

Возбуждение ядерных изомеров рентгеновским излучением лазерной плазмы*

А.А.Андреев, К.Ю.Платонов, Ю.В.Рождественский, Ф.Ф.Карпешин, М.Б.Тржасковская

На примере изомера молибдена ^{93}Mo исследована возможность получения изомерных ядер при взаимодействии лазерного излучения с энергией импульса ~ 50 Дж и длительностью 100 фс с мишенью из ниобия ^{93}Nb . Показано, что современная лазерная техника позволяет осуществлять наработку изомерных ядер ускоренными протонами и радиационное девозбуждение изомерных ядерных состояний тепловым или линейчатым рентгеновским излучением лазерной плазмы.

Ключевые слова: возбуждение ядерных изомеров, лазерное ускорение протонов, рентгеновское излучение плазмы.

1. Введение

В настоящее время значительный интерес представляет изучение процессов возбуждения и девозбуждения изомерных ядер с помощью рентгеновского излучения горячей лазерной плазмы [1]. Исследование таких процессов имеет как фундаментальный аспект, например развитие нового подхода к ядерной спектроскопии низкоэнергетических переходов, так и практический интерес – возможность реализации гамма-лазера и утилизация части ядерных отходов. Низкоэнергетические радиационные переходы в изомерных ядрах имеют утвердившееся название «антистоксовых» [2]. Теория радиационных процессов с их участием развивалась достаточно продолжительное время в большом числе работ [1–6]. Однако экспериментальных работ, в которых изучаются вызванные интенсивным рентгеновским излучением ядерные процессы, исключительно мало. Данное обстоятельство связано, прежде всего, с недостатком ядерной спектроскопической информации о наличии низкоэнергетических (менее 100 кэВ) переходов в ядрах [7]. В результате при планировании таких экспериментов в значительной мере приходится действовать «вслепую», поскольку для энергии переходов менее 100 кэВ радиационные сечения поглощения, времена жизни возбуждённого состояния ядер, коэффициенты электронной конверсии если и известны, то с недостаточной для проведения экспериментов с заданной энергией рентгеновского кванта накачки степенью точности. При этом для наблюдения радиационных ядерных процессов использовались две основ-

ные схемы эксперимента. В первой схеме осуществляются накачка рентгеновским излучением плазмы низкоэнергетического перехода стабильного ядра и последующее наблюдение квантов, излучаемых при обратном переходе. В данном случае для регистрации эффекта необходима достаточно сложная техника временной селекции генерируемых ядерных γ -квантов от квантов накачки [1]. Вторая схема, так называемая схема двухступенчатой накачки [7], предполагает сначала приготовление долгоживущего (изомерного) возбуждённого состояния ядра, а уже затем довозбуждение рентгеновским квантом накачки такого ядра до первого активного состояния, распад которого может быть зафиксирован с помощью регистрации ядерных γ -квантов (или других ядерных частиц), чья энергия во много раз отличается от энергии квантов накачки.

Отметим, что получение ядерных изомеров возможно также и с помощью лазерного ускорителя, генерирующего интенсивные протонные пучки [8], а используемый в таком ускорителе лазер сразу позволяет провести и последующее девозбуждение изомера рентгеновским излучением горячей лазерной плазмы. При этом в обоих случаях интенсивность рентгеновской накачки для девозбуждения изомера должна быть очень высока, поскольку ядерные переходы с энергией менее 100 кэВ имеют высокие степени мультипольности и малые радиационные ширины. Для таких переходов наиболее оптимальным при наблюдении эффектов возбуждения ядер является использование теплового и линейчатого излучения лазерной плазмы, полученной при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями. Например, интенсивность теплового рентгеновского излучения лазерной плазмы, полученной при взаимодействии лазерного импульса с интенсивностью 10^{17} – 10^{19} Вт/см² с тяжёлой (Au, Ag) твердотельной мишенью, может составить десятки процентов от интенсивности лазерного импульса. Энергия тепловых рентгеновских квантов, соответствующая максимуму планковского спектра, составляет несколько килоэлектронвольт (до 10 кэВ), и такая плазма в настоящее время является источником рентгеновского излучения с наибольшей пиковой интенсивностью. Получить рентгеновские кванты с

* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

А.А.Андреев, К.Ю.Платонов, Ю.В.Рождественский. ФГПУ «НПК "Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова"», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая линия, 12; e-mail: alex2_andreev@yahoo.com, konstantin_platonov@yahoo.com
Ф.Ф.Карпешин, М.Б.Тржасковская. Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7

Поступила в редакцию 28 января 2009 г., после доработки – 19 февраля 2010 г.

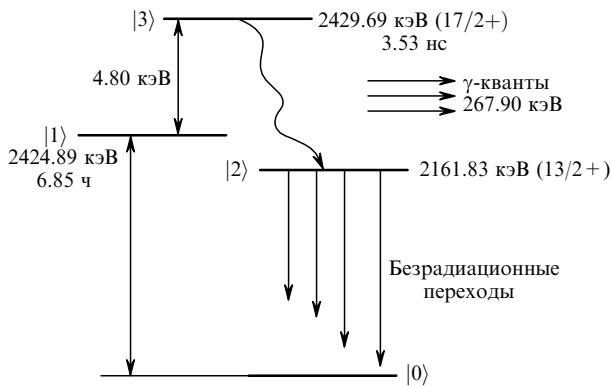


Рис.1. Схема низкоэнергетических переходов изомера молибдена ^{93}Mo ($|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$) – основное, изомерное, конечное и активное состояния).

