

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ПЕРЕХОДА АНОМАЛЬНО НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ 3.5 ± 0.5 эВ В ЯДРЕ ^{229}Th И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ИЗОМЕРА

А.М.Дыхне¹⁾, Е.В.Ткаля²⁾

НИИ ядерной физики МГУ им.М.В.Ломоносова

119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 декабря 1997 г.

Величина ядерного матричного элемента $M1$ -перехода аномально низкой энергии 3.5 ± 0.5 эВ между первым возбужденным уровнем и основным состоянием ядра ^{229}Th определена с учетом кориолисова смешивания ротационных полос. Даны верхняя и нижняя оценки на времена жизни уровня относительно изомерного перехода. Предложен метод измерения периода полураспада низколежащего изомера ^{229m}Th непосредственно в образце из ^{233}U .

PACS: 23.20.-g

О существовании в ядре ^{229}Th аномально низко лежащего уровня с энергией ≤ 5 эВ известно уже около восьми лет [1]. В 1994 году на основании анализа данных измерений энергий γ -переходов в основное и первое возбужденное состояния в ^{229}Th было установлено, что энергия этого уровня лежит в диапазоне 3.5 ± 1.0 эВ [2]. Практически, нет сомнений, что указанное низколежащее состояние (будем обозначать его далее $|is\rangle$) имеет спин $J^\pi = 3/2^+$ и является основанием ротационной полосы $K^\pi[Nn_z\Lambda] = 3/2^+[631]$, где $K[Nn_z\Lambda]$ – асимптотические квантовые числа модели Нильссона.

В недавно опубликованной работе [3] сообщается о первом непосредственном наблюдении ядерного изомерного перехода оптической энергии в ^{229}Th . Обнаружено излучение, соответствующее прямому ядерному переходу с энергией $\omega_N = 3.5 \pm 0.5$ эВ с низколежащего изомерного уровня в основное состояние, а также излучение с энергией 2.3–2.5 эВ, происхождение которого связывается с предсказанным в работе [4] изомерным распадом ядерного уровня $3/2^+(3.5 \pm 0.5$ эВ) через электронный мостик. К сожалению, авторам не удалось измерить период полураспада уровня $3/2^+$. Как будет показано ниже, такая возможность существует при модернизации установки [3].

Дальнейший прогресс в изучении свойств состояния $3/2^+(3.5 \pm 0.5$ эВ) связан не только с определением его времени жизни. Интерес представляет возбуждение лазерным излучением или светом специальной лампы большого количества ядер ^{229m}Th [5]. На этом пути возможно создание инверсной заселенности ядерных уровней, разработка метрологического ядерного источника света, поиск α -распада низколежащего состояния, вероятность и спектр которого были предсказаны в [6].

Для постановки таких экспериментов необходимо иметь представление о сечениях процессов и времени жизни уровня $3/2^+(3.5 \pm 0.5$ эВ). Для этого, в свою очередь, нужно знать величину ядерного матричного элемента изомерного перехода. Основное состояние ядра ^{229}Th (обозначим его $|gr\rangle$) является основанием ротационной полосы $5/2^+[633]$ [7]. Поэтому изомерный переход может иметь мультипольность $M1$ или $E2$. Компонентой $E2$, как показано в [4], можно пренебречь в широком

¹⁾ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований.

²⁾ e-mail: tkalya@ibrae.ac.ru

диапазоне значений факторов ослабления для $M1$ - и $E2$ -переходов. Что касается $M1$ -компоненты, то этот переход между полосами $3/2^+[631]$ и $5/2^+[633]$ запрещен на 1 по асимптотическому квантовому числу Λ и должен быть ослаблен.

Переход, аналогичный исследуемому, известен в ядре ^{233}U . В единицах Вайскопфа приведенная вероятность $B_{W.u.}$ $M1$ -перехода $3/2^+3/2[631](312.17 \text{ кэВ}) \rightarrow 5/2^+5/2[633](0.0)$ равна 0.0030 [8]. В то же время, величина $B_{W.u.}(M1)$ в модели Нильссона (матричные элементы рассчитаны в [9]) более чем на порядок превосходит экспериментальное значение. Такая же ситуация возможна и в ^{229}Th . Поэтому оценим искомую величину $B(M1; 3/2^+3/2[631] \rightarrow 5/2^+5/2[633])$ для ядра ^{229}Th не на основе модельных представлений, а исходя из имеющихся сегодня экспериментальных данных.

