

Многократное возбуждение и распад изомера $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 8.4\text{ эВ})$ при электронном переходе в оболочке ионов тория

Е. В. Ткаля¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

Институт ядерной и радиационной физики, Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, 607188 Саров, Россия

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2026 г.

После переработки 12 июля 2026 г.

Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Возбуждение ядра ^{229}Th на низколежащее изомерное состояние $3/2^+$ (8.356 эВ) при переходе электрона между связанными состояниями в ионе Th в случае близости энергий и совпадения мультипольностей ядерного и электронного переходов может привести к многократной когерентной передаче энергии возбуждения от электронной оболочки к ядру и обратно. Таким образом, электронная оболочка играет роль своеобразного резонатора для виртуального фотона, излучаемого ядром. При этом она “дышит”, периодически уменьшаясь и увеличиваясь в размерах. Такие осцилляции энергии между дублетом ядерных уровней и электронной оболочкой являются следствием относительно большой энергии взаимодействия электронного и ядерного токов. В силу когерентного характера явления, рассмотренный процесс становится основным, но при этом обратимым каналом “распада” как ядерного изомера, так и возбужденного иона.

DOI: 10.7868/S3034576626090016

В атомно-ядерной физике известны случаи, когда мультипольности атомных и ядерных переходов одинаковы, а их энергии совпадают в пределах радиационных ширин линий. Это имеет место, например, в ^{197}Au и ^{193}Ir , где энергии ядерных $M1$ переходов, соответственно, 77.351 и 73.04 кэВ близки в пределах радиационных ширин к рентгеновским $M1$ ($M_1 \rightarrow K$) переходам в атомных оболочках Au и Ir. После ионизации K оболочек происходит “безрадиационное” возбуждение ядер при электронном $M_1 \rightarrow K$ переходе. Последующий распад ядерных изомеров наблюдается путем регистрации электронов внутренней конверсии [1–3]. Такой процесс передачи энергии с атомной оболочки на ядро в научной литературе получил название NEET от Nuclear Excitation by Electron Transition [4]. Детальная теория процесса NEET в рамках теории возмущений для квантовой электродинамики была разработана в [5–10].

Энергия взаимодействия электронного и ядерного токов переходов, которая собственно и вызывает обмен энергией между электронной оболочкой и ядром, в ^{197}Au и ^{193}Ir оказывается на несколько по-

рядков меньше ширин атомных уровней, задействованных в процессе [8]. Поэтому передача энергии с атомной оболочки на ядро или с ядра на атомную оболочку (обратный NEET [11]) не является основным каналом распада атомных или ядерных состояний. Соответственно, процесс передачи энергии происходит однократно и с очень малой вероятностью.

Иная ситуация может сложиться в ионах $^{229}\text{Th}^{n+}$, где $n \geq 1$. Ядро ^{229}Th обладает необычным дублетом близкорасположенных уровней [12–22], один из которых – основное состояние с квантовыми числами в модели Нильсона $J^\pi K[Nn_z\Lambda]\Sigma = 5/2^+ 5/2[633] \downarrow(0.0)$, а второе – низколежащее изомерное состояние $3/2^+ 3/2[631] \uparrow(E_{\text{is}})$, где $E_{\text{is}} = 8.356\text{ эВ}$ [18, 19, 21]. Для ионов $^{229}\text{Th}^{+,2+,6+,39+}$ недавно появились расчетные данные (см. в [23–26]) об энергии электронных состояний. Эти данные позволяют сделать предположение, что некоторые магнитодипольные переходы в электронной оболочке могут обладать энергией, очень близкой к энергии изомерного состояния. Во избежание возможного недопонимания сразу отметим, что точность теоретических расчетов не позволяет в настоящее время сказать, выполняются ли требуемые для NEET условия в ионах

¹⁾e-mail: tkalya_e@lebedev.ru

$^{229}\text{Th}^{+,2+,6+,39+}$, и, соответственно, осуществим ли в этих ионах рассматриваемый в настоящей работе процесс. В какую сторону на самом деле смещаются рассчитанные в [23–26] энергии электронных $M1$ переходов – ближе к энергии ядерного перехода или дальше от нее – это предмет дальнейших исследований. Например, эксперимент 2026 года [27] показал [27, 28], что в ионе $^{229m}\text{Th}^+$ распад изомера происходит через электронный мост, который, как и NEET, требует близости энергий ядерного и электронного переходов. А учитывая богатый спектр возбуждения ионов тория, $M1$ переходы с малой шириной и близкие по энергии к ядерному могут найтись и у других низко- и высоко-зарядных ионов тория. Соответственно, повышаются и шансы обнаружить NEET. В этом случае в отличие от рассмотренных выше ^{197}Au и ^{193}Ir , в ионах ^{229}Th прямой и обратный процессы NEET могут стать основными каналами девозбуждения как низкоэнергетического ядерного изомерного состояния, так и электронного состояния.

