

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩЕГО ИЗОМЕРНОГО УРОВНЯ ЯДРА ^{229}Th ОПТИЧЕСКИМИ ФОТОНАМИ

Е.В.Ткала

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН
113191, Москва

Поступила в редакцию 20 января 1991 г.

В работе показывается, что эффективность накачки низколежащего с энергией ≤ 5 эВ изомерного состояния ядра ^{229}Th лазерным излучением в оптическом диапазоне по механизму обратного электронного моста может быть близка к 100%.

В начале 1990 г. группой из Национальной инженерной лаборатории в Айдахо (США) было сделано сообщение ¹ о том, что энергия E_{i_s} первого возбужденного состояния в ядре ^{229}Th составляет 1 ± 4 эВ. Преобладающим каналом распада указанного уровня в зависимости от величины E_{i_s} в нейтральном атоме тория может быть либо прямое ядерное излучение при $E_{i_s} \leq 1,5 \pm 2$ эВ, либо электронный мостик при E_{i_s} от 2 до 5 эВ ². В первом случае время жизни низколежащего изомера $T_{1/2}^{i_s}$ составит дни и более, а во втором - должно превысить десятки минут (исключая, конечно случай резонансного совпадения E_{i_s} с энергией одного из атомных $M1$ -переходов) ².

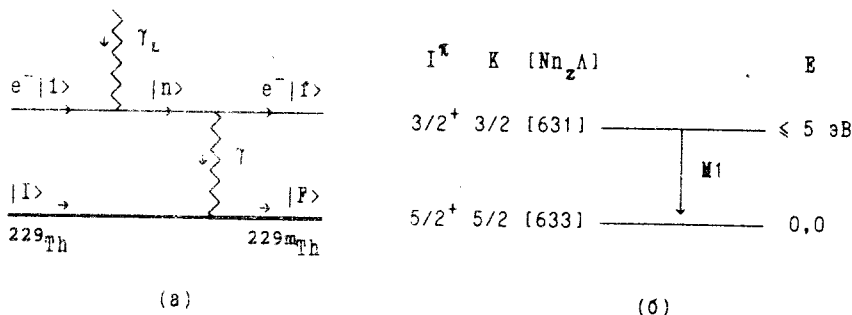


Рис. 1. а - Прямая диаграмма возбуждения ядра лазерными фотонами по механизму обратного электронного моста; б - основное и изомерное состояния ядра ^{229}Th (K - ротацонное число, $[Nn_zA]$ - квантовые числа в модели Нильссона)

В настоящей статье речь пойдет о возбуждении изомерного состояния ядра ^{229}Th лазерным излучением по механизму обратного электронного моста (ОЭМ) ³ (его также называют комптоновским возбуждением ядра ⁴). Прямая диаграмма этого процесса приведена на рис.а. Отметим, что для эффективного возбуждения рассматриваемого изомерного уровня при непосредственном воздействии лазерного излучения на ядро необходимо знать энергию ядерного перехода с точностью до ширины лазерной линии. В предлагаемой ниже схеме возбуждения ядра ^{229}Th по механизму ОЭМ требуется лишь настройка лазерного излучения на длины волн хорошо известных атомных переходов. В этом случае даже при значительной расстройке между энергиями атомного и ядерного переходов сечение возбуждения ядра оказывается достаточным для эффективной накачки изомерного состояния.

Сечение возбуждения ядра в ОЭМ достигает максимума при совпадении энергии лазерных фотонов ω_L (система единиц $\hbar = c = 1$) с ω_{in} - энергией

