

Возможность демонстрационного гамма-лазерного эксперимента на ядрах

Л.А.Ривлин

Представлены оценки параметров возможного демонстрационного эксперимента по наблюдению генерирования гамма-излучения в однопроходном лазере со скрытой инверсией усиливающей среды из свободных ядер.

Ключевые слова: ядерный гамма-лазер; демонстрационный эксперимент, скрытая инверсия.

1. Введение

Концепция стимулированного гамма-излучения в ядерной среде со скрытой инверсией населенности [1] основана на положительном влиянии отдачи свободных ядер в радиационных процессах. Это явление приводит к спектральному смещению гамма-линий излучения и поглощения на удвоенную энергию отдачи. Если такое взаимное смещение линий превышает их ширину, то резонансное поглощение испускаемых фотонов невозбужденными ядрами отсутствует, что и создает предпосылки к возникновению скрытой инверсии, т.е. способности ядерной среды к квантовому усилению потока гамма-фотонов без необходимости в превышении полной населенностью верхнего уровня лазерного перехода населенности нижнего.

С другой стороны, поскольку отдача проявляется наиболее сильно именно в свободных ядрах, их линии испускания оказываются заметно подверженными доплеровскому уширению. Это катастрофически сказывается на коэффициенте усиления потока гамма-фотонов, и для подавления доплеровского уширения необходимо глубокое охлаждение ядерной среды вплоть до температур, при которых доплеровское уширение оказывается сравнимым с естественной шириной линии. Подобное охлаждение до необходимых субмикрокельвиновых температур является сегодня вполне доступным при манипулировании нейтральными атомами с помощью излучения оптических лазеров [2].

Кроме того, то же смещение линий ядерного поглощения и испускания позволяет производить оптическую накачку двухуровневой ядерной структуры некогерентным рентгеновским излучением по схеме, аналогичной стандартной трехуровневой схеме оптических лазеров, но без привлечения дополнительного третьего уровня. В этом случае энергия лазерного излучения полностью поставляется источником накачки. Наряду с такой «двухуровневой» схемой существует принципиальная возмож-

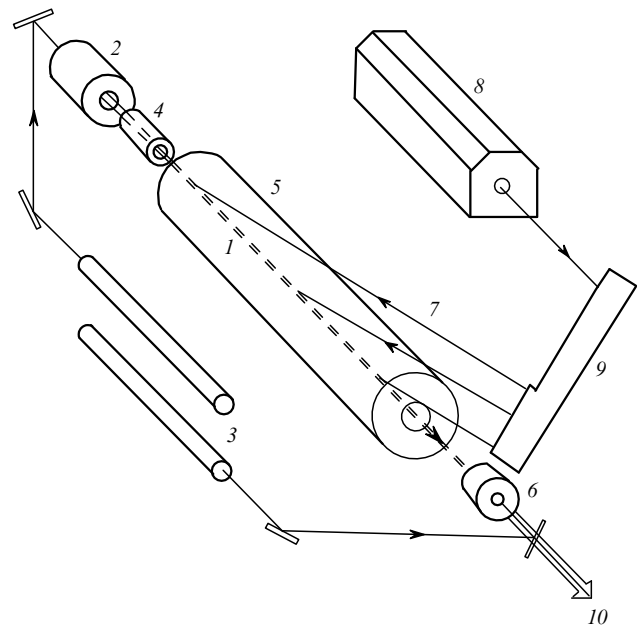


Рис.1.

ность построения гамма-лазера по так называемой антистоксовой схеме, в которой энергия лазерного излучения черпается из энергии, запасенной в метастабильных состояниях изомерных ядер.

