

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ ^{229}Th

© 2020 г. Л. Ф. Витушкин¹⁾, Ф. Ф. Карпешин¹⁾*, М. Б. Тржасковская²⁾

Поступила в редакцию 13.02.2020 г.; после доработки 03.03.2020 г.; принята к публикации 03.03.2020 г.

На примере ядра ^{229}Th , которое является наиболее вероятным кандидатом на роль будущего стандарта частоты, показано, что взаимодействие ядра с внешним полем лазера нельзя рассматривать в отрыве от свойств электронной оболочки. Производится анализ новых экспериментальных результатов. Извлекается информация о вкладе $E2$ -компоненты в электромагнитный распад изомера. Рассмотрено вероятное решение ториевой загадки. Оно, во-первых, указывает на первое наблюдение зависимости времени жизни ядерного изомера от внешних условий. Во-вторых, оно демонстрирует выравнивающую роль фрагментации одноэлектронных уровней, что делает резонансное усиление электрон-ядерного взаимодействия более вероятным.

DOI: 10.31857/S0044002720050207

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде лабораторий мира проводится исследование свойств изомерного уровня ^{229}Th . Интерес вызван тем, что в этом ядре обнаружен наиболее низкий изомерный уровень при энергии менее 10 эВ [1–6]. Сводка экспериментальных значений приведена в разд. 4. Для определенности будем использовать в расчетах “устоявшееся” значение 7.6 эВ [1], если не оговорено иначе. В пределах погрешности оно не противоречит остальным измерениям [2–6]. Изомер девозбуждается $M1$ -переходом в основное состояние с собственным временем жизни около 3 ч, что соответствует радиационной ширине уровня $\sim 10^{-20}$ эВ. Нуклид ^{229}Th является наиболее вероятным кандидатом на создание ядерно-оптических часов следующего поколения. Существует специальный европейский проект NUCLOCK (www.nuclock.eu), направленный на решение данной задачи. Тем не менее следует обратить внимание на то, что не просматривается системный подход к постановке экспериментов, который должным образом учитывает результаты последних теоретических исследований, что безусловно замедляет прогресс в данной области.

^{229}Th имеет самую низкую энергию возбуждения среди известных ядер. При такой энергии уровень “запутан” со многими атомными уровнями. Это значит, что простого радиационного перехода

мы практически никогда не увидим. Вместо этого будет совокупность процессов: внутренняя конверсия (ВК) в нейтральных атомах, электронные мостики в ионах. Два открытия ознаменовали исследования последних лет.

1) Открытие в Мюнхенском университете имени Людвиг и Максимилиана конверсионного распада из изомерного состояния [3], предсказанного еще в работе [7]. Период жизни изомера точно совпал с расчетным: 10 мкс. Анализ результатов этого эксперимента породил ториевую загадку, с тех пор активно обсуждаемую в литературе.

2) В Политехническом институте Брауншвейга были измерены магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра ^{229}Th в изомерном состоянии [8]. Ранее были известны значения в основном состоянии: магнитный момент $\mu = 0.360(7)\mu_N$ (μ_N — ядерный магнетон) и внутренний квадрупольный момент $Q_0 = 8.8(1)$ е бн. Моменты в изомерном состоянии оказались равными: $\mu_m = -0.37(6)\mu_N$ и $Q_0^m = 8.7(3)$ е бн. Разберем эти два экспериментальных результата подробнее.

2. ТОРИЕВАЯ ЗАГАДКА И ЕЕ РЕШЕНИЕ

В эксперименте [3] наряду с нейтральными атомами тория были получены ограничения на времена жизни изомера в одно- и двукратно-ионизованных атомах: $T^+ < 0.01$ с, $T^{++} > 2$ мин соответственно. Наиболее интересен случай однократных ионов. Расчет [9] дает для них значение времени жизни ~ 1 с при факторе резонансной конверсии $R \approx 5900$. Вопрос: чем можно объяснить расхождение на два порядка величины? В зарубежной литературе ситуацию уже назвали ториевой загадкой.

¹⁾ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

Этот факт имеет поучительное объяснение, основанное на физике конверсионных процессов. Несмотря на кажущуюся простоту, в ходе их изучения возникает ряд тонкостей, недооценка которых раз за разом становится причиной неудач. Чтобы лучше в них разобраться, кратко остановимся на конкретных примерах.