атомного перехода из начального в промежуточное состояние (см рис.а). При этом действительная часть одного из энергетических знаменателей в амплитуде для прямой диаграммы обращается в ноль. В обменной диаграмме, отличающейся от показанной на рис.а взаимной перестановкой двух электрон-фотонных вершин, резонанса при $\omega_L = \omega_{in}$ нет. Соответственно, ее вклад в процесс возбуждения ядра в рассматриваемом случае будет мал, и обменной диаграммой можно пренебречь. С учетом вышесказанного, в одноуровневом приближении при $\omega_L = \omega_{in}$ сечение имеет вид

$$\sigma = \frac{\lambda_L^2}{\pi} \left(1 + \frac{\Gamma_f}{2\Gamma_n}\right) \frac{\Gamma_A(i \rightarrow n; M(E)1)}{\Gamma_n} \frac{E_{int}^2(\omega_N; M1)}{(\epsilon_n - \epsilon_f - \omega_N)^2 + \Gamma_n^2(1 + \Gamma_f/2\Gamma_n)^2}, \quad (1)$$

где λ_L - длина волны лазерных фотонов, ω_N - энергия ядерного перехода, $\Gamma_{n,f}$ - полные ширины соответствующих атомных уровней (начальное состояние $|i\rangle = 6d^27s^2(^3F_2)$ с энергией $\epsilon_i = -6,08$ эВ⁵ стационарно, а шириной ядерного уровня пренебрегаем по сравнению с Γ_n), $\Gamma_A(i \rightarrow n; M(E)1)$ - вероятность атомного $M(E)1$ -перехода из начального в промежуточное состояние, E_{int}^2 - квадрат модуля усредненной по начальным и просуммированной по конечным состояниям энергии взаимодействия электронного $J_{nf}^\mu(\vec{r}) = -e\vec{\psi}_f(\vec{r})\gamma^\mu\psi_n(\vec{r})$ и ядерного $J_{IF}^\nu(\vec{R}) = e\Psi_F^+(\vec{R})\hat{J}^\nu\Psi_I(\vec{R})$ токов во втором порядке теории возмущений - $\int d^3\vec{r}d^3\vec{R}J_{nf}^\mu(\vec{r})D_{\mu\nu}(\omega; \vec{r} - \vec{R})J_{IF}^\nu(\vec{R})$, $D_{\mu\nu}(\omega; \vec{r} - \vec{R}) = -g_{\mu\nu} \exp(i\omega|\vec{r} - \vec{R}|)/|\vec{r} - \vec{R}|$. Если ширина лазерной линии $\Delta\omega_L$ значительно превышает ширину радиационного перехода $\Gamma_A(i \rightarrow n)$, выражение (1) необходимо домножить еще на $\Gamma_A(i \rightarrow n)/\Delta\omega_L$. E_{int}^2 вычисляется по формуле⁶:

$$E_{int}^2(\omega_N; M1) = \frac{1}{4}\Gamma_A(\omega_N; n \rightarrow f; M1)\Gamma_N^r(\omega_N; I \rightarrow F; M1) \left(1 + \frac{1}{\delta^2}\right), \quad (2)$$

где Γ_N^r - вероятность ядерного радиационного перехода, а $\delta = \text{Re}[M_{M1}(\omega_N)]/\text{Im}[M_{M1}(\omega_N)]$ - аналог хорошо известного в теории внутренней электронной конверсии отношения реальной и мнимой частей атомного матричного элемента

$$M_{M1}(\omega) = (\kappa_n + \kappa_f) \int_0^\infty dr r^2 h_1^{(1)}(\omega r) [g_n(r)f_f(r) + f_n(r)g_f(r)]. \quad (3)$$

Расчет последнего проводился на ЭВМ. Среднее поле и электронные волновые функции (ВФ) определялись в релятивистском варианте метода Хартри-Фока-Слетера по программе⁷. В (3) $g(r)$ и $f(r)$ - большая и малая компоненты радиальных ВФ электрона, $h_1^{(1)}(\omega r)$ - функция Ханкеля первого рода, $\kappa = (l - j)(2j + 1)$, l и j - орбитальный и полный моменты электрона. При расчете Γ_N^r бралось наиболее вероятное значение приведенной вероятности показанного на рис.б ядерного $M1$ -перехода: $B(M1; I \rightarrow F) \simeq 10^{-2}$ единиц Вайскопфа^{2,8}. В результате характерная величина E_{int}^2 составила примерно $10^{-9} \div 10^{-10}$ эВ². Эксперимент позволит определить E_{int} и соотнести результат с теоретическими оценками. Это важно, так как входящий в формулу (1) параметр E_{int}^2/Δ^2 является основной характеристикой так называемого процесса NEET (возбуждения ядра при атомных переходах), относительно вероятности которого в литературе в настоящее время нет единого мнения (анализ и ссылки см. в⁶).