Таким образом, общее представление о возможном демонстрационном эксперименте по наблюдению квантового усиления потока гамма-фотонов в ядерной среде со скрытой инверсией (или по построению беззеркального гамма-лазера с однопроходным усилением) дает эскизная схема (рис.1). Ее основным элементом является глубоко охлажденный протяженный нитевидный пучок 1 нейтральных атомов, содержащих активные ядра. Для его образования, охлаждения, формирования и удержания служат источник атомов 2, оптические лазеры 3, устройство загрузки атомов 4 в ловушку 5 (в частности, магнитооптическую), а также поглотитель отработанных атомов 6. Накачка производится направленным пучком рентгеновских фотонов 7 из источника накачки 8 через систему фильтрации и транспортировки излучения 9. Испускание усиленного ядрами выходного потока гамма-квантов 10 происходит навстречу излучению накачки.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru;

2. Выбор нуклидов для демонстрационного эксперимента

Оптимизация выбора нуклидов для демонстрационного эксперимента представляется задачей, трудно поддающейся формализации из-за сложной игры множества факторов, относящихся как к ядерным, так и к атомным свойствам кандидатов. В связи с этим следует наметить хотя бы грубую канву подобного выбора.

2.1. «Двухуровневая» схема

1. Выбор структуры уровней для этой схемы предельно прост, поскольку действующих уровней всего два: основной и первый возбужденный. Желательно, чтобы само ядро было стабильным или достаточно долгоживущим. Сложнее обстоит дело с выбором энергии возбужденного состояния E_0 . С одной стороны, она не должна быть слишком высокой, т. к. сечение стимулированного испускания

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\gamma\alpha}} \beta \quad (1)$$

и сечение поглощения излучения накачки пропорциональны квадрату длины волны λ , а частота фотонов рентгеновской накачки, источники которой практически всегда имеют ограничения по энергии, по существу совпадает с частотой лазерного перехода. Здесь Γ_γ – естественная радиационная ширина; $\Gamma_{\gamma\alpha} = \Gamma_\gamma(1 + \alpha)$ – полная естественная ширина перехода; α – коэффициент внутренней электронной конверсии;

$$\beta = \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}}{\hbar\Delta\omega_D} \quad (2)$$

– отношение полной естественной ширины перехода $\Gamma_{\gamma\alpha}$ к доплеровской ширине $\hbar\Delta\omega_D$.

С другой стороны, чрезмерно низкая энергия перехода предопределяет неприемлемо высокие коэффициенты внутренней электронной конверсии α и скорости других нерadiационных каналов разрядки возбужденного состояния, а также сечения нерезонансных потерь гамма-фотонов χ в результате фотоэффекта на атомных электронах и др. По-видимому, разумные энергии лазерного перехода E_0 лежат в диапазоне от нескольких десятков до сотен килоэлектронвольт. Кроме того, очевидно, что необходима не слишком большая разность угловых моментов верхнего и нижнего уровней, т. е. по возможности невысокая мультипольность перехода.

2. Приемлемое время жизни возбужденного состояния $\tau_{1/2}$ задается, главным образом, доступным охлаждением атомов, содержащих активные ядра, поскольку одним из основных требований принятой концепции гамма-лазера на свободных ядрах является как можно более радикальное подавление доплеровского уширения гамма-линии, выражаемое отношением ширин линий β . Разумеется, желательным является максимальное $\beta \rightarrow 1$. Отсюда следует требование к «продольной температуре» атомного пучка

$$T_{\text{long}} \leq \frac{0.41A}{(E_0\beta\tau_{1/2})^2}, \quad (3)$$

где T_{long} выражено в микрокельвинах, E_0 – в килоэлектронвольтах, время полураспада возбужденного состоя-

ния $\tau_{1/2}$ – в наносекундах; A – число нуклонов в ядре. (Формулу (3) следует использовать взамен неправильной формулы (26) из [1], откуда также должен быть исключен следующий за (26) перечень температурных интервалов, свойственных различным методам охлаждения.)

Если не прибегать к особо изощренным методам современного лазерного охлаждения атомов, то следует ограничить «продольную температуру» так называемым пределом по отдаче [2]: $T_{\text{long}} > T_{\text{rec}}$, где

$$T_{\text{rec}} = \frac{(\hbar\omega_{\text{opt}})^2}{k_B M c^2} \approx 12.5 \frac{(\hbar\omega_{\text{opt}})^2}{A}, \quad (4)$$

который обычно составляет около одного микрокельвина (здесь T_{rec} – в микрокельвинах; $\hbar\omega_{\text{opt}}$ – энергия фотонов охлаждающего оптического лазера в электронвольтах; M – масса атома; c – скорость света и k_B – постоянная Больцмана). Сопоставление (3) и (4) с учетом $\beta \rightarrow 1$ и других разумных значений параметров указывает на субнаносекундный диапазон желательных времен жизни $\tau_{1/2}$ лазерного уровня.

