

Ядерные часы на основе тория-229. Ч. 2. Перспективы стандарта частоты

L. VON DER WENSE, B. SEIFERLE, P. G. THIROLF

Университет Людвиг-Максимилиана, Мюнхен, Германия,
e-mail: L.Wense@physik.uni-muenchen.de

Представлен проект ядерных часов на основе изомера тория-229m (^{229m}Th). Предложены и описаны потенциально перспективные методы исследований и проведения экспериментов по поиску радиационного распада и обнаружения ^{229m}Th , а также не прямые эксперименты по определению энергии изомера. Рассмотрены перспективы стандарта частоты на основе ^{229m}Th . Предложены другие элементы, на основе которых могут быть созданы ядерные часы.

Ключевые слова: ядерные часы, торий-229.

The article presents the project of Th-229m nuclear clock. The experiments searching for a radiative decay and the detection of the isomer of thorium-229m, as well as indirect experiments to determine the energy of the isomer are described. Potentially promising research methods and experiments for detection of the isomer of thorium-229m are offered. The prospects for frequency standard based on thorium-229m are presented. Other elements for nuclear clock are proposed.

Key words: nuclear clock, ^{229}Th .

Ранние исследования ^{229m}Th . В 1970-е гг. проводились детальные измерения спектра γ -излучения, сопровождающего альфа-распад ^{233}U до ^{229}Th (^{233}U – радиоактивный изотоп с периодом полураспада 159 000 лет). Измеренные спектры выявили некоторые особенности, которые можно объяснить только в предположении существования возбуждённого ядерного состояния ^{229}Th , близкого к основному состоянию. Однако распад этого возбуждённого состояния до основного состояния не наблюдался, что объяснялось низкой энергией возбуждения. В 1976 г. предполагалось, что энергия возбуждения составляла менее 100 эВ, исключительно на основании отсутствия наблюдаемого распада основного состояния [1]. В 1994 г. было получено значение энергии возбуждения $(3,5 \pm 1,0)$ эВ, и в течение долгого времени это значение считалось наиболее приемлемым [2]. В 2007 г. опубликованы результаты косвенного измерения энергии ^{229}Th и значение энергии возбуждения скорректировано до $(7,6 \pm 0,5)$ эВ [3]. В [2, 3] авторы использовали новый микрокалориметрический рентгеновский спектрометр с разрешением ~ 30 эВ для гамма-спектроскопии распада ^{233}U . В 2009 г. эта же группа учёных уточнила изомерное значение энергии возбуждения до $(7,8 \pm 0,5)$ эВ [4]. Коррекция значения от 3,5 до 7,8 эВ объясняет, почему в ранних экспериментах не наблюдался сигнал прямого изомерного распада. Во-первых, энергия 7,8 эВ соответствует длине волны около 159 нм, испускаемой при распаде до основного состояния, находящейся глубоко в области вакуумного ультрафиолета и требующей для измерения использования специальных оптических систем. Новое значение энергии возбуждения выше первого потенциала ионизации тория, составляющего 6,3 эВ, что делает внутреннюю конверсию (ВК) доминирующим каналом распада изомерного состояния в нейтральных атомах тория. Расчёт, выполненный Ф. Ф. Карпешиним и М. Б. Тржасковской в 2007 г.,

показал, что для изомерного состояния нейтрального тория коэффициент ВК $\alpha_{\text{ВК}} \approx 10^9$, что приводит к сокращению продолжительности жизни примерно до 10 мкс [5]. Все эксперименты, кроме одного, в то время проводили с целью определения радиационного распада изомерного состояния в нейтральных атомах тория. Эти эксперименты можно считать надёжными, учитывая скорректированное значение энергии [6]. Единственный эксперимент, направленный на обнаружение канала ВК, был осуществлён в 1995 г. О. В. Ворухаловым и В. В. Кольцовым, однако данный эксперимент не был чувствителен к короткой продолжительности жизни [7]. Учитывая это, неудивительно, что поиск возможности прямого наблюдения за ядерным переходом не увенчался успехом, и поэтому была начата новая серия экспериментов, направленных на прямое обнаружение ^{229}Th .