2.1. Роль внутренней конверсии во взаимодействии атомов ^{229}Th с электромагнитным полем

Потенциал ионизации нейтрального атома тория равен 6.1 эВ. Поэтому основным каналом распада изомера является ВК. Показательно, что в 1997 г. Ирвин и Ким сообщили [10], что якобы наблюдали фотоны от распада изомера. Тогда считалось, что его энергия равна 3.5 эВ. Авторам настоящей работы пришлось написать опровержение [11], в котором напоминалось, что и в отсутствие ВК распад происходит путем подпороговой, или резонансной конверсии через электронные мостики [12, 13]. Расчеты [11–13], выполненные по методу Дирака–Фока, показали, что в случае принятой тогда энергии изомера 3.5 эВ распад через электронные мостики в 1600 раз более вероятен. Это не оставляло никаких шансов на наблюдение прямого радиационного распада ядра. Впоследствии был сделан вывод, что эффект вызван присутствием фона от сторонних альфа-частиц [14, 15].

Ториевая же загадка возникла еще до выхода работы [9] при попытках извлечь оценку времени жизни T^+ из работы [16]. При этом расхождение оказывается даже на два порядка больше, чем указано выше. В [16] авторы вычисляли вероятность возбуждения изомера лазером методом двухфотонного поглощения через электронную оболочку в однократных ионах тория. Валентная конфигурация электронов в основном состоянии предполагалась $7s(6d)^2$. Один из валентных электронов совершает цикл переходов по цепочке $6d-7p-X-6d$. Т.е. первый резонансный фотон переводит валентный $6d$ -электрон в $7p$ -уровень с энергией 3.084 эВ. Затем этот же электрон поглощает второй фотон, после чего передает ядру уже суммарную энергию двух фотонов, а сам возвращается в основное состояние $6d$. Недостатки этой схемы рассмотрены в работах [17, 18], и здесь мы на них не останавливаемся. Заметим лишь, что, во-первых, уровень X не конкретизирован. В случае резонанса ему можно приписать квантовые числа $8s$ - или $7d$ -уровня. В любом случае нетрудно видеть, что данная схема исключает самый эффективный для накачки ядра резонансный переход электрона $8s-7s$ [19]. Это занижает эффективность всей схемы до трех порядков: вспомним указанную выше работу [10],

в которой полагалось, что фактор электронного мостика единица, тогда как он был 1500.

Во-вторых, предполагалось, что атом уже находится в состоянии $7p$, и вычислялась только часть амплитуды перехода, начиная со второго фотона: $7p-X-6d$, в результате которого атом оставался в основном состоянии с изомерным ядром. Казалось бы, вычисленную амплитуду можно использовать для расчета времени жизни изомера в однократных ионах — ввиду T -инвариантности квантовой электродинамики. Это ошибочное суждение и породило ториевую загадку. Ошибка состоит в том, что электронный мостик инициируется конверсионным подбросом электрона $6d$ в возбужденное X -состояние ($8s$ или $7d$), в то время как гораздо более сильный механизм конверсионного $7s-8s$ -перехода опять остается за рамками. Это приводит к тому, что при энергии изомера 7.8 эВ согласие с экспериментом в 20–100 раз хуже нашего, приведенного выше. Таким образом, последовательный расчет [9] значительно снижает остроту ториевой загадки, но не решает ее окончательно. Остается еще зазор с экспериментом в два порядка величины.

2.2. Зависимость времени жизни ядра от внешних условий как аргумент в решении ториевой загадки

Следующий момент, на который хотелось бы обратить внимание, состоит в том, что ядра, распадающиеся посредством резонансной конверсии, оказываются очень уязвимы от воздействия внешних условий. В самом деле: в случае традиционной ВК, получив от ядра энергию, конверсионный электрон покидает пределы атома. В случае резонансной конверсии конверсионный электрон остается в атоме на возбужденном уровне. Дальнейшая его судьба зависит от воздействия среды. Разберем этот вопрос подробнее.

Дело в том, что 0.01 с — это время, которое только что возникшие в результате альфа-распада ^{233}U ионы $^{229m}\text{Th}^+$ проводят в воронке в атмосфере буферного газа при давлении 40 мбар. Можно оценить, что при этом давлении линии претерпевают столкновительное уширение приблизительно в 10 раз.