3. Энергия отдачи ядра

$$E_{\text{rec}} \approx \frac{E_0^2}{2M c^2} \approx 0.53 \frac{E_0^2}{A} \quad (5)$$

при принятой выше температуре T_{long} практически всегда намного превышает энергию, необходимую для возникновения скрытой инверсии населенности (см. формулы (10) из [1]; в (5) E_{rec} берется в миллиэлектронвольтах, если E_0 – в килоэлектронвольтах).

4. Атомный оптический переход, используемый для лазерного охлаждения, должен иметь достаточно большую вероятность w_{opt} и лежать в спектральном интервале, доступном для существующих (или потенциально создаваемых) лазеров.

5. Охлаждаемый атомный пучок испускается источником, в качестве которого обычно используется нагретая полость («печь»). В связи с этим избранные атомы должны обладать достаточным давлением p_{vap} насыщенных паров с концентрацией n_{vap} при умеренной температуре T_{vap} .

6. Сечение χ потерь гамма-фотонов, вызываемых фотоэффектом на атомных электронах, комптоновским рассеянием и другими процессами, обычно существенно уступает сечению стимулированного испускания σ_0 .

В табл. 1 приведены данные, полученные с помощью [3–7] (иногда с применением интерполяции данных) по рассмотренной выше схеме для четырех изотопов, характеристики которых, по-видимому, достаточно близки к желаемому компромиссу, хотя и без претензий на абсолютную оптимальность. Концентрация атомов в пучке n и спектральная плотность накачки j_p оценивались по формулам (53), (54) из [1] по принятым относительной концентрации n_2/n , длине атомного пучка L и усилению на одном проходе G . Некоторый скепсис могут вызвать нестабильность нуклида $^{54}_{25}\text{Mn}$, необходимая коротковолновость (УФ область) оптического лазера для охлаждения $^{173}_{70}\text{Yb}$, а также слишком высокая температура насыщенных паров атомов $^{173}_{65}\text{Tb}$.

2.2. Антистоксова схема

Может показаться, что антистоксова схема ядерного гамма-лазера выглядит более привлекательно, чем «двухуровневая», поскольку принято считать, что пер-

Табл.1. Примеры «двухуровневых» нуклидов (отношение ширины линий $\beta = 1$, длина атомного пучка 10 м, усиление на одном проходе 6).