Расчитанное по формулам (1)-(3) сечение возбуждения изомера для $\omega_L = 0,3 \div 5$ эВ оказалось равным $10^{-19} \div 10^{-20}$ см² при расстройке между

энергиями атомного $\omega_{n,f} = \epsilon_n - \epsilon_f$ и ядерного ω_N переходов $\Delta = 1$ эВ. Существенны два разных случая: 1). Переход $i \rightarrow n - M1$, конечное состояние электрона совпадает с начальным ("упругий" ОЭМ). $\Gamma_A(i \rightarrow n; M1)$ может быть на один-два порядка меньше Γ_n . Такая ситуация реализуется например при $|n\rangle = 6d^27s(^5F_3)$ с $\epsilon_n = -5,15$ эВ⁵. 2). Переход $i \rightarrow n - E1$, конечное состояние электрона не совпадает с начальным. Отношение $\Gamma_A(i \rightarrow n; E1)/\Gamma_n$ - порядка единицы. Одна из возможных реализаций - $|n\rangle = 6d7s^27p(^3F_2)$ с $\epsilon_n = -4,74$ эВ, $|f\rangle = 5f6d7s^2(^3F_2)$ с $\epsilon_f = -5,06$ эВ⁵. Двигаясь "вверх" по энергиям возбужденных атомных состояний не составляет труда найти (см. в⁹) подходящие атомные уровни, которые нужно будет стимулировать, если $E_{i,s}$ окажется больше 1 эВ. Отметим, что полученное значение для σ есть оценка снизу. Вследствие относительно высокой плотности возбужденных атомных уровней^{5,9}, реальная величина Δ может оказаться значительно меньше 1 эВ.

Эффективность возбуждения ζ , равная по определению отношения числа образовавшихся изомерных ядер ^{229m}Th к числу атомов тория, подвергнутых облучению, определяется по формуле $\zeta \approx \phi_L \sigma \tau$, где ϕ_L - плотность потока лазерных фотонов, τ - время облучения. Лазером мощностью 0,1 Вт с ω_L до 5 эВ, работая с 1 мкг чистого ^{229}Th , нанесенным на подложку в 1 см² слоем $\approx 10\text{\AA}$, можно за $\tau \approx 10^2 \div 10^3$ с перебросить в возбужденное состояние практически все ядра, содержащиеся в образце. В результате активность изомера даже при $T_{1/2}^* \approx 10$ дн составит 10^9 Бк. Это делает "лазерный" эксперимент по накачке и определению времени жизни и энергии аномально низколежащего изомерного уровня не только реальным, но и достаточно простым в сравнении с другими возможными схемами измерения.

Автор благодарит Ч.В.Рича, А.А.Солдатову, В.Ф.Стрижова и Ю.П.Яценко за полезные обсуждения и помощь в работе.

-
1. C.W.Reich and K.C.Benner, Phys. Rev. Lett. 64, 271 (1990).
 2. В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля, ЖЭТФ 99, 697 (1991).
 3. Е.В.Ткаля, ДАН СССР 315, 1373 (1990).
 4. И.С.Баткин, ЯФ 29, 903 (1979).
 5. А.А.Радиг, Б.М.Смирнов. Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
 6. Е.В.Ткаля, Препринт ИБРАЭ-12. М., 1991.
 7. Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов, Препринт ИАЭ-3174. М., 1979.
 8. Ч.В.Рич, Изв. АН СССР, сер.физ. 55, 878 (1991).
 9. Ч.Корлисс, У.Боуман. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968.