большей энергией (до 100 кэВ) при сохранении высокой (порядка планковской) интенсивности излучения можно также с помощью излучения K_α -линий в лазерной плазме (параметры линий приведены, например, в [9]).

В настоящей работе представлено количественное описание процессов радиационного возбуждения ядер при использовании современных лазерных технологий, а также определены такие физические параметры возбуждения, для которых регистрации вызванных рентгеновским излучением ядерных процессов является достоверной. При этом рассмотрение, приведённое ниже, пригодено для случая девозбуждения любого изомера с заданной структурой ядерных и электронных (для учёта электронной конверсии) уровней, а конкретные численные оценки приведены для изомера ^{93}Mo . Достоинства этого изомера – крайне низкий (0.0361) коэффициент внутренней электронной конверсии и значительное время жизни изомерного состояния (~ 7 ч), а также большая (268 кэВ) энергия образующегося в результате распада γ -кванта, что позволяет относительно просто отделить кванты, полученные в результате ядерных процессов, от квантов рентгеновской накачки. В то же время недостатком данного изомера Mo является отсутствие K_α -линии, энергия которой близка к энергии девозбуждения 4.80 кэВ. В результате накачка такого изомера молибдена возможна только тепловым рентгеновским излучением лазерной плазмы.

В базе данных [10] приведена схема γ -переходов ядра ^{93}Mo (рис.1): изомерное состояние $|1\rangle$ имеет энергию 2424.89 кэВ с временем жизни 6.85 ч, а возбуждённое состояние $|3\rangle$ – энергию 2429.69 кэВ ($17/2^+$) и время жизни 3.53 нс. Радиационный переход происходит на уровень с энергией 2161.83 кэВ (состояние $|2\rangle$, $13/2^+$), который в дальнейшем распадается безызлучательно. Энергия образующегося γ -кванта составляет 267.90 кэВ при переходе с уровня $|3\rangle$ на уровень $|2\rangle$ с мультипольностью перехода E2. Остальные ядерные уровни ^{93}Mo не задействованы в выбранном канале девозбуждения изомерного состояния. Рассмотрим последовательно процессы наработки и девозбуждения изомерных ядер на примере ^{93}Mo с использованием мощного лазерного излучения.

2. Нарботка изомера с помощью интенсивного лазерного излучения

При получении изомера в результате ядерных реакций с использованием ускорителя изомерные состояния

^{93}Mo заселяются с вероятностью более 0.001 в реакции $^{93}\text{Nb}(p, \gamma)$ с энергией протонов, начиная с 5–6 МэВ. Такие вероятности заселения обусловлены равновесием между генерацией и распадом изомерных ядер ^{93}Mo при непрерывном облучении мишени из ниобия (^{93}Nb) протонами.

Рассмотрим возможность наработки ядерного изомера с использованием в качестве ускорителя протонов сверхмощного лазера. В этом случае число образующихся в результате действия отдельного лазерного импульса изомерных ядер Mo можно оценить как $N_{\text{Mo}} = N_p \times n_{\text{Nb}} \sigma_{\text{Nb}} l_p$, где длина свободного пробега l_p протона с энергией ~ 5 МэВ в металлическом пробегае ниобии с концентрацией $n_{\text{Nb}} \approx 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, рассчитанная по программе SRIM [11], равна ~ 100 мкм. Сечение σ_{Nb} реакции $^{93}\text{Nb}(p, \gamma)$ составляет $\sim 10^{-26} \text{ см}^2$, и за один лазерный импульс возможно получение $10^{12} - 10^{13}$ протонов [8]. Тогда верхней оценкой числа изомерных ядер ^{93}Mo , полученных в результате действия одиночного лазерного импульса с приведёнными ниже параметрами, является $\sim 6 \times 10^7$. В то же время протоны с максимальной энергией генерируются на площади порядка площади лазерного пятна $S_L \approx 10^{-5} \text{ см}^2$, а в объёме $S_L l_p$ содержится $\sim 6 \times 10^{15}$ ядер ниобия. В результате потребуется $\sim 10^4$ лазерных импульсов, чтобы число ядер изомера ^{93}Mo составило бы 0.1 % от числа ядер ниобия ^{93}Nb , причём эти импульсы должны быть произведены за время, меньшее времени жизни изомера (~ 7 ч). Соответственно частота повторения импульсов лазерного излучения в этом случае составит 0.4 Гц, что вполне реально для современных лазерных технологий.

Таким образом, возможно получение концентрации $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ изомерных ядер ^{93}Mo с помощью лазера, работающего на частоте ~ 1 Гц, с энергией импульса ~ 50 Дж, длительностью 100 фс, интенсивностью излучения $5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ и площадью пятна 10^{-5} см^2 . При таком методе наработки изомера лазерной мишенью для генерации протонов может служить непрерывно протягиваемая полистереновая лента (или вращающийся диск), протоны из которой попадают на Nb-мишень.