Нуклиды	$^{54}_{23}\text{Mn}$	$^{159}_{63}\text{Tb}$	$^{165}_{67}\text{Ho}$	$^{173}_{70}\text{Yb}$
Энергия лазерного перехода E_0 (кэВ)	54.4	58	94.7	78.65
Длина волны λ (нм)	0.0228	0.0215	0.013	0.0158
Время жизни верхнего лазерного уровня $\tau_{1/2}$ (нс)	0.049	0.0536	0.022	0.046
Естественная ширина верхнего лазерного уровня $\Gamma_{\gamma\alpha}$ (мкэВ)	9.3	8.5	21	10
Коэффициент внутренней электронной конверсии α	0.212	11	3.13	7
Энергия отдачи ядра E_{rec} (мэВ)	29	11.2	28.3	19
Угловой момент и четность верхнего уровня J_2	2 ⁺	5/2 ⁺	9/2 ⁻	7/2 ⁻
Угловой момент и четность нижнего уровня J_1	3 ⁺	3/2 ⁺	7/2 ⁻	5/2 ⁻
Мультипольность лазерного перехода	M1 + E2	M1 + E2	M1 + E2	M1 + E2
Время жизни нуклида (дни)	312.3	∞	∞	∞
Длина волны оптического лазера λ_{opt} (мкм)	0.403	0.433	0.41	0.399
Энергия фотона оптического лазера $\hbar\omega_{\text{opt}}$ (эВ)	3.08	2.86	3.02	3.1
Вероятность оптического перехода атома, умноженная на статвес, w_{opt} (10^8 c^{-1})	1.4	25	7.2	1.6
Температура насыщенных паров T_{var} (К)	1491	2181	1720	994
Давление насыщенных паров p_{var} (Па)	100	100	100	500
Концентрация насыщенных паров n_{var} (10^{16} см^{-3})	14.5	21.3	16.8	48.5
Сечение стимулированного испускания σ_0 (10^{-19} см^2)	7	0.6	0.7	0.52
«Продольная температура» атомного пучка T (мкК)	3	6.9	15.7	5.5
Температурный предел по отдаче T_{rec} (мкК)	2.2	0.64	0.7	0.7
Сечение фотонных потерь χ (10^{-19} см^2)	0.002	0.08	0.01	0.02
Концентрация атомов в пучке n (10^{16} см^{-3})	2.56	15.5	15	18
Относительная концентрация возбужденных ядер n_2/n	0.1	0.2	0.2	0.2
Нормировка спектральной плотности накачки j_h (10^{17} см^{-2})	3.2	17	19	24
Спектральная плотность накачки j_p (10^{17} см^{-2})	0.32	3.5	3.8	4.8

вая использует для генерирования внутриядерную энергию метастабильных состояний, в то время как вторая полностью черпает ее из источника накачки. Это, однако, является отчасти иллюзией, т. к. большинство изомерных нуклидов, которые можно рассматривать в качестве кандидатов для построения гамма-лазера, имеют искусственное происхождение и энергия, запасенная в их метастабильных состояниях, была затрачена (и притом с невысокой эффективностью) при их производстве. Последний процесс можно рассматривать как своего рода предварительную накачку с отложенной реализацией.

Антистоксовой схеме гамма-лазера присуще серьезное внутреннее противоречие. Достаточная продолжительность жизни метастабильного состояния изомерного ядра обуславливается большой разностью угловых моментов этого состояния и нижележащих уровней. В то же время переход из метастабильного состояния вверх на триггерный уровень и лазерный переход с последнего вниз должны быть достаточно быстрыми (и, следовательно, должны обладать малыми разностями угловых моментов), чтобы обеспечить эффективность действия схемы в целом.

Эти противоречивые требования оказываются трудновосприимчивыми в простейшей трехуровневой структуре уровней. Примером может служить изомерное ядро $^{242}_{95}\text{Am}$ с временем жизни метастабильного состояния 141 год и его угловым моментом 5⁻. Основное состояние имеет угловой момент 1⁻, так что сильнозапрещенный переход вниз обладает высокой мультипольностью E4. Как триггерный переход вверх на уровень с угловым моментом 3⁻, так и предполагаемый лазерный переход на основной уровень имеют неприемлемо высокие мультипольности E2, что делает это ядро (привлекательное в других отношениях – большое время жизни, доступное

производство, малая энергия триггерного фотона 4.27 кэВ и т.п.) сомнительным кандидатом.

Не исключено, что положительное разрешение рассматриваемого противоречия возможно в многоуровневых структурах, где снятие возбуждения триггерного уровня осуществляется в виде каскада переходов, так что большая исходная разность угловых моментов суммируется из малых разностей угловых моментов нескольких быстрых переходов в нисходящем каскаде. Важно подчеркнуть, что для использования в качестве лазерного перехода пригоден только первый член каскада, поскольку все последующие переходы происходят в пучке ядер, утратившем исходную монокинетичность из-за отдачи при спонтанном испускании фотонов каскада и, соответственно, приобретаем значительное неоднородное уширение линии испускания. К сожалению, привести убедительные примеры подобных изомеров пока не удается.