Проект ядерных часов на основе ^{229}Th . Наблюдение ядерного возбуждённого состояния, всего на несколько электронвольт превышающего основное состояние, сразу привлекло внимание научного сообщества. В 1991 г. появилась теория, затрагивающая различные каналы распада и продолжительности жизни в зависимости от энергии перехода [8]. Представленный в [9] список потенциальных применений содержит возможное применение для «разработки высокостабильного ядерного источника света для метрологических целей». И хотя это предложение не подразумевает создания ядерных часов на основе ^{229}Th , оно содержит намёк на ожидаемую высокую стабильность. Несколько лет спустя также обсуждался распад ^{229}Th в твёрдых материалах [10]. В 2003 г. Э. Пейком и К. Таммом были предложены ядерные часы на основе ^{229}Th вскоре после разработки технологии частотной гребёнки, которая впервые позволила применять прецизионную лазерную спектроскопию в оптической области [11]. В настоящей статье описывается как концепция ядерных часов,

основанных на ионах тория, так и ядерных часов в твёрдом состоянии.

Помимо того, что $^{229\text{m}}\text{Th}$ является возбуждённым состоянием необычайно малой энергии, он обладает продолжительностью жизни, соответствующей каналу радиационного распада примерно 10^4 с [12, 13]. Это обуславливает большую добротность соответствующего резонатора $\omega/\Delta\omega \approx 10^{20}$ (ω – циклическая частота излучения) и малую абсолютную ширину полосы 10^{-4} Гц в случае, если ВК подавлена. Основное и изомерное состояния имеют спиновое значение и чётность соответственно $5/2^+$ и $3/2^+$, что влечёт многополярность М1 перехода от изомерного к основному состоянию, и, в свою очередь, приводит к образованию большого поперечного сечения прямого лазерного возбуждения. Кроме того, основное состояние ^{229}Th имеет период полураспада 7 932 года и позволяет относительно легко работать с умеренными количествами материала. Все указанные свойства являются требованиями к разработке ядерных часов на основе ^{229}Th .

В концепции ядерных часов 2003 г. Э. Пейк и К. Тамм предложили проводить лазерную спектроскопию с $^{229}\text{Th}^{3+}$ [9]. Одной из центральных идей концепции предлагалось выбрать возбуждённое состояние электронной оболочки таким образом, чтобы вся система обеспечивала минимальную чувствительность к внешним возмущениям. Было показано, что подходящим выбором будет метастабильное состояние оболочки $7s^2S_{1/2}$ в Th^{3+} с продолжительностью жизни 1 с. Также высказано предположение о том, что твердотельные ядерные часы могут быть реализованы, если ^{229}Th будет встроен в материал, обеспечивающий ширину запрещённой зоны, превышающую энергию возбуждения ядерного изомера, для которой в то время было принято значение $(3,5 \pm 1,0)$ эВ [9]. Эта новаторская концепция ядерных часов, помимо перспективы создания необычайно стабильных часов, имеет два недостатка [14]: квадратичный эффект Зеемана не может быть подавлен и оценивается в 1 кГц при 0,1 мТл, что сопоставимо с обычными атомными часами; концепция требует возбуждения ионов $^{229}\text{Th}^{3+}$ до состояния атомной оболочки $7s^2S_{1/2}$, которое обладает продолжительностью жизни 1 с (вместо ожидаемой продолжительности жизни ядерного изомера $\sim 10^4$ с) и тем самым приводит к уменьшению добротности резонанса. Позднее К. Кэмпбелл [14] предложил использовать в часах пары растянутых сверхтонких состояний для перехода, тогда как $^{229}\text{Th}^{3+}$ остаётся в основном электронном состоянии $5f^2F_{5/2}$. Проведённый тщательный анализ ожидаемых систематических неопределённостей соответствующих одноионных ядерных часов на основе $^{229}\text{Th}^{3+}$ показал, что ожидаемая точность стремится к 10^{-19} , что потенциально превосходит все существующие технологии атомных часов [15]. Разработка ядерных часов на основе ионов ^{229}Th в настоящее время намечается тремя группами в мире, и предполагается, что к ним присоединятся другие [16, 17].