Низколежащий дублет в ^{229}Th является в настоящее время предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Это новый ядерный стандарт частоты (времени) [29–34], лазер на ядерном переходе [35, 36], эффект Мессбауэра в оптическом диапазоне [35], поиск новой физики [37, 38], вариация фундаментальных констант [39–41], управление распадом изомера [42–46] и многое другое. В настоящей работе мы рассмотрим поведение системы $^{229}\text{Th}^{n+}$ в условиях, близких к тем, которые разрешают процесс NEET. Речь пойдет об уникальной ситуации, которая возникает в системе “электронная оболочка иона тория – дублет уровней основного состояния ядра ^{229}Th ” при совпадении мультипольностей и близости энергий переходов между электронными и ядерными состояниями, а именно о слабо затухающем процессе многократной безрадиационной передачи энергии возбуждения с атомной оболочки на ядро и обратно.

Рассмотрим систему, состоящую из двух двухуровневых подсистем – атомной с энергией перехода между уровнями ω_A и ядерной с энергией перехода между основным и изомерным состояниями $\omega_N = E_{\text{is}}$ (используется система единиц $\hbar = c = 1$). Обе двухуровневые подсистемы находятся в ближайшей зоне излучения друг друга, поскольку длина волны рассматриваемых переходов существенно превосходит боровский радиус (в этом смысле электромагнитное поле мультиполей не чувствует особой разницы при взаимодействии с ядром или атомной оболочкой, несмотря на большую разницу в их разме-

рах). Мы будем рассматривать случай, когда энергии ω_A и ω_N относительно близки, как того требует процесс NEET, но критерий этой близости сформулируем ниже.

Процесс передачи энергии будем описывать уравнением Линблада (был предложен в 1976 г. в работах [47–49]) для матрицы плотности ρ [50–52]

$$\partial_t \rho = i[\rho, H] + \sum_{\substack{i,j=A,N \\ i \neq j}} \gamma_{ij} \left(S_i^- \rho S_j^+ - \frac{1}{2} \{S_i^+ S_j^-, \rho\} \right) + \sum_{i=A,N} \Gamma_i \left(S_i^- \rho S_i^+ - \frac{1}{2} \{S_i^+ S_i^-, \rho\} \right), \quad (1)$$

где фигурные скобки обозначают антикоммутатор, $S_i^- = |g_i\rangle\langle e_i|$ и $S_i^+ = |e_i\rangle\langle g_i|$ – операторы перехода для электронной (при $i = A$) и ядерной (при $i = N$) подсистем. В базисе $\{|e_A\rangle|e_N\rangle, |e_A\rangle|g_N\rangle, |g_A\rangle|e_N\rangle, |g_A\rangle|g_N\rangle\}$ операторы перехода имеют вид

$$S_A^+ = S_A^{-\dagger} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_N^+ = S_N^{-\dagger} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Функции $|g_i\rangle$ and $|e_i\rangle$ есть основное и возбужденное состояния подсистем, Γ_i в уравнении (1) – полная (в нашем случае – радиационная) ширина состояний $|e_i\rangle$, параметр γ_{ij} описывает влияние спонтанного распада ядерного (атомного) состояния на спонтанный распад атомного (ядерного) возбужденного состояния. В целом, слагаемые с параметрами Γ_i и γ_{ij} в (1) ответственны за некогерентные процессы.

Гамильтониан H в уравнении (1) описывает когерентное взаимодействие электронной оболочки и ядра. Гамильтониан имеет стандартный вид [50–52]

$$H = \sum_{i=A,N} E_i S_i^+ S_i^- + \sum_{\substack{i,j=A,N \\ i \neq j}} g_{ij} S_i^+ S_j^-, \quad (2)$$

где E_i есть энергия каждой из подсистем в возбужденном состоянии, т.е. $E_A = \omega_A$, $E_N \equiv E_{\text{is}} = \omega_N$ (энергии основного состояния электронной оболочки и ядра принимаем равными нулю), g_{ij} – член, описывающий когерентное взаимодействие ядерного и атомного магнитных диполей перехода.

Найдем величины параметров в уравнении (1) и гамильтониане (2) – g_{AN} (g_{NA}) и γ_{AN} (γ_{NA}), которые характеризуют обмен энергией между ядром и электронной оболочкой.

Процессу передачи энергии от электронной оболочки к ядру и обратно соответствует диаграмма второго порядка с виртуальным фотоном (левая часть диаграммы, отделенная штриховой вертикальной линией на рис. 1) и гамильтониан взаимодействия электронного $j_{fi}^\mu(\mathbf{r})$ и ядерного $J_{fi}^\nu(\mathbf{R})$ токов

$$H_{\text{int}} = \int d^3r d^3R j_{fi}^\mu(\mathbf{r}) D_{\mu\nu}(\omega_N, \mathbf{r} - \mathbf{R}) J_{fi}^\nu(\mathbf{R}),$$

где

$$D_{\mu\nu}(\omega_N, \mathbf{r} - \mathbf{R}) = g_{\mu\nu} \frac{e^{i\omega_N|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} \quad (3)$$

есть фотонный пропагатор, $j_{fi}^\mu(\mathbf{r}) = -e\bar{\psi}_f(\mathbf{r})\gamma^\mu\psi_i(\mathbf{r})$, $J_{fi}^\nu(\mathbf{R}) = e\Psi_f^+(\mathbf{R})\hat{J}^\nu\Psi_i(\mathbf{R})$, γ^μ – матрицы Дирака, $\hat{J}^\nu$ – оператор электромагнитного перехода ядра, $\psi_{i,f}$ и $\Psi_{i,f}$ есть волновые функции соответственно электрона и ядра в начальном i и конечном f состояниях.