Таким образом, с начальных четырех порядков накал парадокса ториевой загадки уменьшается до одного порядка величины. В свою очередь, данное остаточное расхождение можно рассматривать как результат случайного резонанса одного из сотен электронных переходов с изомерным [20]. При этом усиление на порядок величины вовсе не является маловероятным событием. В работе [20] подчеркнута важная физическая особенность: фрагментация одночастичных электронных уровней в целом

снижает вероятный разброс вычисленных значений, делая резонансный фактор конверсии более плавной функцией энергии перехода, а случайное усиление на порядок величины — более вероятным. Физическая причина та же самая, что и усиления эффекта несохранения пространственной четности в компаунд-ядре за счет фрагментации одночастичных нуклонных волновых функций [21]. Так и в работе [9]: фрагментация рассчитана путем смешивания электронных конфигураций. Полученное значение вероятности усиления в 10 раз в предположении того, что энергия изомера принимает случайное значение на интервале 7.6 ± 0.5 эВ, отнюдь не мало и составляет 40%. Будущие исследования должны пролить свет на этот интереснейший вопрос.

3. АНАЛИЗ МАГНИТНОГО И КВАДРУПОЛЬНОГО МОМЕНТОВ ^{229m}Th

Использование измеренных значений магнитного и квадрупольного моментов ^{229}Th в изомерном состоянии [8] позволяет значительно расширить и углубить наши знания о свойствах нуклида. Прежде всего, знание внутреннего квадрупольного момента Q_0 позволяет рассчитать парциальные ширины радиационных переходов между состояниями, принадлежащими к одной радиационной полосе, построенной на изомерном уровне $I^\pi K = 3/2^+ 3/2$. Прежде всего, это ближайший к изомерному 29.19 кэВ переход $5/2^+ 3/2$ в $3/2^+ 3/2$. Вычитая полученное значение из полной ширины уровня, измеренной в недавней работе [5], можно уточнить радиационную ширину межполосного перехода в основное состояние и распространить полученное значение для извлечения времени жизни изомерного уровня³⁾.

3.1. Вероятность квадрупольных $E2$ -переходов

Приведенная вероятность радиационного внутриволосного $E2$ -перехода определяется по формуле [22]

$$B(E2; I_1 K \rightarrow I_2 K) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 C^2(I_1 K 2 0 | I_2 K). \quad (1)$$

В (1) $C(I_1 K 2 0 | I_2 K)$ — коэффициенты Клебша–Гордана, I_1, I_2 — спины ядра в начальном и конечном состояниях, K — проекция внутреннего углового момента на ось симметрии ядра. В свою очередь, парциальная вероятность радиационного перехода мультипольности τL в единицу времени

$\Gamma(\tau L)$ связана с приведенной вероятностью $B(\tau L)$ посредством формулы

$$\Gamma(\tau L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \omega_n^{2L+1} B(\tau L). \quad (2)$$

По формулам (1) и (2) можно рассчитать вероятность внутриволосного перехода:

$$B(E2) = 1.28 (e \text{ бн})^2$$

и соответственно

$$\Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2) = 4.4 \times 10^{-10} \text{ эВ}.$$

Здесь и ниже верхними индексами in и sg помечены внутри- и межполосные переходы, нижние индексы γ, c и t показывают, что речь идет о радиационной, конверсионной или полной ширине соответственно.

Для расчета полных ширин нам понадобятся значения коэффициентов внутренней конверсии (КВК) для этого перехода. Они были рассчитаны по программе RAINE [23], составив $\alpha(M1) = 139.8$, $\alpha(E2) = 4270$ для $M1$ - и $E2$ -мультиполей соответственно. А полная ширина внутриволосного $E2$ -перехода

$$\Gamma_t^{\text{in}}(E2) = (1 + \alpha(E2)) \Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2) = 1.90 \times 10^{-6} \text{ эВ}.$$

3.2. Вероятность переходов магнитного типа

Магнитный момент μ коллективного вращательного состояния с квантовыми числами IK определяется формулой [22]:

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} \quad (3)$$

с параметрами g_R — гиромагнитного отношения для коллективного вращения ядра как целого, и $(g_K - g_R)K$, характеризующим внутреннее движение нуклонов в системе координат, связанной с ядром. Вероятность же радиационных внутриволосных $M1$ -переходов целиком определяется внутренним движением нуклонов:

$$B(M1; I_1 K \rightarrow I_2 = I_1 \pm 1, K) = \frac{3}{4\pi} \mu_N^2 (g_K - g_R)^2 K^2 C^2(I_1 K 1 0 | I_2 K). \quad (4)$$

Если бы в (3) можно было пренебречь первым слагаемым, знания магнитного момента было бы достаточно для расчета вероятности внутриволосных переходов. Однако обычно оба вклада близки. Ниже мы в этом убедимся. Поэтому знания магнитного момента недостаточно для определения вероятности внутриволосных переходов, в отличие от квадрупольных переходов. В этом случае параметр $(g_K - g_R)^2 K^2$ можно определить по известным вероятностям внутриволосных радиационных

³⁾Мы используем систему единиц $\hbar = 1, c = 1$.