3. Генерация рентгеновского излучения для накачки изомера

В работах [4, 5] описана методика расчета, позволяющая вычислять коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновской накачки ядерного изомера. В случае накачки тепловым рентгеновским излучением лазерной плазмы самой изомерной мишени ширина Γ_3 ядерной линии (ширина уровня $|3\rangle$) определяется эффектом Доплера: $\Gamma_3 \sim \Gamma_{3D} = \omega_x v_{T_i} / c$, где ω_x – частота рентгеновского кванта, а v_{T_i} – тепловая скорость иона плазмы. Коэффициент конверсии ϵ_T энергии лазерного излучения в энергию теплового рентгеновского излучения, попадающего в спектральный диапазон ядерной накачки, для мишени из молибдена как функция интенсивности лазерного излучения приведен на рис.2. Длительность лазерного импульса принята равной 200 пс. Толщина мишени, соответствующая рис.2, должна превышать ~ 40 мкм (длину поглощения кванта с энергией 4.8 кэВ в молибдене по данным [9]), чтобы обеспечить достаточную оптическую толщину и планковский спектр рентгеновских квантов. Используя лазерный импульс с энергией 20 Дж, длительностью 200 пс и диамет-

ром фокального пятна 100 мкм, можно получить оптимальную интенсивность лазерного излучения $\sim 1.3 \times 10^{15}$ Вт/см². В этом случае максимальный коэффициент конверсии составляет 1.5×10^{-4} , что соответствует числу квантов накачки, приходящихся на спектральный диапазон, соответствующий доплеровски уширенному ядерному уровню, $N_x = \varepsilon_T(20 \text{ Дж}/4.8 \text{ кэВ}) \approx 4 \times 10^{12}$.

Рассмотрим другой способ генерации рентгеновской накачки (см. рис.2 из работы [4]), который реализуется при фокусировке лазерного излучения на стороннюю серебряную мишень. Выбор материала дополнительной мишени определяется тем, что серебро и молибден имеют близкие заряды ядер (47 и 42) и массы (107 и 93). Тогда дополнительная мишень должна находиться на расстоянии L_t от изомерной мишени, большем пробега иона за время действия лазерного импульса t_L : $L_t \geq c_s t_L \approx 20$ мкм (c_s – скорость ионного звука), а изомерная мишень должна быть изогнута и перекрывать по возможности больший телесный угол, чтобы избежать геометрических потерь излучения накачки. Результаты расчета коэффициента конверсии для мишени из серебра приведены на рис.2. Видно, что коэффициент конверсии в данном случае примерно в три раза выше, чем для мишени из молибдена, однако геометрические потери при этом значительны и имеют примерно такой же порядок. В результате преимуществом сторонней мишени является только меньший нагрев и отсутствие разлёта изомерного материала. Доплеровская ширина ядерного уровня для такой мишени гораздо меньше и сопоставима с естественной шириной возбуждённого изомерного уровня: $(3.53 \text{ нс})^{-1}$.

Современный уровень развития лазерных технологий позволяет получать лазерную плазму с температурой несколько килоэлектронвольт. В соответствии с этим тепловым рентгеновским излучением можно возбудить изомерные ядерные уровни с энергиями, не превышающими 10 кэВ. Использование для возбуждения K_α -линий лазерной плазмы дает возможность на порядок увеличить энергию квантов накачки ядерных изомеров, однако требует совпадения энергии K_α -перехода с энергией изомерного перехода, что является редким случаем [3].

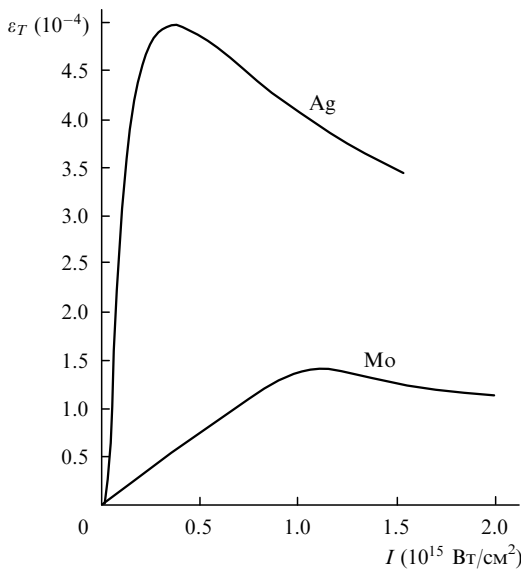


Рис.2. Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию теплового рентгеновского излучения как функция интенсивности лазерного излучения для лазерной мишени из молибдена или серебра.