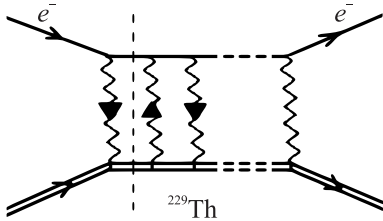


Рис. 1. Схема обмена энергией между электронной оболочкой и ядром

Функция Грина фотона в координатно-частотном представлении (3) разлагается по мультиполям, и в случае $M1$ перехода гамильтониан взаимодействия приобретает вид [53]

$$\begin{aligned} H_{\text{int}}^{M1} &= \\ &= 4i\pi\omega_N \sum_{M_L=-1,0,1} \int d^3r d^3R \mathbf{j}_{fi}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B}_{1M_L}^M(\mathbf{r}, \omega_N) \times \\ &\quad \times \mathbf{J}_{fi}(\mathbf{R}) \cdot \mathbf{A}_{1M_L}^{M*}(\mathbf{R}, \omega_N). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{A}_{1M_L}^M(\mathbf{R}, \omega_N) = j_1(\omega_N R) \mathbf{Y}_{11M_L}(\mathbf{n}_R)$ и $\mathbf{B}_{1M_L}^M(\mathbf{r}, \omega_N) = h_1^{(1)}(\omega_N r) \mathbf{Y}_{11M_L}(\mathbf{n}_r)$ – магнитные мультиполи в кулоновской калибровке [53], в которых $h_1^{(1)}(x)$ и $j_1(x)$ есть сферические функции Ханкеля первого рода и Бесселя соответственно, $\mathbf{Y}_{11M_L}(\mathbf{n}_x)$ – векторная сферическая гармоника при $L = 1$. В случае неполяризованного ядра и атомной оболочки выражение для энергии взаимодействия принимает вид [5, 6, 8]

$$E_{\text{int}} = \sqrt{\frac{5}{8}} \pi i e^2 \frac{\omega_N^2}{M_N} C_{ji \frac{1}{2} 10}^{jf \frac{1}{2}} \mathcal{R}_1^M(\omega_N) \sqrt{B_{\text{W.u.}}(M1; i \rightarrow f)},$$

где $\mathcal{R}_1^M$ – электронный матричный элемент

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_1^M(\omega_A) &= (\kappa_i + \kappa_f) \int_0^\infty dr r^2 h_1^{(1)}(\omega_A r) \times \\ &\quad \times [g_i(r) f_f(r) + f_i(r) g_f(r)] \end{aligned} \quad (5)$$

(здесь $\kappa = (l - j)(2j + 1)$, $g(r)$ и $f(r)$ – соответственно большая и малая компоненты электронной волновой функции), $C_{ji \frac{1}{2} 10}^{jf \frac{1}{2}}$ – коэффициент Клебша–Гордана, $B_{\text{W.u.}}(M1; i \rightarrow f)$ – так называемая приведенная вероятность ядерного перехода в единицах Вайскопфа – просуммированный по конечным и усредненный по начальным состояниям квадрат модуля ядерного матричного элемента в уравнении (4) в единицах приведенной вероятности в модели Вайскопфа $B(M1; W) = (45/8)\pi\mu_N^2$. Экспериментальное значение $B_{\text{W.u.}}(M1; 5/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ было получено в [18, 21] и составило 0.022. Соответствующая ширина радиационного перехода в голом ядре есть $\Gamma_N = 2.7 \times 10^{-19}$ эВ.

Диаграмма на рис. 1 может иметь большое число вершин. Однако вероятность соответствующего процесса не стремится при этом к нулю. В резонансном случае характерные энергетические знаменатели в электронных и ядерных пропагаторах очень малы – порядка Γ_A и Γ_N . В свою очередь, энергия взаимодействия относительно велика и превышает Γ_A и Γ_N . Мы имеем дело со связанными электронными состояниями, локализованными в области порядка боровского радиуса $r \lesssim a_B$. Энергия перехода лежит в оптическом диапазоне, и потому $\omega_{A(N)} a_B \ll 1$. В области интегрирования электронных матричных элементов $\mathcal{R}_1^M$ функция Ханкеля $h_1^{(1)}(\omega_A r) \propto 1/(\omega_A r)^2$ и достигает больших значений. Это компенсирует малость, вносимую дополнительными вершинами на диаграмме рис. 1. Одноуровневое приближение для иона и ядра позволяет разрезать диаграмму вертикальными линиями и представить амплитуду процесса как произведение примерно одинаковых амплитуд прямого и обратного процессов NEET. Как мы увидим ниже, каждая из этих амплитуд отнюдь не мала, а вероятность описываемого ею процесса второго порядка близка к 1. Это и объясняет возможность многократных слабо затухающих осцилляций энергии в системе.

