

ИНДУЦИРОВАННАЯ γ -ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

А.А.Андреев, Ю.В.Рождественский, К.Ю.Платонов⁺

Государственный оптический институт им.С.И.Вавилова
199034 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Государственный технический университет
199034 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 7 октября 1998 г.

Изучается индуцированная рентгеновским излучением лазерной плазмы γ -флуоресценция изомерных ядер, локализованных в магнитной ловушке. Показано, что при этом возможно получение импульса γ -излучения длительностью сотни пикосекунд и энергией 10^{-5} Дж.

PACS: 23.20.Lv, 78.70.Ep

Получение индуцированной флуоресценции в резонансных средах является необходимым шагом в создании квантовых генераторов электромагнитного излучения. Причем по мере уменьшения длины волны излучения возникают значительные трудности с возможностью наблюдать любые индуцированные эффекты, что в первую очередь связано с необходимостью иметь очень мощную некогерентную накачку рабочей среды. При этом именно наблюдение индуцированной γ -флуоресценции имеет принципиальный характер, так как до сих пор, практически, не наблюдалось ни одного индуцированного эффекта в области столь коротких длин волн [1]. В то же время, индуцированная γ -флуоресценция является лучшим тестом (при создании γ -лазера) для используемого механизма накачки, эффективности которой должно уже быть достаточно для создания определенной плотности инверсии в системе ядерных уровней [1]. Наконец, реализация индуцированной γ -флуоресценции (или, что то же самое, наведенной радиоактивности) позволит создать источник γ -излучения с уникальными свойствами: первоначально слабо радиоактивная рабочая среда в результате некогерентной накачки высвечивает значительное количество γ -квантов за времена порядка времени жизни возбужденного состояния ядра.

В настоящей работе мы рассматриваем индуцированную γ -флуоресценцию для холодных атомов ядерных изомеров, локализованных в магнитной ловушке (magnetic trap – MT) [2, 3]. В нашем случае ядра сначала приготавливаются в нужном изомерном состоянии (например, при облучении нейтронами) (рис.1), а уже затем охлажденные атомы ядерного изомера инжектируются в магнитную ловушку MT (рис.2). Последующую переброску ядер с долгоживущего изомерного уровня на верхний изомерный уровень активного γ -перехода (рис.1) предполагается осуществить с помощью рентгеновского излучения лазерной плазмы, полученной при воздействии на твердотельную мишень мощного пикосекундного лазерного импульса [4–6]. Локализация ядер в MT позволяет увеличить общее количество возбужденных ядер до 10^{12} и, соответственно, значительно увеличить мощность полученной γ -флуоресценции, поскольку вследствие относительно низкой концентрации изомерных ядер рентгеновское излучение поглощается во всем объеме ловушки, а не только в области

скин-слоя, как это было [5] при использовании твердотельной концентрации изомерных ядер¹⁾. В то же время относительно небольшое количество изомерных ядер, необходимое для загрузки МТ, позволяет снизить требования и к эффективности механизма получения изомерных ядер, что существенно упрощает подготовку рабочей среды в целом. Кроме того, низкие скорости холодных изомерных атомов в МТ значительно уменьшают спектральную ширину полученного γ -излучения, так как ширина линии в этом случае определяется эффектом Доплера вследствие эффекта отдачи ядра при испускании γ -кванта.

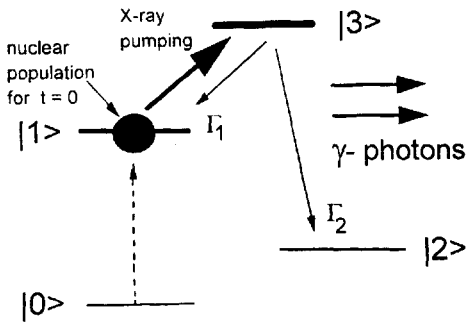


Рис.1. Схема ядерных уравнений. Здесь основное состояние обозначено как $|0\rangle$, а $|1\rangle$ является изомерным состоянием ядра. Изначально все ядра находятся в изомерном состоянии $|1\rangle$. Под действием рентгеновского излучения лазерной плазмы населенность переходит на верхний активный ядерный уровень $|3\rangle$, с которого происходит спонтанный распад в состояние $|2\rangle$ с испусканием γ -кванта. $\Gamma_{1,2}$ – парциальные вероятности спонтанных распадов $|3\rangle - |1\rangle$, $|3\rangle - |2\rangle$