Идея твердотельных ядерных часов, основанных на мёсбауэровской спектроскопии $^{229\text{m}}\text{Th}$, впервые предложенная в [9], была далее развита двумя группами [18, 19]. Для этого устройства была спрогнозирована точность долговременной дробной частоты $2 \cdot 10^{-16}$ [18] с дробной нестабильностью, достигающей 10^{-39} [19].

Ограничение энергии перехода. Разработка ядерных часов на основе $^{229\text{m}}\text{Th}$ требует прямого лазерного возбуждения изомерного ядерного состояния. Тем не менее, из-за узкой полосы пропускания ядерного перехода, составляющей предположительно только 10^{-4} Гц, взаимодействие лазер–ядро слабое, поэтому в качестве предпосылки для лазерного возбуждения ионов ^{229}Th в ловушке Поля требуется усовершенствовать ограничение энергии перехода. До сих пор невозможно было значительно ограничить значение изомерной энергии для разработки ядерных часов. По этой причине продолжают экспериментальные исследования, направленные на уменьшение неопределённости значения энергии $^{229\text{m}}\text{Th}$. За исключением нескольких экспериментов, большинство экспериментальных концепций используют прямое обнаружение распада перехода изомер–основное состояние для ограничения энергии перехода. Поскольку изомерный распад может происходить по двум каналам распада, то эксперименты, направленные на прямое обнаружение $^{229\text{m}}\text{Th}$, можно разделить на две группы: направленные на обнаружение каналов радиационного распада; направленные на поиск канала распада ВК изомерного состояния. Обе группы могут быть, в свою очередь, разделены по выбранному типу заполнения энергетических уровней: естественная ветвь распада от материнского нуклида; возбуждение из основного состояния $^{229\text{m}}\text{Th}$. Кроме того, существует несколько экспериментальных концепций, в рамках которых планируется определять энергию косвенными методами.

Многообещающие перспективы для дальнейших исследований. На пути к разработке ядерных часов осталось несколько шагов:

- точное определение значения энергии $^{229\text{m}}\text{Th}$;
- измерение гиперструктуры $^{229\text{m}}\text{Th}$ в качестве исследования ядерного возбуждения;
- непосредственное лазерное возбуждение $^{229\text{m}}\text{Th}$ в ловушке Поля.

Предполагается, что первый и самый важный этап точного определения изомерной энергии приведёт к решению этой задачи в течение нескольких ближайших лет. Эксперименты, которые, скорее всего, станут успешными, будут следующими: эксперимент в рамках конверсионной спектроскопии, основанный на недавнем прямом обнаружении изомерного распада, который в настоящее время проводится группой авторов [20, 21]; косвенный подход с применением современного металлического магнитного микрокалориметра в Институте Кирхгофа в Гейдельберге [22, 23]. Для успеха прямого подхода с использованием конверсионной спектроскопии важно отметить, что эта концепция в отличие от широко распространённого допущения не зависит от работы выхода материала, используемого для нейтрализации ионов, и может применяться для точного определения энергии [21]. Следовательно, обе концепции позволяют ограничить энергию примерно до 0,1 эВ.

На втором этапе может быть задействована схема прямого лазерного возбуждения на основе конверсионной электронной мёсбауэровской спектроскопии (CEMS), чтобы в конечном итоге вывести изомерное значение энергии менее

10^{-6} эВ, что соответствует типичной сверхтонкой энергии в CEMS [24]. Подобный эксперимент также обеспечил бы первое прямое лазерное возбуждение ядерного перехода и мог быть использован для разработки твердотельных ядерных часов на основе CEMS [6].

В настоящее время эксперименты, направленные на измерение сверхтонкого сдвига $^{229\text{m}}\text{Th}$ на основе различных спинов ядерного основного и возбуждённого состояний, проводятся в Университете Йювяскюля (Финляндия) и РТВ (Германия) в сотрудничестве с группой авторов, а также в Лёвенском католическом университете (Бельгия) [25]. Успешный эксперимент позволил бы использовать метод двойного резонанса, предложенный в [11], для надёжной идентификации изомера в концепции ядерных часов. Замеченный недавно короткий период полураспада изомера $^{229}\text{Th}^{1+}$ (менее 10 мс) является важным аспектом в проведении подобных экспериментов, поскольку, скорее всего, это потребует рассмотрения ионов тория с более высоким зарядовым состоянием [26].