переходов между более высокорасположенными состояниями ядра, которые заселялись, например, в α -распаде ^{233}U [24], либо β -распаде ^{229}Ac [25]. Работа [24] выполнена в предположении, что кориолисово взаимодействие не играет существенной роли. Была использована обобщенная модель ядра с сильной связью, с одинаковым квадрупольным моментом для обеих вращательных полос. В частности, таким путем было получено значение $B(M1) = 0.048\mu_N^2$ для 29.19 кэВ $M1$ -перехода в изомерное состояние [24]. Если бы мы пренебрегли коллективным слагаемым в (3), получили бы для $B(M1)$ значение вдвое меньше. По формуле (2) получим значение парциальной радиационной ширины 29.19 кэВ перехода в изомерное состояние $\Gamma(M1) = 1.38 \times 10^{-8}$ эВ. Аналогичным образом в работе [24] вычислены и приведенные вероятности межполосных переходов, включая изомерный переход $5/2^+3/2$ в $5/2^+5/2$, энергия которого считалась равной 3.5 эВ. Однако на этом пути возникают трудности, связанные с необходимостью разделения вклада переходов мультипольности $M1$ от $E2$. Проблема усложняется ввиду влияния кориолисова взаимодействия, взаимодействия фононов, неадиабатических эффектов и других факторов. Эти факторы были приняты во внимание при анализе мультипольного состава радиационных переходов в более поздней работе [25]. Сравнение результатов [24, 25] показывает в ряде переходов значительные различия, что указывает на важность учета указанных эффектов.

3.3. Радиационные ширины межполосных переходов в основное состояние

Для наших целей изучения свойств изомерного перехода ввиду его применения для конструирования ядерно-оптических часов наиболее существен ближайший межполосной переход 29.19 кэВ $5/2^+3/2 \rightarrow 5/2^+5/2$. Впервые прямую информацию о радиационной ширине этого перехода предоставил недавний эксперимент [5]. В нем было измерено сечение фотовозбуждения уровня 29.19 кэВ $5/2^+3/2$. Новация этого метода очевидна: он основан на прямом измерении парциальной радиационной ширины перехода из основного состояния $5/2^+5/2$ в возбужденное, принадлежащее изомерной ротационной полосе. Более того, электронная оболочка не оказывает влияния на вероятность фотовозбуждения. Поэтому отсутствует выигрыш в пользу $E2$ -компоненты, как в случае радиационного девозбуждения в нейтральном атоме благодаря большим значениям КВК для этого перехода. Следовательно, можно сделать вывод о пренебрежимой роли примеси $E2$ -мультипольности в сечении фотовозбуждения. Таким образом, измеренная в

работе ширина $\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) = 1.70 \pm 0.40$ нэВ представляет собой чистую радиационную ширину $M1$ -перехода $5/2^+3/2 \rightarrow 5/2^+5/2$. С учетом ВК, следовательно, можно заключить, что полная ширина данного перехода мультипольности $M1$:

$$\begin{aligned} \Gamma_t^{\text{cr}}(M1) &= \Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) + \Gamma_c^{\text{cr}}(M1) = \\ &= (1 + \alpha(M1))\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) = 0.238 \times 10^{-6} \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Более того, в работе [5] был измерен период полураспада уровня 29.19 кэВ: $T_{1/2} = 82.2 \pm 4$ пс, отвечающий полной ширине $\Gamma_t = (5.55 \pm 0.04) \times 10^{-6}$ эВ. Фактически этих данных достаточно для прямой оценки характеристик внутри- и межполосного 29.19 кэВ переходов из этого уровня, а также изомерного перехода в рамках обобщенной модели ядра. Посмотрим, какие ограничения это налагает на приведенную вероятность внутриволосного $M1$ -перехода. Полная ширина состоит из четырех компонент:

$$\begin{aligned} \Gamma_t &= \Gamma_t^{\text{in}}(M1) + \Gamma_t^{\text{in}}(E2) + \\ &+ \Gamma_t^{\text{cr}}(M1) + \Gamma_t^{\text{cr}}(E2). \end{aligned} \quad (5)$$

В первом приближении в (5) можно пренебречь шириной межполосного $E2$ -перехода $\Gamma_t^{\text{cr}}(E2)$ по сравнению с $\Gamma_t^{\text{in}}(E2)$. Тогда из (5) сразу получим значение $\Gamma_t^{\text{in}}(M1) = 4.37 \times 10^{-6}$ эВ и с учетом КВК собственную ядерную радиационную ширину $\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1) = 3.12 \times 10^{-8}$ эВ. Таким образом, полная ширина уровня 29.19 кэВ почти целиком исчерпывается внутриволосным $M1$ -переходом. Это наводит на мысль, что полная ширина в работе [5] завышена на величину 1.2 мкэВ. В нашем подходе это настолько же уменьшит полную ширину внутриволосного $M1$ -перехода, не затрагивая трех других парциальных ширин. Величину примеси $E2$ -переходов обычно характеризуют параметром $\delta^2 = \Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2)/\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1)$, приведенным ниже.