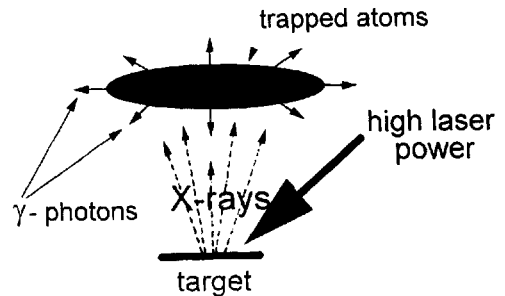


Рис.2. Принципиальная схема получения индуцированной γ -флуоресценции

Сама идея использовать двухступенчатую накачку резонансного γ -перехода (когда сначала приготавливаются изомерные ядра, а уже затем происходит их довозбуждение рентгеновским или оптическим излучением) была предложена еще в [4] при обсуждении возможных схем γ -лазеров, а получила свое развитие в [5]²⁾, где было показано, что для реализации такой схемы необходимы ядерные изомеры с временами жизни несколько часов, которые имеют низколежащие состояния ядра с временами распада сотни пикосекунд.

¹⁾ Например, сечение резонансного поглощения кванта рентгеновской накачки составляет $\sigma_x \approx \lambda_x^2 = 10^{-16} \text{ см}^2$ (для $\lambda_x = 10^{-8} \text{ см}$), а длина поглощения $l_{abs} = (\sigma_x N)^{-1} = 10^{-7} \text{ см}$, где $N = 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Причем кванты рентгеновской накачки поглощаются не только изомерными ядрами, которыми легирован образец, но всем образцом в целом. Тогда при концентрации изомерных ядер в твердотельной мишени $\approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует интенсивности получения изомерных ядер при ядерной реакции в образце за время полураспада изомерного состояния) и типичном размере светового пятна $\approx 0.1 \text{ см}$ полное количество изомерных ядер в объеме возбуждения равно всего 10^4 .

²⁾ На наш взгляд, оптимизм относительно реализации γ -лазера на основе двухступенчатой накачки сильно преувеличен, поскольку для оценок коэффициента усиления резонансного γ -излучения в [4,5] использовалось значение ширины линии активного γ -перехода, полученное в электродипольном приближении. В то же время известно [7], что в ядрах такие переходы сильно подавлены (для рассматриваемой области энергий 20–100 кэВ в $10^4 - 10^6$ раз). В результате, если провести оценки, представленные в [4,5], с учетом указанной специфики ядерных систем, то коэффициент усиления не может превышать значений $10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

На рис.2 представлена схема получения индуцированной γ -флуоресценции, когда в качестве активной среды используются атомы ядерных изомеров, локализованных в МТ. Будем считать, что накачка активного γ -перехода проходит в два этапа: сначала приготавливаются атомы ядерных изомеров, например, при помощи облучения плотного газа интенсивным пучком тепловых нейтронов (рис.1), а уже затем происходит как предварительное охлаждение, так и оптическая накачка атомов изомерного газа лазерным излучением, настроенным на соответствующий атомный резонансный переход ядерного изомера, с последующим захватом изомерных атомов в магнитную ловушку. Удержание атомов в такой ловушке происходит за счет силы, возникающей из-за пространственного градиента магнитного поля, поскольку атом в результате взаимодействия с полем оптического излучения находится в состоянии с определенным значением магнитного момента [3]. При использовании импульсной загрузки охлажденных атомов ядерных изомеров в МТ может быть накоплено $\approx 10^{12}$ атомов в объеме области локализации. Поскольку при атомных столкновениях может происходить изменение магнитного момента электронной оболочки, то для получения значительных концентраций ядерного изомера необходимо, чтобы полное время загрузки τ_l не превышало времени столкновений между атомами:

$$\tau_l \approx \tau_c = (\sigma N_{at} v_{at})^{-1},$$

где σ – газокинетическое сечение столкновения $\approx 10^{-16}$ см², N_{at} – концентрация атомов, v_{at} – относительные скорости атомов в МТ. Для относительных скоростей атомов $v_{at} \approx 10^2$ см/с (такие скорости соответствуют температуре атомного ансамбля $T = 10^{-2}$ К) время атомных столкновений $\tau_c \approx 0.1$ с и соответственно время загрузки МТ τ_l также должно быть порядка 0.1 с. В то же время, чтобы удержать 10^{12} атомов при температуре $T = 10^{-2}$ К в объеме ловушки ≈ 0.1 см³ необходимо магнитное поле напряженностью 10^2 Гс, которое относительно просто достижимо в лабораторных условиях. В результате такой импульсной загрузки за время 0.1 с в МТ формируется облако изомерных ядер с концентрацией 10^{15} см⁻³ при температуре $T = 10^{-2}$ К, после чего рентгеновское излучение лазерной плазмы, полученной вблизи области локализации, осуществляет накачку активного γ -перехода |3) – |2) за времена десятки пикосекунд (рис.1).

Оценим теперь эффективность механизма получения резонансных γ -квантов при накачке рентгеновским излучением горячей плазмы изомерных ядер, локализованных в магнитной ловушке. В настоящее время рентгеновская накачка такой мощности (когда количество резонансных рентгеновских квантов по крайней мере равно количеству изомерных ядер в магнитной ловушке) может быть получена только при воздействии мощного (10^{17-18} Вт/см²) субпикосекундного импульса лазерного излучения на твердотельную мишень [4–6]. Возникающее при таком воздействии горячее плазменное пятно имеет спектр излучения, близкий к спектру излучения "абсолютно черного тела".

Поток рентгеновских квантов с единицы поверхности горячего плазменного пятна, полученного в результате действия мощного лазерного импульса, равен

$$\frac{dN_x}{dt d\omega_x ds} = \frac{\omega_x^2}{\pi^2 c^2} [e^{\hbar\omega_x/T} - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где T – температура лазерной плазмы, а ω_x и N_x – частота и начальное количество рентгеновских квантов, соответственно. Считая, что плазменное пятно имеет

площадь s , а облако изомерных ядер имеет размер a_i вдоль направления распространения рентгеновского излучения, можно оценить полное сечение резонансного поглощения рентгеновских квантов накачки ансамблем ядер в магнитной ловушке:

$$\sigma_f = \sigma_x N_{at} s a_i, \quad (2)$$

где $\sigma_x = 2\pi c^2 / \omega_x^2$ – сечение резонансного поглощения кванта рентгеновской накачки, а N_{at} – концентрация изомерных ядер. Тогда за время τ_i действия лазерного импульса, создающего плазму, на верхний активный уровень, с которого ожидается γ -флуоресценция, перейдет N_s изомерных ядер в объеме магнитной ловушки:

$$N_s = \frac{dN_x}{dt d\omega_x ds} \sigma_f \Gamma_0 \tau_i = \frac{2 N_{at} s a_i \Gamma_0 \tau_i}{\pi e^{\hbar\omega_x/T} - 1}, \quad (3a)$$

где $\Gamma_0 = \Gamma_1 + \Gamma_2$ – естественная ширина резонансного γ -перехода $|3\rangle - |2\rangle$ (рис.1). Соответственно концентрация инверсно заселенных ядер в МТ может быть получена из (3a) как

$$n_{inv} \approx 0.1 \Gamma_0 \tau_i N_{at} \approx 10^{-2} N_{at}, \quad (3б)$$