4. Оценки числа изомерных ядер, девозбуждённых тепловым рентгеновским излучением лазерной плазмы

Оценим число возбуждённых ядер при облучении рентгеновским излучением лазерной плазмы ядерного изомера, схема уровней которого показана на рис.3. Тепловое рентгеновское излучение лазерной плазмы накачивает низкоэнергетический переход $|1\rangle - |3\rangle$ ядерного изомера. В результате часть изомерных ядер за время высвета τ лазерной плазмы переходит в состояние $|3\rangle$ с последующем спонтанным распадом в низколежащее состояние $|2\rangle$, что приводит к излучению γ -квантов с энергией, соответствующей переходу $|3\rangle - |2\rangle$.

Изомерные ядра из состояния $|3\rangle$ могут не только распадаться в состояние $|2\rangle$, но и переходить обратно в состояние $|1\rangle$ с испусканием рентгеновского кванта $\hbar\omega$, или же за счет электронной конверсии происходит безызлучательный переход в состояние, обозначенное на рис.3 как $|4\rangle$. Вероятности указанных переходов пропорциональны радиационным ширинам ядерных уровней и коэффициентам электронной конверсии. В частности, для изомера Мо крайне низкий (0.0361) коэффициент внутренней электронной конверсии делает переходы $|1\rangle - |4\rangle$ маловероятными. Перейдём к детальному описанию процессов возбуждения и распада ядерных уровней.

Вероятность w_{13} перехода ядра из изомерного состояния $|1\rangle$ в возбуждённое состояние $|3\rangle$ за время τ действия рентгеновской накачки (порядка длительности лазерного импульса) определяется по теории возмущений (правило Ферми) как

$$w_{13} = \tau \frac{2\pi}{\hbar} |\langle 3|\hat{V}|1\rangle|^2 \delta(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 - \hbar\omega), \quad (1)$$

где \hat{V} – оператор взаимодействия ядра с электромагнитным полем; ε_1 и ε_3 – энергии уровней $|1\rangle$ и $|3\rangle$.

В случае магнитодипольных переходов с мультипольностью M1 оператор взаимодействия \hat{V}_{M1} с внешним полем H может быть записан как

$$\hat{V}_{M1} \sim \mu_p H \hat{s}, \quad (2)$$

где $\mu_p = e\hbar/(m_p c)$ – ядерный магнитный момент, соответствующий массе протона m_p ; \hat{s} – оператор спина ядра. Для перехода с мультипольностью E2 оператор взаимодействия \hat{V}_{E2} с внешним полем E можно представить в виде [12]

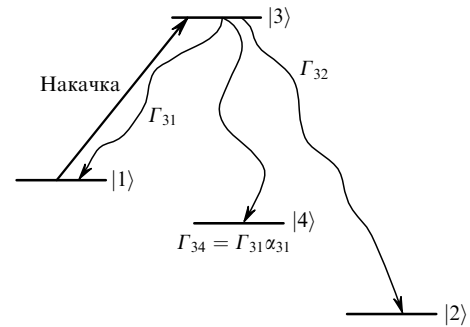


Рис.3. Схема возбуждения ядерного изомера: $|1\rangle$ – изомерное состояние; $|3\rangle$ – активное состояние ядерного изомера; $|2\rangle$, $|4\rangle$ – конечные состояния, в которые переходит ядерный изомер после излучения γ -квантов или вследствие внутренней конверсии.

$$\hat{V}_{E2} = Q_{\alpha\beta} \frac{\partial E_x}{\partial r_\beta}, \quad (3)$$

где $Q_{\alpha\beta}$ – тензор квадрупольного момента ядра, компоненты которого примерно равны $er_{\text{нuc}}^2$; $\alpha, \beta = x, y, z$; $r_{\text{нuc}} \sim 10^{-13} A^{1/3}$ – характерный размер (в сантиметрах) ядра с массой A . Матричный элемент $\langle 3|\hat{V}|1\rangle$ при этом оценивается как $eE\omega r_{\text{нuc}}^2/c$. При учёте конечной ширины Γ_3 верхнего возбуждённого уровня δ -функция в (1) заменяется своим асимптотическим представлением:

$$\delta(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 - \hbar\omega) \approx \frac{\hbar\Gamma_3/2\pi}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_3/2)^2}. \quad (4)$$

В выражении для матричного элемента $|V_{13}|^2$ удобно выделить вектор Пойтинга для волны накачки $cH^2/(4\pi)$ или $cE^2/(4\pi)$, а оставшуюся часть, соответствующую магнитному или квадрупольному моменту, выразить через радиационные ширины ядерных переходов [12]

$$\Gamma_{31}^{M1} = \frac{4\omega^3 |\mu_p s_{13}|^2}{3c^3 \hbar}, \quad \Gamma_{31}^{E2} = \frac{\omega^5 |Q_{13}|^2}{15c^5 \hbar}. \quad (5)$$

Следует отметить, что в [13] приведены формулы для ширин $\hbar\Gamma_{31}^{M1} = 2.1 \times 10^{-14} (\hbar\omega)^3$, $\hbar\Gamma_{31}^{E2} = 4.9 \times 10^{-26} (\hbar\omega)^5 \times A^{4/3}$, где $\hbar\Gamma_{31}^{M1}$, $\hbar\Gamma_{31}^{E2}$ и $\hbar\omega$ должны быть выражены в килоэлектронвольтах. Однако в этих формулах не учитывается специфика конкретного ядра, и они могут давать радиационные ширины ядерных уровней, отличающиеся от табличных значений. Здесь также не учтён эффект электронной конверсии, изменяющий ядерные радиационные ширины на несколько порядков [14].