К настоящему времени в ^{229}Th измерен лишь один $M1$ -переход между полосами $3/2^+[631]$ и $5/2^+[633]$ – это переход с энергией 25.3 кэВ между состояниями $9/2^+5/2[633](97.13 \text{ кэВ})$ и $7/2^+3/2[631](71.82 \text{ кэВ})$. Его приведенная вероятность была определена в работе [10]: $B(M1; 9/2^+ \rightarrow 7/2^+) = 0.032 \pm 0.006 \mu_N^2 = (1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-2} W.u.$, где $\mu_N = e/2M$ – ядерный магнетон (здесь и далее принята система единиц $\hbar = c = 1$). Этих данных достаточно, чтобы найти $B(M1; 3/2^+3/2[631] \rightarrow 5/2^+5/2[633])$ в том случае, если кориолисово взаимодействие между рассматриваемыми полосами не очень сильное.

Хорошо известно (см., например, в [11]), когда основную часть амплитуд межполосных γ -переходов в ядрах дают правила интенсивностей нулевого порядка. С этой точки зрения все имеющиеся экспериментальные данные для основной полосы $5/2^+[633]$ в ^{229}Th и связанной с ней полосы $3/2^+[631]$ свидетельствуют, что эффекты кориолисова взаимодействия указанных двух полос относительно малы [10, 12]. Здесь и выраженная ротационная структура полос, и быстрая сходимость разложений энергий уровней в ряд [10, 12], и относительно малое усиление интенсивностей α -переходов на уровни полосы $3/2^+[631]$ при α -распаде основного состояния $^{233}\text{U}(5/2^+5/2[633])$, по сравнению с аналогичными уровнями основной полосы [12], и так далее. Кроме того, анализ величин приведенных вероятностей трех измеренных (см. в [8]) $M1$ γ -переходов $3/2^+3/2[631](312.17 \text{ кэВ}) \rightarrow 5/2^+5/2[633](0.0)$, $5/2^+3/2[631](340.68 \text{ кэВ}) \rightarrow 7/2^+5/2[633](0.0)$ и $5/2^+3/2[631](340.68 \text{ кэВ}) \rightarrow 7/2^+5/2[633](40.35 \text{ кэВ})$ между этими полосами в ядре ^{233}U показывает хорошее (в пределах точности измерений) согласие с правилами интенсивностей нулевого порядка. То же самое справедливо для относительных интенсивностей двух $M1$ -переходов из состояния $5/2^+5/2[633](236.25 \text{ кэВ})$ в состояния $5/2^+3/2[631](179.75 \text{ кэВ})$ и $3/2^+3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$ в ядре ^{225}Ra [13]. Других измеренных $M1$ -переходов между ротационными полосами $3/2^+[631]$ и $5/2^+[633]$ нет.

Исходя из вышесказанного, интересующую нас приведенную вероятность $B(M1; 3/2^+3/2[631](3.5 \text{ эВ}) \rightarrow 5/2^+5/2[633](0.0))$ в ядре ^{229}Th сначала оценим по правилам интенсивностей нулевого порядка для переходов одной мультипольности между разными состояниями двух ротационных полос. Чтобы подчеркнуть, что речь идет именно о “нулевом” приближении, используем обозначение $B^{(0)}(M1)$. Взяв в качестве исходного значение $B(M1; 9/2^+5/2[633] \rightarrow 7/2^+3/2[631])$ из [10], сразу получаем

$$B^{(0)}(M1) = 0.069 \pm 0.013 \mu_N^2 = (3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2} W.u. \quad (1)$$

Рассмотрим теперь поправки, возникающие из-за кориолисова взаимодействия. Оно приводит к появлению у волновых функций (ВФ) ядерных состояний примесей от состояний, принадлежащих соседней полосе (здесь $|\Delta K| = 1$), с таким же моментом I . Вследствие этого, например, запрещенный по асимптотическим квантовым числам межполосной $E2$ -переход $9/2^+5/2[633](97.13 \text{ кэВ}) \rightarrow 5/2^+3/2[631](29.19 \text{ кэВ})$ имеет относительно большую приведенную вероятность в 5 W.u. [10]. Нас главным образом интересует то, как изменит величину $B^{(0)}(M1)$ примесь состояния $5/2^+3/2[631](29.19 \text{ кэВ})$ к основному уровню ядра ^{229}Th . Подробное изложение теории кориолисова взаимодействия применительно к ядерным уровням можно найти в монографии [11]. Поэтому мы сохраним обозначения, принятые в [11], и ограничимся лишь самыми необходимыми пояснениями.