где мы положили объем возбуждения $\approx s a_i$, длительность импульса равна $\tau_i = 10^{-10}$ с. Далее, парциальные ширины переходов $|3\rangle - |1\rangle$, $|2\rangle - |1\rangle$ $\Gamma_{1,2}$ могут быть получены из одночастичного приближения Вайскопфа [7] как $\Gamma_1 \approx 10^7$ с $^{-1}$ для $\lambda_x \approx 6 \cdot 10^{-8}$ см ($\hbar\omega_\gamma = 1$ кэВ) и $\Gamma_2 \approx 10^9$ с $^{-1}$ для $\lambda_\gamma \approx 6 \cdot 10^{-9}$ см ($\hbar\omega_\gamma = 20$ кэВ). При этом мы считали, что переходы $|3\rangle - |1\rangle$, $|2\rangle - |1\rangle$ являются магнитодипольными (см. сноску 2). Из оценки (3б) следует, что только малая часть от общего количества ядер в МТ может быть переведена в верхнее возбужденное состояние $|3\rangle$ при помощи рентгеновского излучения лазерной плазмы.

Для того чтобы определить временную динамику заселения активного уровня $|3\rangle$ γ -перехода, мы решили уравнения для элементов матрицы плотности трехуровневой системы ($|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$). При этом мы считали, что в начальный момент времени вся населенность сосредоточена в состоянии $|1\rangle$, а когерентность (то есть недиагональный элемент матрицы плотности между состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$) на переходе $|1\rangle - |3\rangle$ отсутствует. Результаты расчетов для различных интенсивностей рентгеновской накачки представлены на рис.3. Как видно, при значительных интенсивностях рентгеновской накачки за время действия импульса $0.1 \Gamma_0^{-1}$ может быть получена инверсия населенности ≈ 0.1 . В то же время для малых насыщений перехода $|1\rangle - |3\rangle$ заметная инверсия может быть получена только для длительности импульса $\approx \Gamma_0^{-1}$.

Оценим теперь полную энергию E_{tot} импульса γ -излучения при индуцированной флуоресценции изомерных ядер в магнитной ловушке. Тогда количество инвертированных при помощи рентгеновского излучения изомерных ядер, согласно (3б), составит $N_{inv} \approx 10^{10}$ для начального количества ядер МТ $\approx 10^{12}$ (здесь мы считали, что световое пятно имеет размер 10^{-2} см, который совпадает с характерным размером области локализации изомерных ядер, а длина поглощения кванта рентгеновской накачки для $\hbar\omega_\gamma = 1$ кэВ составляет $a_i = 0.1$ см). Таким же будет и количество γ -квантов, полученных при спонтанном распаде состояния $|3\rangle$ в $|2\rangle$. Соответственно, полная энергия импульса спонтанного γ -излучения составит $E_{tot} = \hbar\omega_\gamma N_{inv} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Дж за времена $\tau = \Gamma_0^{-1} = 10^{-9}$ с. Отметим, что в пересчете на секунду такая активность источника 10^{10} ГБк сравнима только с активностью, которая имеет место через минуту после ядерного взрыва, $7 \cdot 10^{13}$ ГБк. В результате

появляется реальная возможность моделировать столь интенсивное облучение материалов в лабораторных условиях, время которого ограничено десятками и сотнями пикосекунд, что может быть интересным и полезным не только для материаловедения, но также и при проведении таких исследований, как исследования механизма мутаций.

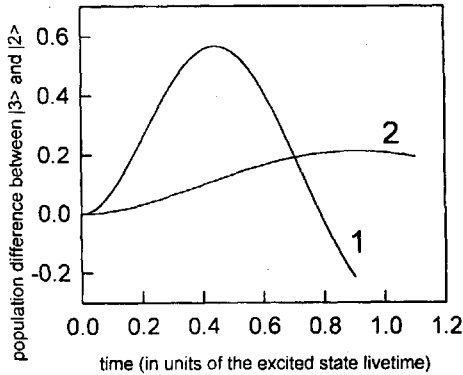


Рис.3. Временная зависимость разности населенностей состояний $|3\rangle$ и $|2\rangle$ для различных значений интенсивности рентгеновской накачки: 1 – насыщение перехода $|1\rangle - |3\rangle G = 3$ и 2 – $G = 0.3$. Как видно, инверсная населенность достигает 0.1 для длительности импульса $\approx 0.1 \Gamma_0$ в случае значительных насыщений перехода $|1\rangle - |3\rangle$ и значений 0.01 для слабого насыщения