В результате выражение (1) для вероятности перехода $|1\rangle - |3\rangle$ ядерного изомера (E2 в случае ^{93}Mo) может быть записано через сечение σ_x радиационного поглощения кванта накачки и поток (в $\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$) квантов монохроматической накачки $I_x = cE^2/(4\pi\hbar\omega)$:

$$w_{13} = \tau I_x \sigma_x, \quad (6)$$

где τI_x – полное число N_x квантов накачки на единицу площади изомерной мишени, а

$$\sigma_x = \frac{60\pi c^2}{\omega^2} \frac{\hbar^2 \Gamma_{31}^{E2} \Gamma_3}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_3/2)^2}. \quad (7)$$

Отметим, что при резонансе ($\hbar\omega = \varepsilon_3 - \varepsilon_1$) максимальное сечение $\sigma_{x\text{max}} = 15\lambda_x^2 \Gamma_{31}^{E2}/(\pi\Gamma_3)$. В случае магнитодипольных ядерных переходов в (7) вместо ширины Γ_{31}^{E2} входит ширина Γ_{31}^{M1} , и численный коэффициент будет равен 3π вместо 60π .

При накачке тепловым рентгеновским излучением с непрерывным спектром поток (в $\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$) квантов накачки будет определяться планковским распределением: $dI_x = \omega^2 d\omega / \{\pi^2 c^2 [\exp(\hbar\omega/T_e) - 1]\}$, где T_e – температура электронов. Для вычисления вероятности возбуждения в выражении (6) нужно ввести интегрирование по всему планковскому спектру рентгеновских квантов накачки:

$$w_{13} = \frac{\tau}{\pi^2 c^2} \int_0^\infty \frac{\omega^2}{\exp(\hbar\omega/T) - 1} \sigma_x(\omega) d\omega. \quad (8)$$

Ввиду резкой зависимости сечения (7) от энергии кванта накачки интеграл в (8) легко вычисляется, и число ядер N_3 , возбуждённых из изомерного состояния $|1\rangle$ в активное состояние $|3\rangle$, в случае резонансного возбуждения рентгеновскими квантами может быть представлено в виде [4]

$$N_3 = 120N_{10} \frac{2J_3 + 1}{2J_1 + 1} \frac{\Gamma_{31}}{\Gamma_3} \Gamma_3 \tau \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{T_e}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (9)$$

где N_{10} – начальное число изомерных ядер в состоянии $|1\rangle$, облучённых квантами накачки; Γ_{31} в зависимости от типа перехода определяется выражением (5). Эти изомеры содержатся в цилиндрической области с площадью основания порядка площади лазерного пятна S_L и высотой порядка длины поглощения кванта рентгеновской накачки l_x (предполагается, что диаметр лазерного пятна больше длины поглощения). При оценке N_{10} нужно учитывать, что предельная концентрация изомера молибдена в твердотельной мишени может достигать 10^{-3} от общей концентрации ядер. В выражении (9) специально не проведено сокращение полной ширины Γ_3 возбуждённого состояния $|3\rangle$, чтобы подчеркнуть, что число возбуждённых ядер формально не зависит от этого параметра и доплеровское уширение ядерной линии не приводит к увеличению числа возбуждённых ядер, что отталкивается от результатов работы [6]. Формула (9) описывает начальный этап процесса возбуждения, когда число активных ядер пропорционально длительности накачки τ . Предельная длительность накачки ограничена временем жизни τ_3 возбуждённого состояния $|3\rangle$ ($\tau_3 = 3.53$ нс для Mo), т. к. при больших τ устанавливается динамическое равновесие между возбуждением и распадом состояния $|3\rangle$. В (9) также дополнительно учтены разные статистические веса начального и конечного состояний ядра с помощью введения $J_{1,3}$ -спинов этих состояний.

Рассмотрим теперь процесс генерации γ -кванта при распаде состояния $|3\rangle$, которое после возбуждения может распасться как в состояние $|1\rangle$ и $|2\rangle$, так и в состояние $|4\rangle$, отвечающее электронной конверсии испускаемых квантов. Время жизни τ_3 возбуждённого состояния $|3\rangle$ оценивается выражением

$$\tau_3^{-1} = \Gamma_{31}(1 + \alpha_{31}) + \Gamma_{32}(1 + \alpha_{32}), \quad (10)$$

где α_{31} , α_{32} – коэффициенты внутренней конверсии для переходов $|3\rangle - |1\rangle$ и $|3\rangle - |2\rangle$ соответственно, а $\Gamma_{31,32}$ – радиационные ширины переходов. Вероятность того, что при распаде состояния $|3\rangle$ произойдёт генерация жёсткого γ -кванта, будет равна произведению $\tau_3 \Gamma_{32}$ (вероятность поглощения этого кванта электронной оболочкой составляет $\tau_3 \alpha_{32} \Gamma_{32}$).