Для численной оценки энергии взаимодействия E_{int} рассмотрим сначала низкозарядный ион Th^+ , в котором электронный $M1$ переход между состояниями $7s_{1/2}$ и $8s_{1/2}$ имеет энергию, близкую к энер-

гии ядерного перехода. Расчет в рамках релятивистского варианта метода Хартри–Фока–Слеттера (Relativistic Hartree–Fock–Slater – RHFS) дает для мнимой части матричного элемента $\Im[\mathcal{R}_1^M(\omega_N)] \simeq \simeq -5 \times 10^5$. Приведенная величина матричного элемента воспроизводит экспериментальные данные по вероятности внутренней электронной конверсии для изомера ^{229m}Th [54, 55]. Таким образом, мы получаем надежную оценку на когерентную часть энергии взаимодействия $g_{AN} = \Re E_{\text{int}} \simeq 10^{-6}$ эВ.

Несколько сложнее обстоит дело с оценкой некогерентной части энергии взаимодействия $\gamma_{AN} = \Im(E_{\text{int}})$ и вероятности магнито-дипольного излучения. Для этого воспользуемся расчетом матричного элемента $M1$ перехода $8s_{1/2} \rightarrow 7s_{1/2}$ из работы [56]. Согласно [56], поляризация электронного кора дает в $M1$ амплитуды вклад на несколько порядков величины больше, чем вклад от расчета RHFS. Приведенный матричный элемент для оператора взаимодействия магнитного момента атомного перехода μ_A с магнитным полем излучаемого фотона $\mathbf{B}_X$ имеет вид [56, 57]

$$\langle f \| \mu_A \cdot \mathbf{B}_X \| i \rangle = (\kappa_i + \kappa_f) \langle -\kappa_f \| C_1 \| \kappa_i \rangle \times \\ \times \int_0^\infty \frac{3}{\omega_A} j_1(\omega_A r) [g_i f_f + g_f f_i] r^2 dr,$$

где C_1 – нормированная сферическая гармоника [56]. Согласно расчету [56], эта величина составляет $-2549 \times 10^{-5} \mu_B$. Отсюда для реальной части радиального матричного элемента в уравнении (5) получаем $\Re \mathcal{R}_1^M(\omega_A) \simeq -1.0 \times 10^{-6}$ и, как следствие, очень маленькую величину некогерентной части энергии взаимодействия $\gamma_{AN} = \Im E_{\text{int}} \simeq 2 \times 10^{-18}$ эВ.

Вероятность $M1$ излучения в переходе $8s_{1/2} \rightarrow 7s_{1/2}$ рассчитывается из формулы

$$\Gamma_{\text{rad}}^{M1} = (\omega_A^3/6) |\langle f \| \mu_A \cdot \mathbf{B}_X \| i \rangle|^2 \simeq 4.4 \times 10^{-16} \text{ эВ}.$$

Для оценок по порядку величины в дальнейших расчетах пренебрегаем ядерной шириной перехода Γ_N по сравнению с атомной $\Gamma_A = \Gamma_{\text{rad}}^{M1}$, некогерентной частью γ_{AN} и γ_{NA} , а также незначительной разницей между g_{AN} и g_{NA} , т.е. положим $g_{AN} \simeq g_{NA} = g$. При этом система уравнений (1) решается аналитически. В частности, если в начальный момент электронная оболочка находится в возбужденном состоянии A_e , а ядро – в основном N_g , то вероятность обнаружить ядро в возбужденном состоянии N_e , а ион – в основном A_g при выполнении типичных для процесса NEET условий $g \ll \Delta E \lesssim \Gamma_A$ описывается соотношением

$$\rho_{A_g N_e}(t) = \frac{g^2}{\Delta E^2 + \Gamma_A^2/4} \times \\ \times \left(\left(1 - e^{-\Gamma_A t/2}\right)^2 + 4e^{-\Gamma_A t/2} \sin^2(\Delta E t/2) \right), \quad (6)$$

основное слагаемое которого хорошо знакомо из теории NEET [5]. (В работе для краткости используются сокращенные обозначения для четырех элементов матрицы плотности: $\rho_{A_g N_e} = \rho_{A_{gg} N_{ee}}$, $\rho_{A_e N_g} = \rho_{A_{ee} N_{gg}}$, $\rho_{A_g N_g} = \rho_{A_{gg} N_{gg}}$ и $\rho_{A_e N_e} = \rho_{A_{ee} N_{ee}}$.)

В описываемой в (6) атомно-ядерной системе (например, в ^{197}Au и ^{193}Ir) происходит однократная передача энергии с электронной оболочки на ядро с малой вероятностью, пропорциональной $g^2/(\Delta E^2 + \Gamma_A^2/4)$ [5, 6]. В случае большой расстройки между энергиями атомного и ядерного переходов $\Delta E > \Gamma_A$ вероятность процесса NEET быстро убывает как $g^2/\Delta E^2$, а ядро возбуждается виртуальным фотоном на время $\Delta t \simeq 1/\Delta E$ в соответствии с соотношением неопределенности энергия–время. Так процесс NEET происходит в ^{189}Os [5, 6].