В то же время, ширина спектра, полученного на переходе $|3\rangle - |2\rangle$, γ -излучения определяется доплеровским сдвигом частоты, возникающим из-за отдачи при испускании γ -кванта. Для приведенных выше значений ширина спектра полученного γ -излучения $\Delta\omega_D = \hbar k_\gamma^2 / Am_p = 10^{13}$ Гц, где k_γ – модуль волнового вектора γ -излучения, A – атомное число, m_p – масса протона при энергии γ -кванта 20 кэВ. Соответственно спектральная яркость радиоактивного источника, основанного на изомерных ядрах в магнитной ловушке, также высока: 10^6 Бк/Гц. В то же время перестройку спектра такого источника γ -излучения можно осуществлять подбором изомерных ядер с соответствующей структурой уровней.

Выше мы считали, что все кванты рентгеновской накачки поглощаются соответствующим переходом $|1\rangle - |3\rangle$ изомерных ядер. Причем (3) определяет количество активированных ядер в магнитной ловушке в отсутствие потерь квантов рентгеновской накачки вследствие двух основных процессов: фотоэффекта в непрерывном спектре рентгеновской накачки с сечением [8]

$$\sigma^{ph.eff}(\omega) = \frac{32\pi^{21/2}\alpha^4 Z^5}{3} (e^2/m_e c^2)^2 (m_e c^2/\hbar\omega)^{7/2} \quad (4)$$

и поглощения квантов накачки другими ядерными и низколежащими электронными уровнями.

Известно, что внешние электронные оболочки атомов имеют сечения резонансного поглощения значительно большие, чем σ_x . Поэтому для того, чтобы отсеять низкоэнергетическую часть спектра накачки (а именно в этой области лежат линии поглощения внешних электронных оболочек), необходимо использовать фильтр, ограничивающий накачку ниже частоты ω_* . С учетом последнего мы можем определить количество активированных изомерных ядер как

$$N_\gamma = \frac{N_0}{1 + \sum_{i=1} \frac{\gamma_i(e^{\hbar\omega_i/T} - 1)}{\Gamma_0(e^{\hbar\omega_i/T} - 1)} + \int_{\omega_*} \sigma^{ph.eff}(\omega) \frac{\omega^2}{2\pi c^2} \frac{e^{\hbar\omega/T} - 1}{e^{\hbar\omega/T} - 1} \frac{d\omega}{\Gamma_0}}, \quad (5)$$

где в сумму по i включены как ядерные, так и низколежащие электронные уровни, попадающие в спектральный интервал накачки. При этом каждый такой резонанс имеет сечение поглощения $\sigma_i = 2\pi c^2/\omega_i^2$ и ширину γ_i . Выбрав энергию квантов накачки $\hbar\omega_x > T$, $\hbar\omega_*$, и считая, что для всех i $\omega_i > \omega_x$ ($\omega_* < \omega_x < \omega_i$ для $\forall i$), получим малость (по сравнению с единицей) слагаемых в сумме знаменателя дроби (5).

Оценим теперь потери квантов рентгеновской накачки за счет ионизации атомов. Для этого необходимо вычислить интеграл в знаменателе дроби (5), и условие малости потерь вследствие ионизации может быть записано в виде

$$7.4Z^5\alpha^6(m_e c^2/\hbar\omega_*)^{3/2}\frac{T}{\hbar\gamma_0}(e^{\hbar\omega_*/T}-1)e^{-\hbar\omega_*/T}\leq 1, \quad (6)$$

где $\alpha = (137)^{-1}$ – постоянная тонкой структуры. Подставляя в (6) $\hbar\gamma_0 = 10^{-3}$ эВ, $\hbar\omega_* = 511$ эВ, $\hbar(\omega_x - \omega_*) < T$ и $T = 400$ эВ, получим из (6) оценку на величину заряда изомерного ядра $Z \leq 10$. Из (6) виден быстрый рост потерь рентгеновских квантов накачки (и, как следствие, потеря доли активированных ядер) при ионизации атомов с ростом заряда ядра Z ($\sim Z^5$). Соответственно, при использовании ядерных изомеров с $Z \geq 10$ необходимо повышать выход рентгеновских квантов с поверхности плазменного пятна, что предполагает увеличение интенсивности лазерного импульса до значений ($10^{20} - 10^{21}$ Вт/см²).