Полное число γ -квантов N_γ , полученных за время высева лазерной плазмы, находится умножением числа возбуждённых ядер (9) на вероятность генерации γ -кванта [5]:

$$N_\gamma = N_3 \Gamma_{32} \tau_3 \approx 10^2 N_{10} \frac{2J_3 + 1}{2J_1 + 1} \Gamma_{31} \Gamma_{32} \tau \tau_3 \times \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{T_e}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (11)$$

Подчеркнем ещё раз, что выражение (11) не может быть использовано для режима насыщения ядерных уровней и описывает только начальный этап процесса девозбужде-

ния, когда выход квантов пропорционален длительности накачки τ . В (11) предельная длительность накачки $\tau \sim \tau_3$. Формула (11) позволяет оценить возможность (критерий $N_\gamma > 1$) радиационного девозбуждения изомерного ядерного состояния с заданной структурой ядерных и электронных (для учёта конверсии) уровней тепловым рентгеновским излучением.

Оценим теперь число испущенных γ -квантов в случае изомера ^{93}Mo , считая температуру лазерной плазмы такой, что энергия кванта рентгеновской накачки на переходе $|1\rangle - |3\rangle$ соответствует максимуму планковского распределения ($(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)/T_e \approx 2.8$):

$$N_\gamma \approx 10N_{10}\Gamma_{31}\Gamma_{32}\tau\tau_3. \quad (12)$$

Коэффициенты внутренней конверсии в (10) вычислены нами с помощью пакета программ RAINE [14]: $\alpha_{31} \approx 4.87 \times 10^5$, $\alpha_{32} = 0.03$. Низкое значение α_{32} обусловлено тем, что переход $|3\rangle - |2\rangle$ в случае изомера молибдена имеет энергию 268 кэВ, а переход $|3\rangle - |1\rangle$ является низкоэнергетическим с энергией 4.8 кэВ (см. рис. 1). Соответственно жёсткие кванты с энергией 268 кэВ не попадают в диапазон характерных энергий электронной оболочки. Время жизни возбуждённого состояния изомера Mo с учётом коэффициентов внутренней конверсии и радиационных ширин определяется, таким образом, только радиационной шириной перехода $|3\rangle - |2\rangle$. Поскольку значение τ_3 известно из справочных данных, а отношение парциальных ширин $\Gamma_{31}/\Gamma_{32} \approx (4.8/268)^5$ (оба перехода имеют мультипольность E2), мы, зная, что $\Gamma_{32} \sim \tau_3^{-1} = 3 \times 10^8$ Гц, можем получить $\Gamma_{31} \approx 0.5$ Гц. Следовательно, все величины в формуле (12) определены.

Отметим, что внутренняя электронная конверсия на переходе $|1\rangle - |3\rangle$ может препятствовать генерации жёстких ядерных квантов при условии $\alpha_{31}\Gamma_{13} > \Gamma_{32}$, которое для ^{93}Mo не выполняется.

В результате проведённых оценок при $\tau \sim 0.1$ нс ($\tau \ll \tau_3$) число испущенных γ -квантов (12)

$$N_\gamma = 2 \times 10^{-10} N_{10}. \quad (13)$$

Тогда для получения, например, $N_\gamma \sim 10^2$ необходимо иметь в области накачки $N_{10} \sim 10^{12}$, что соответствует полному числу изомерных ядер, находящихся в области лазерного пятна диаметром $100\lambda_L \sim 10^{-2}$ см. При этом мы считали, что излучение накачки поглощается в слое толщиной $40\lambda_L$ при концентрации изомера молибдена в лазерной мишени, равной 10^{-3} от твёрдотельной.

Таким образом, для оценки возможности девозбуждения изомерных состояний необходима детальная информация о структуре и радиационных ширинах ядерных уровней, а также знание коэффициентов электронной конверсии ядерных переходов. Тогда по приведённой в данном разделе методике возможно рассмотрение других изомерных ядер.

Подчеркнем, что полученная оценка числа испущенных γ -квантов (13) справедлива для таких длительностей накачки, при которых населённость уровня $|3\rangle$ мала. Для более строгого рассмотрения необходимо вместо вероятности перехода (1) использовать нестационарные уравнения для населённостей всех ядерных уровней, участвующих в процессе девозбуждения.

5. Динамика населённостей ядерных уровней при девозбуждении изомерного состояния импульсным рентгеновским излучением

Рассмотрим теперь нестационарную модель возбуждения изомерных ядер рентгеновским излучением лазерной плазмы для получения γ -квантов с энергией, соответствующей переходу $|3\rangle - |2\rangle$. Уравнения для элементов матрицы плотности системы ядерных уровней могут быть записаны как уравнения для населённостей $N_1 - N_4$ соответствующих состояний:

$$\frac{dN_1}{dt} = W(t)s_{13} + \gamma_{13}N_3, \quad \frac{dN_2}{dt} = \gamma_{23}N_3, \quad (14)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -W(t)s_{13} - 2N_3, \quad \frac{dN_4}{dt} = \gamma_{43}N_3,$$