Совершенно иная картина складывается в ^{229}Th . Здесь энергия взаимодействия $g = \Re E_{\text{int}}$ существенно превышает ширину Γ_A . Поэтому в резонансе, когда выполняется условие $\Delta E \ll \Gamma_A \ll g$ вероятность возбуждения ядра как функция времени имеет вид

$$\rho_{A_g N_e}(t) = e^{-\Gamma_A t/2} \frac{\sin^2(gt \sqrt{1 - (\Gamma_A/4g)^2})}{1 - (\Gamma_A/4g)^2}.$$

На рисунке 2 это осциллирующая с частотой $\nu = g/2\pi \simeq 10^8 \text{ с}^{-1}$ кривая 2. Также представлены графики вероятности найти систему в начальном состоянии и состоянии, когда электронная оболочка и ядро не возбуждены. Осцилляции продолжают в течение времени $t \simeq 1/\Gamma_A$, что для иона $^{229}\text{Th}^+$ могло бы составить $\simeq 1 \text{ с}$, если бы у электронного $M1$ перехода не было конкурента. Но здесь электронная оболочка имеет возможность дополнительно релаксировать по другим излучательным каналам. Самый сильный – $E1$ переход $8s \rightarrow 7p$ с энергией около 8 эВ. Его ширина $\simeq 10^{-7} \text{ эВ}$, что на порядок меньше величины g . Так что и в этом случае система успевает совершить около 10 обменов энергией между ядром и электронной оболочкой.

В рассматриваемой системе спонтанно формируется запутывание электронного и ядерного состояний. Численная характеристика степени запутанности $C(t)$ (в англоязычной литературе *concurrence*) определяется с помощью выражения [51]

$$C(t) = ((\rho_{A_{ge} N_{eg}} + \rho_{A_{eg} N_{ge}})^2 + \\ + [\Im(\rho_{A_{ee} N_{gg}} + \rho_{A_{ge} N_{eg}} - \rho_{A_{eg} N_{ge}} - \rho_{A_{gg} N_{ee}})]^2)^{1/2}.$$

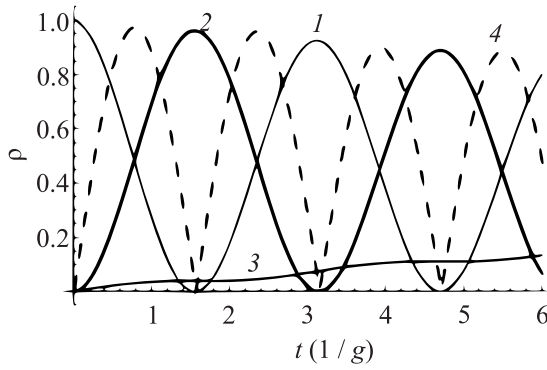


Рис. 2. Вероятность обнаружить систему в состояниях: 1 – $A_e N_g$; 2 – $A_g N_e$; 3 – $A_g N_g$ и 4 – concurrence $C(t)$ для соотношения констант $\Delta E \ll \Gamma_A = g/20$ и при начальном условии $A_e N_g(0) = 1$

Как и следовало ожидать, при нашем выборе параметров $\gamma_{AN} = \gamma_{NA} = 0$ $C(t)$ осциллирует и достигает максимумов в точках $\rho_{A_g N_e} = \rho_{A_e N_g}$.

Другая особенность рассматриваемой системы – это ее поведение при больших расстройках энергии, то есть при $\Gamma_A \ll \Delta E \ll g$. Этот случай описывается уравнением

$$\rho_{A_g N_e}(t) = \left(1 - \frac{\Delta E^2}{4g^2}\right) e^{-\Gamma_A t/2} \sin^2 \left(gt \left(1 + \frac{\Delta E^2}{8g^2}\right) \right).$$

В отличие от рассмотренного выше обычного процесса НЕЕТ, здесь вероятность возбуждения ядра практически не уменьшается с ростом ΔE , даже когда расстройка на порядки превышает ширину Γ_A . Система по-прежнему быстро осциллирует с частотой $\nu = g/2\pi$, а вероятность возбуждения ядра близка к 1. Противоречия с законом сохранения энергии нет, поскольку время, на которое возбуждается ядро $\Delta t \simeq 1/g$, много меньше времени $1/\Delta E$, задаваемого соотношением неопределенности в качестве верхней границы.

Теперь рассмотрим сильно ионизованный атом Th^{39+} . В работе [26] рассчитаны ширина атомного $M1(E_{\text{is}})$ перехода $\Gamma_A = 8.7 \times 10^{-12} \text{ эВ}$ и вероятность процесса НЕЕТ $W_{\text{NEET}} = 2.5 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Энергия взаимодействия следует из W_{NEET} : $E_{\text{int}} = (W_{\text{NEET}} \Gamma_A / 4)^{1/2} \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ эВ}$. (Энергия взаимодействия для низкоэнергетических переходов зависит практически только от мнимой части атомного матричного элемента [5], что сразу дает приведенное значение g .) В результате получаем, что частота осцилляций энергии между ядром и электронной оболочкой ν в ионе $^{229}\text{Th}^{39+}$ составит $\simeq 10^9 \text{ с}^{-1}$, а продолжительность осцилляций 10^{-5} с . Таким образом, система успевает совершить порядка 10^4 циклов

обмена энергией. Это напоминает атом в резонаторе. Электронная оболочка иона играет в данном случае роль своеобразного резонатора для ядра, излучающего виртуальный фотон.