Запишем матричный элемент (МЭ) $M1$ -перехода между полосами $K_i = 3/2$ и $K_f = 5/2$ с учетом членов, линейных по I_{\pm} , в операторах внутренних моментов [11]:

$$\langle K_f I_f | \mathcal{M}(M1) | K_i I_i \rangle = \sqrt{2I_i + 1} C_{I_i K_i 11}^{I_f K_f} (M_1 + M_2 [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)]). \quad (2)$$

Здесь $C_{I_i K_i 11}^{I_f K_f}$ – коэффициент Клебша – Гордана, M_1 и M_2 – матричные элементы. МЭ M_1 мы вынуждены оставить пока свободным параметром. Что касается M_2 , то для его расчета экспериментальных данных достаточно. В формуле

$$M_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle K_f | [\varepsilon_{+1}, \mathcal{M}(M1, \nu = 0)] | K_i \rangle \quad (3)$$

квадратные скобки обозначают коммутатор, ν – тензорный индекс во внутренней (связанной с ядром) системе координат, $\langle K_f | \varepsilon_{+1} | K_i \rangle$ – хорошо известный параметр, определяющий величину смешивания полос (см. [11]).

Матричный элемент M_2 можно выразить через моменты переходов внутри полос:

$$M_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle K_f | \varepsilon_{+1} | K_i \rangle (\langle K_i | \mathcal{M}(M1, \nu = 0) | K_i \rangle - \langle K_f | \mathcal{M}(M1, \nu = 0) | K_f \rangle), \quad (4)$$

которые в свою очередь рассчитываются через эффективные g -факторы – вращательное гиромангнитное отношение g_R и внутреннее – g_K : $\langle K | \mathcal{M}(M1, \nu = 0) | K \rangle = \sqrt{3/4\pi} (g_K - g_R) K \mu_N$. Для основной полосы $5/2^+[633]$ в ^{229}Th $g_R = 0.309 \pm 0.016$, $g_K = +0.128 \pm 0.017$ [10]. Для полосы $3/2^+[631]$ в работе [12] найдено значение $|g_K - g_R| = 0.58 \pm 0.09$. Мы можем раскрыть модуль. Для неспаренного нейтрона $g_K \cdot K \approx 0.6 g_n^{(s)} \langle \varphi_K | s_3 | \varphi_K \rangle$. Спиновое гиромангнитное отношение $g_n^{(s)} = -3.8263$, а спиновый матричный элемент по ВФ внутреннего движения в модели Нильссона рассчитан в [9]: $\langle \varphi_K | s_3 | \varphi_K \rangle \approx 0.15$. Поэтому для этой полосы $g_K - g_R = -0.58 \pm 0.09$, а $g_K \approx -0.29$, что хорошо коррелирует с оценкой по нильссоновской модели -0.23 .

Величину $\langle K_f | \varepsilon_{+1} | K_i \rangle$ найдем из приведенной вероятности межполосного $E2$ -перехода $9/2^+5/2[633](97.13 \text{ кэВ}) \rightarrow 5/2^+3/2[631](29.19 \text{ кэВ})$. В первом порядке силы Кориолиса приводят к перенормировке внутреннего оператора $\mathcal{M}(E2, \nu = \pm 1) \rightarrow \mathcal{M}(E2, \nu = \pm 1) + \sqrt{15/8\pi} \varepsilon_{\pm 1} Q_0 \varepsilon_{\pm 1}$ [11]. Для внутреннего квадрупольного момента Q_0 возьмем значение $8.816 e^2 b$ [10]. Очевидно, что наблюдавшаяся в [10] большая интенсивность этого запрещенного по асимптотическим квантовым числам n_z и Λ -перехода в основном определяется именно дополнительной частью внутреннего оператора. Отсюда в результате несложного расчета сразу получаем значение $\langle K_f | \varepsilon_{+1} | K_i \rangle = 0.052$.

Основываясь на этих оценках, по формулам (3) и (4) легко показать, что $M_2 = -0.8 \cdot 10^{-2} \mu_N$. Модуль величины матричного элемента M_1 восстанавливается по формуле (2) из приведенной вероятности измеренного $M1$ -перехода $9/2^+5/2[633](97.13 \text{ кэВ}) \rightarrow 7/2^+3/2[631](71.82 \text{ кэВ})$, а его знак – из сравнения с расчетом по формуле $\langle f | M(M1) | i \rangle = \sqrt{3/4\pi}((g_K - g_R)\langle f | s_+ | i \rangle + (g_I - g_R)\langle f | l_+ | i \rangle)$ в рамках модели Нильссона. Результат – $M_1 = 0.33 \mu_N$.