а уравнение для недиагонального матричного элемента s_{13} перехода $|1\rangle - |3\rangle$ имеет вид

$$\frac{ds_{13}}{dt} = -2W(t)(N_1 - N_3) - s_{13}. \quad (15)$$

В уравнениях (14), (15) время t измеряется в единицах τ_3 ; интенсивность рентгеновской накачки имеет гауссов временной профиль $W(t) = G \exp[-(t - \tau_0)/\tau_p]^2$ с характерной длительностью накачки τ_p и моментом её «включения» $t = \tau_0$; безразмерный матричный элемент $G = \langle 3|\hat{V}|1\rangle\tau_3/\hbar$ (оценки $\langle 3|\hat{V}|1\rangle$ сделаны в предыдущем разделе); $\gamma_{13} = \Gamma_{31}\tau_3$; $\gamma_{23} = \Gamma_{32}\tau_3$; $\gamma_{43} = \Gamma_{31}\alpha_{31}\tau_3$. Формула (1) является решением уравнений (14), (15) при $t \rightarrow 0$ и не зависящей от времени интенсивности накачки, т. е. является разложением в ряд Тейлора более общего решения нестационарной системы.

На рис. 4 представлены результаты численного решения системы (14), (15), которые явно демонстрируют то, что населённость состояния $|2\rangle$ определяется безразмерным матричным элементом G (относительной интенсивностью накачки) и τ_p (относительной длительностью на-

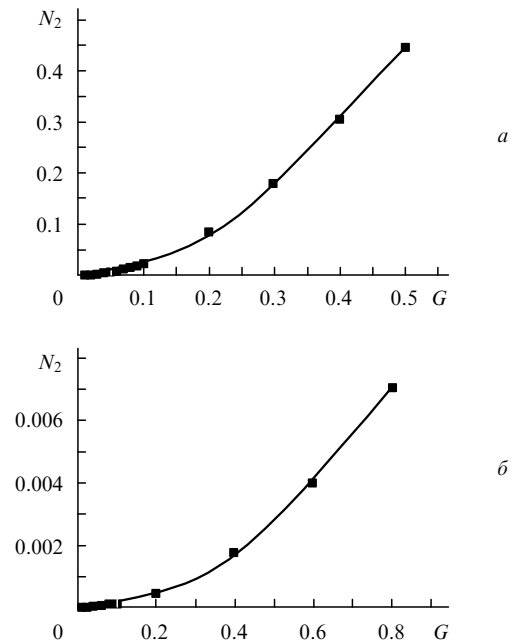


Рис. 4. Зависимости N_2 населённости состояния $|2\rangle$ от безразмерной интенсивности накачки G при $\gamma_{13} = 10^{-8}$, $\gamma_{23} \sim 1$, $\gamma_{43} = 10^{-5}$, $\tau_p = 1$ (a) и 0.1 (б).

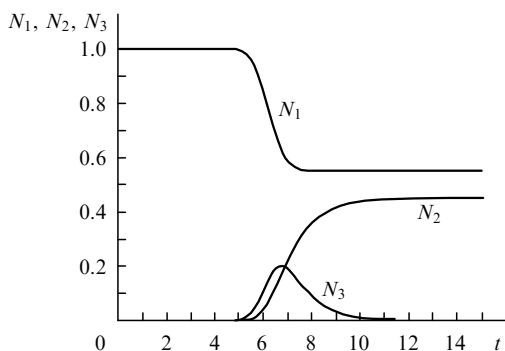


Рис. 5. Временная динамика населённости N_1 , N_2 и N_3 уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$ при $\tau_p = 1$, $G = 0.5$ и $\tau_0/\tau_p = 6$.

качки). При $\tau_p < 1$ населённость состояния $|2\rangle$ линейно растёт с увеличением τ_p , как было показано в предыдущем разделе. Кроме того, из рис.4 видно, что населённость состояния $|2\rangle$ становится заметно отличной от нуля, если $G \gtrsim 0.1$ (т. е. $\langle 3|\hat{V}|1\rangle \sim 0.1\hbar/\tau_3$), а $\tau_p \gtrsim 0.1$.

Временная динамика населённости ядерных уровней представлена на рис.5 для $\tau_p = 1$, $G = 0.5$ и $\tau_0/\tau_p = 6$. Видно, что в начальном интервале времени $t \in [6; 6.5]$ населённости всех уровней меняются линейно со временем в соответствии с формулами предыдущего раздела. При $7 \gtrsim t \gtrsim 6.5$ нормированная на единицу населённость верхнего уровня $|3\rangle$ насыщается на уровне ~ 0.2 , а населённости уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ продолжают меняться линейно со временем. При $t \gtrsim 7$ накачка заканчивается и населённость верхнего уровня $|3\rangle$ начинает уменьшаться, а населённости уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ стремятся к постоянным значениям, причём возбуждение изомерного состояния (изменение населённости уровня $|1\rangle$) заканчивается раньше, чем высвечивание возбуждённого состояния (изменение населённости уровня $|3\rangle$). При выбранной длительности и интенсивности накачки распадается ~ 0.4 от общего числа облучённых накачкой изомерных ядер.