Важно отметить, что, согласно [26], в рассматриваемом случае у электронной оболочки нет другого канала релаксации, кроме указанного выше радиационного. Поэтому найденное время осцилляций не уменьшится за счет других каналов распада. Кроме того, процесс осцилляций в $^{229}\text{Th}^{39+}$ с вероятностью возбуждения, близкой к 1, будет иметь место даже при расстройке между энергиями атомного и ядерного переходов вплоть до уровня $\Delta E \simeq 10^{-7} \text{ эВ}$ или $\Delta E \simeq 10^4 \Gamma_A$. Таким образом, для существования осцилляций необходимость в резонансном (в пределах радиационных ширин линий) совпадении энергий атомного и ядерного переходов при больших g отсутствует.

В процессе передачи энергии на ядро и обратно электронная оболочка “дышит”, периодически уменьшаясь и увеличиваясь в размерах. Эффект может быть довольно значительным. Например, в низкозарядных ионах тория размер $7s_{1/2}$ оболочки составляет около $(3-4)a_B$, а связанная с ней $M1$ переходом оболочка $8s_{1/2}$ имеет размеры $(7-8)a_B$. То же касается и других оболочек. Такое поведение захваченных в ионную ловушку Пауля ионов тория-229 на частотах 10^8-10^9 Гц могло бы стать идеей интересного эксперимента, подтверждающего эффект.

Заключение. Как показывают исследования [23–26] и эксперимент [27], среди огромного числа переходов в электронных оболочках ионов $^{229}\text{Th}^{n+}$ разной зарядности n могут существовать магнитодипольные переходы с малой шириной и энергией, очень близкой к энергии ядерного изомерного перехода $3/2^+(8.356 \text{ эВ}) \rightarrow 5/2^+(0.0)$. Если энергетическая расстройка ΔE между переходами меньше энергии взаимодействия электронного и ядерного токов E_{int} , то в такой атомно-ядерной системе становится возможной никогда ранее не наблюдавшаяся многократная когерентная передача энергии возбуждения с электронной оболочки на ядро и обратно. Частота таких осцилляций в широком диапазоне заряда ионов $^{229}\text{Th}^{n+}$ составляет порядка 10^8-10^9 Гц , а продолжительность может превышать десятки микросекунд. Осцилляции энергии с вероятностью, близкой к единице, могут происходить, даже когда ΔE значительно превышает ширину атомного перехода и варьируется в широких пределах между Γ_A и E_{int} . Все это является следствием относительно большой энергии взаимодействия токов в ионах $^{229}\text{Th}^{n+}$.