Теперь можно рассчитать нужную нам приведенную вероятность для $M1$ -перехода с низколежащего уровня в основное состояние. Подставив в (2) вычисленные МЭ M_1 и M_2 , найдем $B(M1)$:

$$B(M1; 3/2^+3/2[631] \rightarrow 5/2^+5/2[633]) = 0.086 \mu_N^2 = 4.8 \cdot 10^{-2} \text{ W.u.} \quad (5)$$

Магнитный момент изомерного уровня $3/2^+(3.5 \text{ эВ})$ легко определяется из соотношения $\mu = g_R K + (g_K - g_R) K^2 / (I + 1)$. Оказалось, что $\mu_{is} \approx -0.076 \mu_N$, то есть имеет другой знак и существенно меньше по величине, чем магнитный момент основного состояния $\mu_{gr} = 0.45 \mu_N$.

Сравнение значений $B(M1)$ из (1) и (5) показывает, что небольшое смешивание полос вследствие кориолисова взаимодействия увеличивает вероятность изомерного $M1$ -перехода примерно в 1.2–1.3 раза.

Теперь оценим время жизни низколежащего состояния $T_{1/2}^{is}$. Сверху оно определяется шириной радиационного ядерного перехода. При наиболее вероятном, согласно графикам работы [3], значении энергии $\omega_N = 3.7 \text{ эВ}$ и значении приведенной вероятности $B_{\text{W.u.}}(M1)$ из (5) период $T_{1/2}^{is}$ составляет около 2.5 ч. При этом из-за существования электронного мостика (ЭМ) реальное время жизни изомерного уровня будет меньше. Так, в образце N2 из работы [3], в котором, согласно оценке авторов, вероятность ЭМ примерно в 4 раза превышала вероятность прямого ядерного излучения, время жизни состояния $3/2^+(3.5 \pm 0.5 \text{ эВ})$ было около 30 мин. В образце N1, где вероятности ЭМ и прямого ядерного излучения оказались сравнимы, время жизни, по-видимому, составляло $\approx 1 \text{ ч}$.

Минимальное возможное время жизни состояния $3/2^+(3.5 \pm 0.5 \text{ эВ})$ определить сложнее. Рассмотрим сначала случай невозбужденного атома или молекулы, когда конверсионный канал распада закрыт из-за того, что потенциал ионизации I_0 превышает величину ω_N . Вероятность распада через ЭМ максимальна при резонансном совпадении энергии ω_N с энергией одного из атомных (или молекулярных) $M1$ -переходов из основного состояния $|i\rangle$ атома Th (молекулы). Сложное выражение для вероятности ЭМ W_{eb} при этом факторизуется и принимает простой вид (см., например, формулу (28) в [14]):

$$W_{eb} \simeq \Gamma_n P_{INEET}, \quad (6)$$

где Γ_n – полная ширина промежуточного атомного или молекулярного состояния $|n\rangle$, в которое с относительной вероятностью P_{INEET} происходит возбуждение атома при безрадиационном распаде изомерного ядерного уровня. (Речь идет об обратном, или инверсном – отсюда буква I в аббревиатуре INEET – процессе NEET от Nuclear Excitation by Electron Transition [14].) Относительная вероятность рассчитывается по формуле [14]

$$P_{INEET} \simeq \frac{E_{int}^2(M1; \omega_N; is \rightarrow gr, i \rightarrow n)}{(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_i - \omega_N)^2 + (\Gamma_n + \Gamma_i + \Gamma_{is})^2 / 4}, \quad (7)$$

в которой E_{int} – энергия электрон-ядерного взаимодействия во втором порядке теории возмущений, а $\mathcal{E}_{i,n}$ – энергии связи на атомных оболочках.

По определению, величина P_{INEET} в (6) не может превышать 1, так как является относительной вероятностью возбуждения атома на один ядерный переход из возбужденного в основное состояние. Наибольшие радиационные ширины Γ_n для энергий 3–4 эВ в атоме Th составляют около 10^{-8} эВ [15]. В пределе $P_{INEET} \rightarrow 1$ из формулы (7) для $T_{1/2}^{is}$ получаем оценку снизу в 10^{-8} с. На самом же деле, резонансное совпадение, хотя и не исключено теоретически, является крайне маловероятным. Плотность атомных состояний в Th в диапазоне энергий возбуждения 3–4 эВ составляет около 10^2 уровней·эВ⁻¹ [15]. Поэтому расстройка в знаменателе (7) имеет порядок величины 10^{-2} эВ. Квадрат энергии взаимодействия, как показывает проведенный расчет, принимает максимальное значение около 10^{-10} эВ² для атомных $7S_{1/2} \rightarrow 8S_{1/2}, 9S_{1/2}$ M1-переходов. В результате следует ожидать, что минимальное время жизни изомера в атоме $\simeq 10^{-2}$ с. Что касается молекул, то плотность возбужденных состояний в них намного выше. Однако входящие в молекулярные орбитали амплитуды атомных волновых функций, через которые происходит ЭМ, малы. В среднем, это компенсирует возможное уменьшение расстройки в знаменателе (7). Однако в каждом конкретном случае возможны отклонения как в ту, так и в другую сторону.