3. Требования к однородности атомного пучка

Требования к однородности параметров атомного пучка вытекают из условий поддержания резонанса между усиливаемым гамма-излучением и ядерными переходами с малой шириной линии по всему объему усиливающей среды. Допустимый разброс поперечных скоростей Δv_{tr} атомов в ловушке ограничивается неравенством

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta v_{\text{tr}}}{c} \right)^2 E_0 \ll \Gamma_{\gamma\alpha}, \quad (6)$$

препятствующим потере резонанса из-за эффекта Доплера второго порядка. Это ограничение оказывается до-

статочно мягким: так, $\Delta v_{tr} < 300$ см/с, если $E_0 = 100$ кэВ и $\Gamma_{\gamma\alpha} = 10^{-10}$ эВ, т.е. «поперечная температура» атомов в пучке не должна заметно превышать 0.1 К, что заведомо больше типичной температуры в атомных ловушках.

Разброс продольных скоростей Δv_{long} атомов по длине пучка ограничивается эффектом Доплера первого порядка:

$$\frac{\Delta v_{long}}{c} E_0 \ll \Gamma_{\gamma\alpha}, \quad (7)$$

Это дает, например, $\Delta v_{long} \ll 0.3$ см/с и $\Delta T_{long}/T_{long} < 0.01$, если $E_0 = 100$ кэВ, $\Gamma_{\gamma\alpha} = 10^{-10}$ эВ и $T_{long} = 1$ мкК.

Дополнительная продольная неоднородность скоростей атомов может возникнуть из-за падения атомов в поле силы тяжести при отклонении оси ловушки от идеально горизонтального положения на некоторый угол ψ . Падение атомов приводит к доплеровскому смещению резонанса первого порядка вдоль длины пучка L и создает на этой длине разность скоростей

$$\Delta v_L = g \frac{L}{v_{long}} \sin \psi = \frac{gh}{v_{long}}, \quad (8)$$

где g – ускорение силы тяжести; v_{long} – продольная переносная скорость атомов в пучке; $h = L \sin \psi$ – разность высот концов ловушки. С учетом ограничений по эффекту Доплера первого порядка (7) это приводит к неравенству

$$h \ll \frac{c v_{long} \Gamma_{\gamma\alpha}}{g E_0}. \quad (9)$$

что для предыдущего примера дает $h \ll 30$ мкм, если $v_{long} = 10^5$ см/с.

4. Рентгеновская накачка

Необходимая спектральная плотность j_p рентгеновского излучения накачки, выраженная в единицах $\text{см}^{-2} \times \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1} = \text{см}^{-2}$ и представленная в последней строке табл.1, исключительно велика: j_p достигает $\sim 10^{17}$ см^{-2} . Кроме того, для осуществления накачки, не возмущающей охлажденного пучка ядросодержащих атомов, это излучение должно быть сосредоточено в телесном угле (формула (48) из [1])

$$(\Delta\varphi)^2 \ll 4 \frac{Mc^2 \Gamma_{\gamma\alpha}}{\beta E_0^2} \approx 4 \frac{A \Gamma_{\gamma\alpha}}{\beta E_0^2}, \quad (10)$$

где $\Delta\varphi$ выражено в мрад; E_0 – в кэВ; $\Gamma_{\gamma\alpha}$ – в нэВ. Так, $(\Delta\varphi)^2 \ll 0.004$ мрад² при $E_0 = 100$ кэВ, $A = 100$, $\Gamma_{\gamma\alpha} = 10^{-10}$ эВ и $\beta \rightarrow 1$.

Для сопоставления этих требований с возможностями известных источников излучения рентгеновского диапазона их удобнее сформулировать в обычно используемых единицах фот./($\text{мм}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{мрад}^2$) в полосе, равной 0.1 % от частоты ($\sim 10^{19}$ Гц), где под площадью подразумевается сечение светящегося тела источника в квадратных миллиметрах. В этих единицах требуемая спектральная плотность источника рентгеновской накачки оценивается как чрезвычайно большая – порядка 10^{33} (фот./ $\text{мм}^2 \times \text{с} \cdot \text{мрад}^2$) в полосе 0.1% от частоты. Это на несколько порядков превышает спектральные плотности, полученные сегодня на лучших синхротронных источниках; требуемую спектральную плотность планируется достигнуть в ближайшее десятилетие (см., напр., [8]).