Можно оценить и поправку на учет межполосного $E2$ -перехода. Наибольшее экспериментальное значение для этой компоненты следует из работы [20]: $B(E2) = 0.41$ (е бн)², откуда $\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(E2) = 7.05 \times 10^{-11}$ эВ, и $\Gamma_t^{\text{cr}}(E2) = 0.301 \times 10^{-6}$ эВ. В итоге полная ширина внутриволосного $M1$ -перехода в (5) только слегка уменьшится и станет 4.07×10^{-6} эВ. С учетом КВК найдем радиационную ширину $\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1) = 2.91 \times 10^{-8}$ эВ.

Для наглядности приведем полученные выше значения в виде схемы на рис. 1. Значения примеси $E2$ -компоненты составляют 0.0076 и 0.041 для внутриволосного и межполосного переходов соответственно. Таким образом, с учетом конверсионного канала параметры примеси $E2$ -компоненты становятся $(\delta_c^{\text{in}})^2 = 0.23$, $(\delta_c^{\text{cr}})^2 = 1.26$.

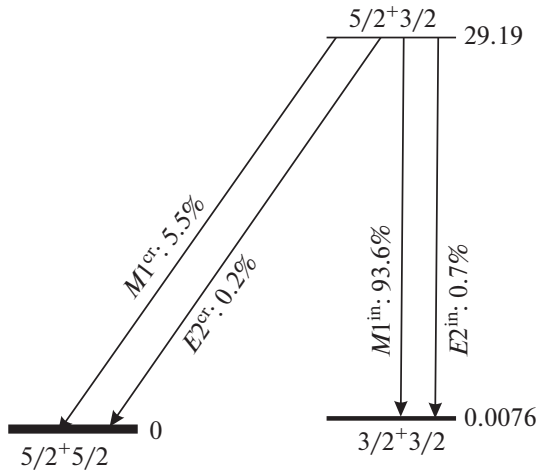


Рис. 1. Схема $M1$ - и $E2$ -переходов между основным и изомерным уровнем, с одной стороны, и 29.19 кэВ ротационным уровнем $5/2^+3/2$, построенным на изомерном состоянии как основании полосы. Приведены относительные интенсивности радиационных переходов, нормированные на 100%.

4. СТАТУС СОВРЕМЕННОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ОБ ИЗОМЕРНОМ СОСТОЯНИИ ^{229m}Th

Теперь можно сделать решающий шаг: используя приведенные ширины для межполосного 29.19 кэВ перехода, вычислить приведенные вероятности $B(E2)$ и $B(M1)$ по формулам (1), (4) для 8.2 эВ перехода ядра из изомерного состояния в основное, а также соответствующие времена жизни и парциальные ширины изомерного состояния (2). Более того, мы можем использовать полученные значения для завершения мультипольного анализа изомерного перехода, а точнее, оценить возможную примесь $E2$ -мультипольности. Это межполосный переход. Поэтому основная компонента — радиационный $M1$ -переход — получается непосредственным пересчетом из радиационной ширины межполосного 29.19 кэВ перехода с учетом различия в энергии перехода (пропорциональность энергии ω^3) с последующим умножением результата на отношение квадратов коэффициентов Клебша—Гордана

$$C^2(3/2\ 3/2\ 11|5/2\ 5/2)/C^2(5/2\ 3/2\ 11|5/2\ 5/2) = 3.5.$$

В результате получим

$$\Gamma_\gamma^{\text{is}}(M1) = 1.32 \times 10^{-19} \text{ эВ}.$$

Соответствующий период полураспада равен 1 ч. Аналогично можно оценить и примесь $E2$ -мультипольности путем пересчета радиационной ширины $\Gamma_\gamma^{\text{is}}(E2)$. Получим $\Gamma_\gamma^{\text{is}}(E2) = 1.23 \times 10^{-28} \text{ эВ}$.