Автор благодарит проф. П. В. Борисюка за консультации по поведению ионов тория в ионной ловушке Пауля.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 24-12-00053, и программы Национального центра физики и математики, направление # 6 “Ядерная и радиационная физика”.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. S. Kishimoto, Y. Yoda, M. Seto, Y. Kobayashi, S. Kitao, R. Haruki, T. Kawauchi, K. Fukutani, and T. Okano, “Observation of nuclear excitation by electron transition in ^{197}Au with synchrotron x rays and an avalanche photodiode”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1831 (2000).
2. S. Kishimoto, Y. Yoda, Y. Kobayashi, S. Kitao, R. Haruki, and M. Seto, “Evidence for nuclear excitation by electron transition on ^{193}Ir and its probability”, *Nucl. Phys. A* **748**, 3 (2005).
3. S. Kishimoto, Y. Yoda, Y. Kobayashi, S. Kitao, R. Haruki, R. Masuda, and M. Seto, “Nuclear excitation by electron transition on ^{197}Au by photoionization around the K -absorption edge”, *Phys. Rev. C* **74**, 031301(R) (2006).
4. M. Morita, “Nuclear excitation by electron transition and its application to Uranium 235 separation”, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 1574 (1973).
5. E. V. Tkalya, “Nuclear excitation in atomic transitions (NEET process analysis)”, *Nucl. Phys. A* **539**, 209 (1992).
6. E. V. Tkalya, “Probability of nonradiative excitation of nuclei in transitions of an electron in an atomic shell”, *Sov. Phys. JETP* **75**, 200 (1992).
7. E. V. Tkalya, “Dynamical effect of finite nuclear size in the nuclear excitation process during electron transitions in an atomic shell”, *JETP* **78**, 239 (1994).
8. E. V. Tkalya, “Theory of the nuclear excitation by electron transition process near the K edge”, *Phys. Rev. A* **75**, 022509 (2007).
9. A. Y. Dzyublik, “Photo-induced nuclear excitation by electron transition”, *JETP Lett.* **93**, 489 (2011).
10. A. Y. Dzyublik, “General theory of nuclear excitation by electron transitions”, *Phys. Rev. C* **188**, 054616 (2013).
11. E. V. Tkalya, “Accelerated decay of nuclear isomers during atomic-shell ionization”, *JETP Lett.* **60**, 627 (1994).
12. L. A. Kroger and C. W. Reich, “Features of the low-energy level scheme of ^{229}Th as observed in the α -decay of ^{233}U ”, *Nucl. Phys. A* **259**, 29 (1976).
13. C. W. Reich and R. G. Helmer, “Energy separation of the doublet of intrinsic states at the ground state of ^{229}Th ”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 271 (1990).
14. R. G. Helmer and C. W. Reich, “An excited state of ^{229}Th at 3.5 eV”, *Phys. Rev. C* **49**, 1845 (1994).
15. B. R. Beck, J. A. Becker, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, K. J. Moody, J. B. Wilhelmy, F. S. Porter, C. A. Kilbourne, and R. L. Kelley, “Energy splitting of the ground-state doublet in the nucleus ^{229}Th ”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 142501 (2007).
16. B. Seiferle, L. von der Wense, P. V. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. E. Düllmann, A. Palfy, and P. G. Thirolf, “Energy of the ^{229}Th nuclear clock transition”, *Nature* **573**, 243 (2019).
17. S. Kraemer, J. Moens, M. Athanasakis-Kaklamanakis et al. (Collaboration), “Observation of the radiative decay of the ^{229}Th nuclear clock isomer”, *Nature* **617**, 706 (2023).
18. J. Tiedau, M. Okhapkin, K. Zhang et al. (Collaboration), “Laser excitation of the Th-229 nucleus”, *Phys. Rev. Lett.* **bf132**, 182501 (2024).
19. R. Elwell, C. Schneider, J. Jeet, J. Terhune, H. Morgan, A. Alexandrova, H. Tan, A. Derevianko, and E. Hudson, “Laser excitation of the ^{229}Th nuclear isomeric transition in a solid-state host”, *Phys. Rev. Lett.* **133**, 013201 (2024).
20. A. Yamaguchi, Y. Shigekawa, H. Haba, H. Kikunaga, K. Shirasaki, M. Wada, and H. Katori, “Laser spectroscopy of triply charged ^{229}Th isomer for a nuclear clock”, *Nature* **629**, 62 (2024).
21. C. Zhang, T. Ooi, J. Higgins, J. Doyle, L. Wense, K. Beeks, A. Leitner, G. Kazakov, P. Li, P. Thirolf, T. Schumm, and J. Ye, “Frequency ratio of the ^{229}mTh nuclear isomeric transition and the ^{87}Sr atomic clock”, *Nature* **633**, 63 (2024).
22. C. Zhang, L. von der Wense, J. F. Doyle, J. S. Higgins, T. Ooi, H. U. Friebel, J. Ye, R. Elwell, J. E. S. Terhune, H. W. T. Morgan, A. N. Alexandrova, H. B. T. Tan, A. Derevianko, and E. R. Hudson, “ $^{229}\text{ThF}_4$ thin films for solid-state nuclear clocks”, *Nature* **636**, 603 (2024).
23. V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, “Resonance nuclear excitation of the ^{229}Th nucleus via electronic bridge process in Th^{II} ”, *Phys. Rev. A* **111**, L041103 (2025).
24. V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, “Using the Th^{III} ion for a nuclear clock and searches for new physics”, *Phys. Rev. A* **111**, 053109 (2025).
25. S. Yu, X. Hua, X. Tong, C. Li, and S. Lei, “Highly charged $^{229}\text{Th}^{6+}$ ions as the candidate platform for nuclear clock”, *Chin. Phys. Lett.* **42**, 120302 (2025).
26. K. Koziol and J. Rządkiwicz, “Nuclear excitation by near-resonant electron transition in $^{229}\text{Th}^{39+}$ ions”, *Phys. Rev. C* **111**, 064302 (2025).
27. Y. Shigekawa, A. Yamaguchi, K. Tokoi, N. Sato, H. Kikunaga, K. Shirasaki, Y. Kasamatsu, M. Wada, and H. Haba, “Lifetime of the singly charged ^{229}Th nuclear isomer”, *Nat. Phys.* <https://doi.org/10.1038/s41567-026-03251-1> (2026).