Однако эта устрашающая спектральная плотность излучения накачки в используемых выше единицах на самом деле обусловлена произвольно широкой полосой, принятой в стандартном определении. Такая широкополосность (~ 0.1 % от частоты, т.е. примерно 10^{16} Гц) является абсолютно избыточной для осуществления накачки. Интегральный фотонный поток накачки может быть снижен на много порядков за счет радикального уменьшения полосы при сохранении той же спектральной плотности. В этой связи представляют определенный интерес источники рентгеновского излучения, использующие томсоновское и комптоновское рассеяние низкочастотных фотонов (например, лазерных) на релятивистских электронах [9, 10].

Нужно отметить, что субнаносекундные времена жизни лазерного уровня ядер могут потребовать организации накачки в виде рентгеновского импульса, бегущего вдоль протяженного атомного пучка, подобно тому, как это делается в рентгеновских лазерах на ионных переходах.

Таким образом, создание рентгеновской накачки является одной из наиболее трудноразрешимых задач в рассматриваемой проблеме создания ядерного гамма-лазера.

5. Ожидаемые выходные параметры демонстрационного эксперимента

Полный поток гамма-фотонов, испускаемый принятой беззеркальной моделью в результате однопроходного усиления спонтанного шумового фона, можно оценить как

$$F = \frac{\pi D^2}{4} \frac{G-1}{\ln G} S_{sp} L, \quad (11)$$

где

$$G = \exp[(\sigma_0 n_2 - \chi n) L] \quad (12)$$

– усиление на одном проходе ядерной среды длиной L с полной концентрацией атомов n и относительной концентрацией возбужденных ядер n_2/n ; D – диаметр атомного пучка;

$$S_{sp} = \frac{n_2}{\tau_{1/2} \ln 2} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma\alpha}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \beta \quad (13)$$

– скорость спонтанного испускания гамма-фотонов единицей объема ядерной среды в полосу ее усиления и в телесный угол

$$\Delta\Omega \approx \left(\frac{D}{L}\right)^2, \quad (14)$$

охватывающий выделенные моды. В итоге

$$F \approx \frac{\ln 2}{4\pi} \frac{n_2}{\tau_{1/2} (1 + \alpha)} \frac{G-1}{\ln G} \left(\frac{D}{L}\right)^2 V \beta, \quad (15)$$

где V – объем ядерной среды.

Эти формулы, например, для $^{165}_{67}\text{Ho}$ (см. табл.1) дают следующие оценки: поток гамма-фотонов в импульсе $F \approx 3 \cdot 10^{17}$ с^{-1} с мощностью около 5 кВт и плотностью потока энергии 2.5 МВт/ см^2 в телесном угле $\Delta\Omega \approx 0.0025$ мрад², если $D = 0.5$ мм. И, наконец, совсем необычный пара-

метр: при условии достижения достаточной степени когерентности напряженность электрического поля в пучке гамма-излучения может превысить 40 кВ/см. Разумеется, полная энергия ультракороткого гамма-импульса мала и не превышает единиц микроджоулей.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 99-02-16357) и INTAS (грант № 9731566).

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
2. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser cooling and trapping* (Berlin, Springer, 1999).
3. R.V.Firestone (Ed.) *Tables of Isotopes. Lawrence Berkeley Nat. Lab.* (N.Y., John Willy & Sons, Inc. 1996).
4. Boeklen R., Geilig S. Z. *Metallkunde*, **40**, 157 (1949).
5. K. Siegbahn (Ed.) *Beta- and Gamma-ray Spectroscopy* (Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1955).
6. И.С.Григорьев, Е.З.Мейлихов (ред.) *Физические величины* (М., Энергоиздат, 1991).
7. Л.А.Слив (ред.) *Гамма-лучи* (М. – Л., изд-во АН СССР, 1961).
8. *European Synchrotron Radiation Facility*. (<http://www.esrf.fr/ESRF/about/general/brilliance.html>).
9. *Nuclear Instruments and Methods A*, **455**, № 1 (2000)
10. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **24**, 840 (1997).