Отсюда следует оценка для δ^2 изомерного перехода: $\delta^2 = 0.93 \times 10^{-9}$. Вычисленные полные КВК

для этого перехода $\alpha(M1) = 1.11 \times 10^9$, $\alpha(E2) = 8.46 \times 10^{15}$. С учетом КВК найдем мультипольные ширины конверсионных переходов $\Gamma_c^{\text{is}}(M1) = 1.47 \times 10^{-10} \text{ эВ}$, $\Gamma_c^{\text{is}}(E2) = 1.04 \times 10^{-12} \text{ эВ}$. Для сравнения отметим, что если использовать приведенную вероятность $B(M1) = 0.043\mu_N^2$ из работы [19], то для собственной радиационной ширины получилось бы значение $\Gamma_\gamma^{\text{is}}(M1) = 2.74 \times 10^{-19} \text{ эВ}$ и 1933 с для периода полураспада. Далее, для отношения конверсионных ширин получим значение $\Gamma_c^{\text{is}}(E2)/\Gamma_c^{\text{is}}(M1) = 0.0071$, т.е. на уровне 1%.

Если использовать значение $\omega_n = 7.1 \text{ эВ}$, близкое к полученному в [6], то радиационные ширины слабо уменьшатся (на 35% для $E1$ -переходов и в два раза — для $E2$ -переходов). Соответственно, уменьшится на 25% параметр δ^2 . Примечательно, что параметр $(\delta_c)^2$ остается неизменным [9]. Наше отношение конверсионных ширин изомерного перехода приблизительно вдвое больше полученного в [26]. Подчеркнем в этой связи, что наша оценка основана на максимальном известном значении примеси $E2$ -компоненты и новых экспериментальных данных несколько не отраженных в [26]. Качественное согласие можно констатировать и с теоретическим расчетом [27], основанном на преобразовании Боголюбова.

В заключение этого раздела, резюмируем известные в литературе на сей день свойства изомера. Энергия уровня ω_n : $7.6 \pm 0.5 \text{ эВ}$ [1]; $7.8 \pm 0.5 \text{ эВ}$ [2]; $8.28 \pm 0.17 \text{ эВ}$ [4]; $2.5 < \omega_n < 8.9 \text{ эВ}$ [5]; $7.1 (+0.1) (-0.2) \text{ эВ}$ [6]; $8.09_{-0.27}^{+0.18} \text{ эВ}$ [28].

Период полураспада в нейтральном атоме 7 мкс. Фактор запрета по Вайскопфу $H = 80$ [3, 7]. Эта величина находится в разумном согласии с полученной оценкой в настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных [5, 8].

Согласно [6], период полураспада в голем ядре $1880 \pm 170 \text{ с}$. Практически эта величина совпадает с цитированной выше согласно [24].

Магнитный момент в изомерном состоянии: $\mu_m = -0.37(6)\mu_N$ [8].

Внутренний квадрупольный момент в изомерном состоянии: $Q_0^m = 8.7(3) \text{ е бн}$ [8].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы проанализировали некоторые следствия, вытекающие из недавних экспериментов по ^{229}Th , который остается наиболее вероятным кандидатом на создание ядерно-оптического стандарта частоты и эталона времени. Это прежде всего ответ на вопрос о доли примеси $E2$ -компоненты в девозбуждении изомера. Традиционно этот переход считался типа $M1$, но вопрос о примеси $E2$ -компоненты обоснованно поднимался в ряде работ

(например, [26, 27] и ссылки там). Измеренный экспериментально квадрупольный момент ядра в изомерном состоянии хорошо дополняет косвенную информацию о мультипольном составе электромагнитных переходов между более высокими состояниями основной и изомерной ротационных полос. Выше получена оценка, которую можно считать верхней границей параметра $\delta^2 \leq 0.93 \times 10^{-9}$ для собственного радиационного перехода из изомерного уровня в основное состояние. С учетом ВК доля $E2$ -примеси в девозбуждении нейтрального изомерного атома возрастает до 0.007, т.е. становится порядка 1%. Эта оценка получена на основе последних экспериментальных данных, не отраженных в [26]. Она однако находится в согласии с развитием теоретических моделей в работах [26, 27]. Принципиальное значение для восстановления независимой информации о парциальных ширинах имеет измерение полной ширины уровня 29.19 кэВ, однако в работе [5] она по видимому завышена приблизительно на 1.2 мкэВ.

Важнейшим параметром является энергия изомера. Последние результаты разных экспериментальных групп расходятся за пределами ошибок, указанные значения которых находятся в пределах 0.1 эВ. Конструирование часов на данном этапе требует измерения энергии с точностью не хуже 0.001 эВ. Извлечь энергию с такой точностью можно путем оптической накачки с поглощением одного, двух или трех лазерных фотонов. Это выдвигает на первый план разработку эффективной схемы, в связи с чем сейчас как никогда уместно заметить, что нет ничего практичнее хорошей теории.

