \approx 150$  кэВ. Это ограничивает верх. значение величины энергии  $\gamma$ -квантов, достижимое в  $\gamma$ -лазере на ядерных переходах. Ниж. значение энергии радиац. переходов ядер, пригодных для генерации  $\gamma$ -излучения, определяется быстрым ростом сечения фотоэффекта с уменьшением энергии  $\gamma$ -квантов. Поэтому область пригодных энергий радиац. переходов ядру определяется неравенствами:  $10 \text{ кэВ} < \hbar\omega < 150 \text{ кэВ}$ .

Предложенные модели  $\gamma$ -лазера на ядерных переходах можно разделить на две группы: Г.-л. на короткоживущих ( $\tau \leq 10^{-5}$  с) и долгоживущих ( $\tau \gg 10^{-5}$  с) изомерах. Граничное значение  $\tau=10^{-5}$  с обусловлено тем, что при  $\tau \leq 10^{-5}$  с ширина мессбауэровской линии  $\gamma$ -перехода близка к естеств. ширине, когда  $\Gamma\tau \approx 1$ . При  $\tau \gg 10^{-5}$  с ширина линии не зависит от времени жизни и равна приблизительно  $10^5$  Гц, следовательно,  $\Gamma\tau \gg 1$  (рис. 1). Последнее обстоя-

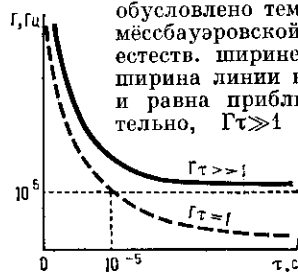


Рис. 1. Зависимость ширины  $\Gamma$  линии мессбауэровского излучения от времени жизни изомера  $\tau$ ; пунктирная кривая соответствует естественной ширине линии, сплошная линия — результат экспериментов.

тельство и определило осн. трудности первых моделей  $\gamma$ -лазера на долгоживущих изомерах.

Неизбежные нарушения правильности (идеальности) кристаллич. решетки, хим. и квадрупольные сдвиги приводят к уширению линий  $\gamma$ -резонанса. Кроме того, причиной уширения линии, неустранимой даже в идеальных кристаллах, является магн. диполь-дипольное взаимодействие ядер, т. к. спины возбужденных и невозбужденных ядер различны, а координаты ядер, высветившихся в процессе генерации, случайны.

Значит, прогресс в разработке схем Г.-л. на долгоживущих изомерах был достигнут благодаря работам Р. В. Хохлова с сотрудниками, к-рые предложили применить методы ЯМР-спектроскопии (см. *Ядерный магнитный резонанс*) твердых тел для сужения линии  $\gamma$ -резонанса. Использование специально подобранных последовательностей радиочастотных импульсов с частотой, соответствующей переходам между магн. подуровнями рабочих уровней ядер, позволяет подавить