Очень интересен случай, когда атом или молекула находятся в состоянии с энергией возбуждения, превышающей разность $I_0 - \omega_N$, и становится разрешенным конверсионный распад состояния $3/2^+(3.5 \pm 0.5$ эВ). Здесь спектр времен жизни изомерного уровня весьма широк и зависит от того, на каком возбужденном состоянии находятся атом или молекула. Соответствующие оценки были сделаны в работе [4]. Сейчас для нас важно, что распад по каналу внутренней электронной конверсии произойдет за доли секунды, то есть быстро по сравнению с характерным периодом полураспада через ЭМ, имевшим место в эксперименте [3]. Это позволяет предложить следующий эксперимент по определению времени жизни низколежащего уровня в ^{229}Th . Мишень из ^{233}U подвергается кратковременному облучению светом лазера с энергией фотонов $\omega_L > I_0 - \omega_N$ и достаточной интенсивностью. За время действия лазерного импульса в результате внутренней электронной конверсии с возбужденных атомных уровней происходит распад определенной части ядер $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 0.5$ эВ), всегда присутствующих в образце из ^{233}U в пропорции $\beta T_{1/2}^{is}/T_{1/2}^U$, где $\beta = 0.02-0.03$ – коэффициент заселения изомерного состояния при α -распаде ^{233}U , период которого $T_{1/2}^U = 1.592 \cdot 10^5$ лет. Сигналом конверсионного распада может служить импульс тока конверсионных электронов. После облучения число изомерных ядер и их оптическая активность будут восстанавливаться в соответствии с законом $1 - \exp(-\lambda_{is}t)$, где $\lambda_{is} = \ln 2/T_{1/2}^{is}$. Помимо оптических измерений, контролировать этот процесс при значительном уменьшении количества изомерных ядер можно и другим способом – повторяя через разные, постепенно увеличивающиеся, промежутки времени лазерные импульсы и измеряя ток конверсионных электронов. Такое усовершенствование методики эксперимента [3] позволит, помимо измерения $T_{1/2}^{is}$, с гораздо большей долей уверенности утверждать, что обнаруженное свечение связано с ядерным переходом.

Настоящая работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-16200а и 98-02-16070а), грантом Государственной

научно-технической программы “Физика квантовых и волновых процессов” и грантом поддержки Ведущих научных школ 96-15-96481.

1. C.W.Reich and R.G.Helmer, Phys. Rev. Lett. **64**, 271 (1990).
2. R.G.Helmer and C.W.Reich, Phys. Rev. **C49**, 1845 (1994).
3. G.M.Irwin and K.H.Kim, Phys. Rev. Lett. **79**, 990 (1997).
4. В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **99**, 697 (1991).
5. E.V.Tkalya, V.O.Varlamov, V.V.Lomonosov, and S.A.Nikulin, Phys. Scr. **53**, 296 (1996).
6. А.М.Дыхне, Н.В.Еремин, Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **64**, 319 (1996).
7. Y.A.Akovali, Nucl. Data Sheet. **58**, 555 (1989).
8. Y.A.Akovali, Nucl. Data Sheet. **59**, 263 (1990).
9. R.R.Chasman, I.Ahmad, A.M.Friedman, and J.R.Erskine, Rev. Mod. Phys. **49**, 833 (1977).
10. С.Е.Вемис, Jr., F.K.McGowan, J.L.C.Ford et al., Phys. Scr. **38**, 657 (1988).
11. О.Бор, Б.Моттelson, Структура атомного ядра, т.2, Деформация ядер, М.: Мир, 1977.
12. L.A.Kroger and C.W.Reich, Nucl. Phys. **A259**, 29 (1976).
13. Y.A.Akovali, Nucl. Data Sheet. **60**, 617 (1990).
14. Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **102**, 379 (1992).
15. Ч.Корлисс, У.Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, М.: Мир, 1968.