В ряде экспериментов используется схема, основанная на двухфотонной оптической накачке изомера по схеме ЯВАП — ядерное возбуждение в атомном переходе (в английской аббревиатуре — NEET: Nuclear Excitation by Electronic Transition). Суть в том, что энергия электронного перехода, возбужденного лазером, передается ядру — безызлучательно. Но этот механизм может быть успешным только при резонансе, чего в действительности не бывает. Реально можно передать часть электронной энергии, а избыток должен быть излучен. Это и приводит к необходимости включения в механизм дополнительной радиационной вершины. Тем самым, ожидаемая вероятность эффекта уменьшается на 4–6 порядков величины. Такая ситуация должна быть осознана, а приоритет отдан давно известной более эффективной схеме возбуждения по механизму обратной резонансной внутренней конверсии [18]. По этому механизму центральную роль играет резонансный $7s-8s$ -электронный переход. Оболочке передается ровно столько энергии, сколько необходимо для возбуждения ядерного изомерного уровня, в связи с чем отпадает необходимость дополнительной

радиационной вершины. Напомним, что при этом вовсе не нужно знать точную энергию изомера, как многие думают, а следовательно, отпадает и необходимость сканирования частоты лазера. Заселение входного атомного состояния, энергия которого передается ядру и идет на возбуждение изомера, происходит с автоматическим соблюдением условия резонанса ([12, 13] и [19], рис. 5). Этот вариант допускает обобщение на двухфотонное возбуждение в случае двух- и трехкратных ионов.

Можно указать и другие примеры недооценки теории, в частности, предсказанного уширения в сотни раз линии изомера при переходе между состояниями сверхтонкой структуры в водородоподобном ионе, с электронным моментом $j = s = 1/2$ [29]. Между тем, именно такая электронная конфигурация: $^1S_{1/2}$ — рассматривается как наиболее подходящая для лазерного возбуждения ядра в основополагающей работе [30]. Оценки, аналогичные [29], показывают, что следует опасаться уширения изомерной линии в трехкратных ионах приблизительно в 100 раз. Менее подвержена уширению ядерная линия в механизме выстроенных состояний в трехкратных ионах тория [31]. В этом случае валентной является $5f$ -оболочка, на которой КВК $M1$ -перехода на три порядка меньше, чем для $7s$ -оболочки. Это одна из причин, по которой конструирование ядерно-оптического стандарта частоты на трехкратных ионах представляется более перспективным. Не следует упускать из виду и продемонстрированную выше зависимость ядерного времени жизни от внешних условий. Подчеркнем, что и резонансная конверсия была открыта в работе [32] в университете Бордо благодаря сотрудничеству с авторами данного доклада в 45-кратных ионах ^{125m}Te .

В целом можно заключить, что развитие ядерно-лазерных технологий должно привести к определению энергии изомера. Только путем последовательного применения теории ВК возможно решить эту задачу. Последовательный теоретический анализ позволяет оптимизировать электронно-ядерную конфигурацию ^{229}Th , наиболее подходящую для решения.

Авторы хотели бы выразить признательность Э. Пайку, Л. фон дер Вензе, В.И. Исакову, В.А. Кольцову и А.В. Попову за многочисленные плодотворные обсуждения рассмотренных вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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, Phys. Rev. Lett. **98**, 142501 (2007).
2. B. R. Beck, C. Wu, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, J. A. Becker, K. J. Moody, J. B. Wilhelmy, F. S. Porter, C. A. Kilbourne, and R. L. Kelle, Report LLNL-PROC-415170 (Berkeley, 2009).