28. L. von der Wense, “Thorium-229 lifetime locked down”, Nat. Phys. <https://doi.org/10.1038/s41567-026-03310-7> (2026).
29. E. V. Tkalya, V. O. Varlamov, V. V. Lomonosov, and S. A. Nikulin, “Processes of the nuclear isomer $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0\text{ эВ})$ resonant excitation by optical photons”, Phys. Scr. **53**, 296 (1996).
30. E. Peik and C. Tamm, “Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 эВ transition in Th-229”, Europhys. Lett. **61**, 181 (2003).
31. W. G. Rellergert, D. DeMille, R. R. Greco, M. P. Hehlen, J. R. Torgerson, and E. R. Hudson, “Constraining the evolution of the fundamental constants with a solid-state optical frequency reference based on the ^{229}Th nucleus”, Phys. Rev. Lett. **104**, 200802 (2010).
32. C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko, “Single-ion nuclear clock for metrology at the 19th decimal place”, Phys. Rev. Lett. **108**, 120802 (2012).
33. E. Peik and M. Okhapkin, “Nuclear clocks based on resonant excitation of γ -transitions”, C. R. Phys. **16**, 516 (2015).
34. K. Beeks, T. Sikorsky, T. Schumm, J. Thielking, M. V. Okhapkin, and E. Peik, “The thorium-229 low-energy isomer and the nuclear clock”, Nature Rev. Phys. **3**, 238 (2021).
35. E. V. Tkalya, “Proposal for a nuclear gamma-ray laser of optical range”, Phys. Rev. Lett. **106**, 162501 (2011).
36. E. V. Tkalya and L. P. Yatsenko, “Creation of inverse population in the ^{229}Th ground-state doublet by means of a narrowband laser”, Laser Phys. Lett. **10**, 105808 (2013).
37. M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, and C. W. Clark, “Search for new physics with atoms and molecules”, Rev. Mod. Phys. **90**, 025008 (2018).
38. E. Peik, T. Schumm, M. Safronova, A. Palffy, J. Weitenberg, and P. G. Thirolf, “Nuclear clocks for testing fundamental physics”, Quantum Sci. Technol. **6**, 034002 (2021).
39. V. V. Flambaum, “Enhanced effect of temporal variation of the fine structure constant and the strong interaction in ^{229}Th ”, Phys. Rev. Lett. **97**, 092502 (2006).
40. E. Litvinova, H. Feldmeier, J. Dobaczewski, and V. Flambaum, “Nuclear structure of lowest ^{229}Th states and time-dependent fundamental constants”, Phys. Rev. C **79**, 064303 (2009).
41. J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and S. G. Porsev, Phys. Rev. Lett. **102**, 210801 (2009).
42. E. V. Tkalya, “Spontaneous emission probability for $M1$ transition in a dielectric medium: $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0\text{ эВ})$ decay”, JETP Lett. **71**, 311 (2000).
43. E. V. Tkalya, A. N. Zherikhin, and V. I. Zhudov, “Decay of the low-energy nuclear isomer $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0\text{ эВ})$ in solids, dielectrics and metals: A new scheme of experimental research”, Phys. Rev. C **61**, 064308 (2000).
44. E. V. Tkalya, “Anomalous magnetic hyperfine structure of the ^{229}Th ground-state doublet in muonic atoms”, Phys. Rev. A **94**, 012510 (2016).
45. E. V. Tkalya, “Decay rate of the nuclear isomer $^{229}\text{Th}(3/2^+, 7.8\text{ эВ})$ in a dielectric sphere, thin film, and metal cavity”, Phys. Rev. Lett. **120**, 122501 (2018).
46. A. M. Dykhne, N. V. Eremin, and E. V. Tkalya, “Alpha decay of the first excited state of the Th-229 nucleus”, JETP Lett. **64**, 345 (1996).
47. V. A. Franke, “On the general form of the dynamical transformation of density matrices”, Theoret. and Math. Phys. **27**, 406 (1976).
48. V. Gorini, A. Kossakowski, and E. Sudarshan, “Completely positive dynamical semigroups of N-level systems”, J. Math. Phys. **17**, 821 (1976).
49. G. Lindblad, “On the generators of quantum dynamical semigroups”, Commun. Math. Phys. **48**, 119 (1976).
50. Z. Ficek and R. Tanas, “Entangled states and collective nonclassical effects in two-atom systems”, Phys. Rep. **372**, 369 (2002).
51. A. Gonzalez-Tudela, D. Martin-Cano, E. Moreno, L. Martin-Moreno, C. Tejedor, and F. Garcia-Vidal, “Entanglement of two qubits mediated by one-dimensional plasmonic waveguides”, Phys. Rev. Lett. **106**, 020501 (2011).
52. J. Ren, T. Chen, B. Wang, and X. Zhang, “Ultrafast coherent energy transfer with high efficiency based on plasmonic nanostructures”, J. Chem. Phys. **146**, 144101 (2017).
53. J. Eisenberg and W. Greiner, *Nuclear Theory. V. 2. Excitation Mechanisms of the Nucleus Electromagnetic and Weak Interactions* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, London, 1970).
54. V. F. Strizhov and E. V. Tkalya, “Decay channel of low-lying isomer state of the ^{229}Th nucleus. possibilities of experimental investigation”, Sov. Phys. JETP **72**, 387 (1991).
55. B. Seiferle, L. von der Wense, and P. G. Thirolf, “Lifetime measurement of the ^{229}Th nuclear isomer”, Phys. Rev. Lett. **118**, 042501 (2017).
56. G. H. Gossel, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum, “Calculation of strongly forbidden $M1$ transitions and g -factor anomalies in atoms considered for parity-nonconservation measurements”, Phys. Rev. A **88**, 034501 (2013).
57. I. M. Savukov, A. Derevianko, H. G. Berry, and W. R. Johnson, “Large contributions of negative-energy states to forbidden magnetic-dipole transition amplitudes in alkali-metal atoms”, Phys. Rev. Lett. **83**, 2914 (1999).
58. D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev, and V. K. Khersonskii, *Quantum Theory of Angular Momentum* (World Scientific Publishing, London, 1988).