Для изомера ^{93}Mo ($\tau_3 = 3.53$ нс) выполним численную оценку интенсивности накачки, при которой безразмерный матричный элемент G достигает значения ~ 0.1 . Из формулы (3) и определения G следует, что безразмерная напряженность ($\tilde{E} = eE/(m_e c \omega_L)$, где m_e – масса электрона, а ω_L – оптическая частота лазерного излучения) электрического поля рентгеновской накачки

$$\tilde{E} \sim 0.1 \frac{\hbar}{r_{\text{нuc}}^2 \omega_x \omega_L m_e \tau_3}. \quad (16)$$

Для энергии $\hbar\omega_x = 4.8$ кэВ и длины волны $\lambda_L = 2\pi c \times \omega_L^{-1} = 1$ мкм формула (16) даёт $\tilde{E} \approx 0.3$. Для таких напряженностей поля интенсивность рентгеновской накачки составляет $\sim 10^{17}$ Вт/см². Приравнивая интенсивность накачки плотности потока планковского излучения, $cE^2/(4\pi) \sim \sigma T^4$, получаем необходимую для эффективной накачки изомера Мо температуру излучения ~ 1 кэВ. При этом длительность накачки должна превышать ~ 0.3 нс ($\tau_p \gtrsim 0.1$). Для площади пятна лазерной плазмы 4×10^{-6} см² полная энергия рентгеновской накачки (во всём планковском спектре) должна составлять 80 Дж, а энергия оптического лазерного импульса должна быть равна 500–1000 Дж в зависимости от коэффициента конверсии ϵ_T . Данные параметры вполне достижимы для современных лазерных технологий.

Таким образом, более строгое рассмотрение динамики населённости ядерных уровней ^{93}Mo при девозбуждении изомерного состояния импульсом теплового рентгеновского излучения также приводит к выводу о реальности экспериментальной реализации такого процесса в лабораторных условиях.

6. Заключение

В настоящее время уровень развития лазерной техники позволяет эффективно исследовать ядерные процессы с помощью мощных лазеров. В частности, при лазерном ускорении протонов можно получить изомерные ядра ^{93}Mo в образце металлического ниобия посредством реакции $^{93}\text{Nb}(p, n\gamma)$ в случае использования для генерации протонов лазера с энергией импульса 50 Дж, длительностью ~ 100 фс, частотой повторения несколько герц и площадью пятна фокусировки излучения 10^{-5} см².

Мощные лазеры также могут девозбуждать ядерные изомерные состояния посредством накачки тепловым или линейчатым рентгеновским излучением лазерной плазмы. Например, для девозбуждения ^{93}Mo достаточно теплового рентгеновского излучения, получаемого в случае взаимодействия лазерного импульса с энергией 1 кДж и длительностью 300 пс с мишенью из серебра при диаметре фокального пятна 20 мкм. Число испускаемых при девозбуждении жёстких ядерных квантов с энергией 268 кэВ при этом составит не менее 10^2 , что достаточно для регистрации эффекта.

Рассмотрение динамики населённости ядерных уровней показало, что оптимальная длительность рентгеновской накачки ядерного перехода должна быть порядка времени жизни τ_3 верхнего возбуждаемого ядерного уровня. Поскольку длительность рентгеновского высвета лазерной плазмы превышает в два-три раза длительность лазерного импульса, последняя соответственно должна быть в два-три раза меньше времени жизни возбуждаемого ядерного уровня.

Авторы благодарят С.Г.Гаранина и Н.В.Жидкова за поддержку настоящей работы.

1. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М., Дыхне А.М., Калашников М.П., Михеев П.М., Никлесс П.В., Савельев А.Б., Ткаля Е.В., Чалых Р.А., Чутко О.В. *ЖЭТФ*, **118**, 1343 (2000); Collins C.V. et al. *Phys. Rev. C*, **37**, 2267 (1988).
2. Элизер Ш., Мартинес-Валь Х.М., Пайсс Й., Веларде Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1140 (1995).
3. Летохов В.С. *Квантовая электроника*, № 4, 125 (1973).
4. Андреев А.А., Платонов К.Ю., Рождественский Ю.В. *ЖЭТФ*, **94**, 862 (2002).
5. Olariu S., Olariu A. *Phys. Rev. C*, **58** (1), 333 (1998).
6. Афонин В.И. *Физика плазмы*, **35**, 174 (2009).
7. Balwin C.C., Solem J.C. *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 1085 (1997).
8. Robson L., Simpson P.T., Clarke R.J., Ledingham K.W.D., Lindau F., Lundh O., McCanny T., Mora P., Neely D., Wahlström C.-G., Zepf M., McKenna P. *Nat. Phys.*, **3**, 58 (2007).
9. <http://www-cxro.lbl.gov>.
10. <http://www.nndc.bnl.gov> / <http://ie.lbl.gov/ensdf/>.
11. www.srim.org.
12. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980).
13. Блан Д. *Ядра, частицы, ядерные реакторы* (М.: Мир, 1989).
14. Банд И.М., Листенгартен М.А., Тржасковская М.Б., Фомичёв В.И. *Препринты ЛИЯФ № 289* (Л., 1976), *№ 298–300* (Л., 1977), *№ 498* (Л., 1979) и *№ 1479* (Л., 1989).