3. L. Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui, J. B. Neumayr, H.-J. Maier, H.-F. Wirth, C. Mokry, J. Runke, K. Eberhardt, C. E. Düllmann, N. G. Trautmann, and P. G. Thirolf, *Nature* **533**, 47 (2016); B. Seiferle, L. von der Wense, and P. G. Thirolf, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 042501 (2017).
4. B. Seiferle, L. von der Wense, P. V. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. E. Düllmann, A. Pálffy, and P. G. Thirolf, *Nature* **573**, 243 (2019); doi:10.1038/s41586-019-1533-4
5. T. Masuda, A. Yoshimi, A. Fujieda, H. Fujimoto, H. Haba, H. Hara, T. Hiraki, H. Kaino, Y. Kasamatsu, S. Kitao, K. Konashi, Y. Miyamoto, K. Okai, S. Okubo, N. Sasao, M. Seto, *et al.*, *Nature* **573**, 238 (2019); doi:10.1038/s41586-019-1542-3
6. P. V. Borisjuk *et al.*, *Laser Phys. Lett.* **15**, 056101 (2018); arXiv: 1804.00299 [nucl-th].
7. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **76**, 054313 (2007).
8. J. Thielking, M. V. Okhapkin, P. Głowacki, D. M. Meier, L. von der Wense, B. Seiferle, C. E. Düllmann, P. G. Thirolf, and E. Peik, *Nature* **556**, 321 (2018).
9. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **969**, 173 (2018).
10. G. M. Irwin and K. H. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 990 (1997).
11. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and A. Pastor, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1072 (1999); *Изв. РАН. Сер. физ.* **63**, 38 (1999).
12. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, 20–25 June, 1994, Antibes, France*, p. 181.
13. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and M. A. Listengarten, *Phys. Lett. B* **372**, 1 (1996).
14. R. W. Shaw, J. P. Young, S. P. Cooper, and O. F. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1109 (1999).
15. S. B. Utter, P. Beiersdorfer, A. Barnes, R. W. Lougheed, J. R. Crespo López-Urrutia, J. A. Becker, and M. S. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 505 (1999).
16. S. G. Porsev, V. V. Flambaum, E. Peik, and Chr. Tamm, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 182501 (2010).
17. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *ЯФ* **78**, 765 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 715 (2015)].
18. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **95**, 034310 (2017).
19. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **654**, 579 (1999).
20. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *ЯФ* **69**, 596 (2006) [*Phys. At. Nucl.* **69**, 571 (2006)].
21. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, *УФН* **136**, 3 (1982) [*Sov. Phys. Usp.* **25**, 1 (1982)].
22. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2.
23. I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, Jr., P. O. Tikkanen, and S. Raman, *At. Data Nucl. Data Tables* **81**, 1 (2002); I. M. Band and M. B. Trzhaskovskaya, *At. Data Nucl. Data Tables* **55**, 43 (1993); **35**, 1 (1986).
24. V. Barci, G. Ardisson, G. Barci-Funel, B. Weiss, O. El Samad, and R. K. Sheline, *Phys. Rev. C* **68**, 034329 (2003).
25. E. Ruchowska, W. A. Płociennik, J. Żylicz, H. Mach, J. Kvasil, A. Algora, N. Amzal, T. Bäck, M. G. Borge, R. Boutami, P. A. Butler, J. Cederkäll, B. Cederwall, B. Fogelberg, L. M. Fraile, H. O. U. Fynbo, *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 044326 (2006).
26. P. V. Bilous, N. Minkov, and A. Pálffy, arXiv: 1802.08482.
27. В. И. Исаков, *ЯФ* **80**, 605 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 1080 (2017)].
28. Jeschua Geist, PhD Thesis, Ruprecht-Karls-Universität (Heidelberg, 2020).
29. F. F. Karpeshin, S. Wycech, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, M. Pfützner, and J. Żylicz, *Phys. Rev. C* **57**, 3085 (1998).
30. E. Peik and Chr. Tamm, *Europhys. Lett.* **61**, 181 (2003).
31. C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 120802 (2012).
32. F. F. Karpeshin, M. R. Harston, F. Attallah, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **53**, 1640 (1996).

PRINCIPAL QUESTIONS OF THE CURRENT PROJECT OF CREATION OF THE NUCLEAR OPTICAL FREQUENCY STANDARD BASED ON ^{229}Th

L. F. Vitushkin¹⁾, F. F. Karpeshin¹⁾, M. B. Trzhaskovskaya²⁾

¹⁾The D. I. Mendeleev All-Russian Institute for Metrology, St. Petersburg, Russia

²⁾NRC "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

By an example of ^{229}Th nuclide, which is considered to be the most likely candidate for the role of the Nuclear Optical Frequency Standard of the Future, it is shown that the interaction of the nucleus with the external field of a laser cannot be considered apart from the properties of the electron shell. An analysis is performed of the new experimental results. Information is retrieved about the admixture of the $E2$ component in the electromagnetic decay of the isomer in neutral atoms. A probable solution to the thorium puzzle is considered. First, it indicates a probable observation of the nuclear isomer lifetime dependence on the ambient conditions for the first time. Secondly, it demonstrates the smoothing role of fragmentation of single-electronic levels, which results in a higher probability of the resonance amplification of the electronic–nuclear interaction.