Следует особо отметить, что для экспериментального наблюдения такого явления, как лазерно-стимулированная радиоактивность изомерных ядер в магнитной ловушке, уже сейчас не существует принципиальных трудностей. Так, в качестве рабочей среды можно использовать ядра ^{58}Co , ^{84}Rb , ^{93}Mo , ^{152}Eu , локализованные в МТ и находящиеся в соответствующих изомерных состояниях [9]. Причем, поскольку лазерное охлаждение обладает значительной селективностью, то в такой ловушке может быть относительно легко получено 10^{11} атомов в МТ [3]. Например, для ^{84}Rb время жизни возбужденного состояния |3⟩ равно 10^{-8} с, а энергия спонтанно испущенного γ -кванта на переходе |3⟩ – |2⟩ составляет 219 кэВ (для периода полураспада изомерного состояния ≈ 0.3 ч при рентгеновском кванте накачки, равном 3.4 кэВ). Тогда такой источник позволяет получить $\approx 10^7$ резонансных γ -квантов с полной энергией $E_{tot} = 10^{-7}$ Дж за время жизни верхнего возбужденного состояния. Такая активность уже соответствует активности источника, используемого при проведении химического анализа образцов. При этом повышение активности данного источника достигается увеличением количества ядер в области локализации.

Регистрация сигнала наведенной радиоактивности может осуществляться простой настройкой регистрирующей системы на энергию испущенных γ -квантов. Так как максимум излучения лазерной плазмы лежит в области ≈ 3.4 кэВ, то в области энергий ≈ 200 кэВ практически отсутствуют первичные γ -кванты, полученные при испарении твердотельной мишени лазерным импульсом.

В то же время, поскольку изомерные ядра имеют также и собственную радиоактивность, то естественный фон может быть устранен при использовании селективной по времени регистрации сигнала. Например, фон естественной радиоактивности для изомерных ядер с периодом полураспада 1 ч составляет $\approx 10^7$ распадов в секунду при указанной выше концентрации. Однако за времена $\approx 10^{-6}$ с количество γ -квантов за счет естественной радиоактивности составит всего несколько десятков, в то время как сигнал стимулированной радиоактивности превысит несколько миллионов.

Поэтому отношение сигнал/шум в таком селективном по времени эксперименте составит 10^5 , что легко может быть зарегистрировано.

Авторы благодарят Т.А.Вартаняна, Л.А.Ривлина, а также А.Е.Антронова и А.П.Дубенского за интересные обсуждения и постоянный интерес к работе.

-
1. J.Baldwin and J.Solem, Rev. Mod. Phys. **69**, 1085 (1997).
 2. В.В.Владимирский, ЖЭТФ **39**, 1062 (1960). (см. также ссылки в книге В.И.Игнатовича, *Физика ультрахолодных нейтронов*, М.: Наука, 1986).
 3. D.Boiron, C.Triche, D.R.Meacher et al., Phys. Rev. **A52**, R3425 (1995).
 4. C.B.Collins, F.W.Lee, D.M.Shemell et al., J. Appl. Phys. **53**, 4645 (1982).
 5. А.В.Андреев, Вестн. Моск. ун-та. сер.3, физика, астрономия **35**, 28 (1994).
 6. Y.Izava, Phys. Lett. **B88**, 59 (1989).
 7. О.Бор, Б.Моттelson, *Структура атомного ядра*, т.2, М.: Мир, 1977.
 8. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Квантовая электродинамика*, т.IV, М.: Наука, 1980.
 9. *Nuclear Data Sheets*, 1989–1998.