Объединённые результаты экспериментов создадут условия для прямого лазерного возбуждения ионов $^{229\text{m}}\text{Th}$ в ловушке Поля и, следовательно, для разработки одноионных ядерных часов. В настоящее время подготовка исследований по этому направлению проводится в США [15], России [17] и Германии [16].

Для разработки твердотельных ядерных часов на основе CEMS ^{229}Th необходимо решить дополнительные задачи [11, 18]. Центральная проблема заключается в том, что необходимо найти химические условия, которые допускают значительное подавление канала ВК. Хотя и это теоретически возможно при использовании материала-носителя, обеспечивающего ширину запрещённой зоны больше, чем изомерная энергия возбуждения, но в экспериментах до сих пор не смогли создать надёжное подавление канала ВК. Было обнаружено, что изомерное состояние необычайно чувствительно к любому виду поверхностного взаимодействия [6]. По этой причине в настоящее время непонятно, могут ли быть созданы химические условия, позволяющие развивать твердотельные ядерные часы, основанные на радиационном распаде. Альтернативой могла бы стать разработка твердотельных ядерных часов, использующих конверсионный распад для исследования ядерного возбуждения (ядерные часы на основе CEMS).

Потенциально перспективным способом будущих исследований может стать также исследование твёрдых инертных газов в качестве вида материала-хозяина, таких как замороженный аргон. Можно также исследовать конверсионное время жизни изомера на разных подложках для проверки возможности значительного увеличения времени жизни. Такой путь исследования может быть благоприятным по сравнению с экспериментами, основанными на наблюдении потенциального канала радиационного распада. Чтобы получить какой-либо результат, последние эксперименты потребовали бы подавления канала ВК на девять порядков, что чрезвычайно сложно сделать.

Перспективы стандарта частоты ^{229}Th . Из-за концептуальных преимуществ ожидается, что характеристики ядер-

ных часов ^{229}Th превзойдут характеристики даже лучших атомных часов [11, 14]. Оценка суммарного бюджета неопределённостей приводит к ожидаемому значению, приближающемуся к 10^{-19} , что примерно на порядок точнее, чем самые точные атомные часы, функционирующие в настоящее время. В то же время твердотельные ядерные часы, обладая меньшей точностью, могут стать очень компактным и надёжным устройством для измерения времени и, следовательно, имеют важное практическое применение.

Тем не менее, следует ожидать, что технология атомных часов также будет совершенствоваться, и обе технологии смогут развиваться в направлении некоторой предельной точности. Например, на сегодняшний день самые точные часы уже позволяют измерять гравитационные сдвиги, которые соответствуют разности в несколько сантиметров по высоте вследствие общих релятивистских эффектов. Гравитационные сдвиги в области субмиллиметрового диапазона могут стать измеримыми при раздвигании пределов на два дополнительных порядка величины. Однако это расстояние меньше размеров атомов в часах с оптической решёткой, так что технология приближается к пределу. Кроме того, любое полезное сличение двух часов потребовало бы определения равных по времени гиперповерхностей по всему миру. По этим причинам будущие сверхточные часы могут стать чувствительными устройствами для измерений гравитационного сдвига в геодезии вместо приборов чистого измерения времени [25]. Также могут быть проведены более точные испытания общей теории относительности. Сличение ядерных часов с атомными часами могло бы обеспечить значительно более точные данные о потенциальных изменениях фундаментальных констант во времени [27]. Конечно, существует надежда, что ^{229}Th станет первым элементом, на основе которого будут созданы сверхточные ядерные часы, и что с развитием технологии частотных гребёнок, можно было бы разработать совершенно новое поколение часов на основе ядерных переходов.

Предельным фактором развития широкого спектра ядерных часов является наличие частотных гребёнок в рентгеновской области с энергиями в несколько килоэлектронвольт и менее. Поскольку технология частотных гребёнок является молодой и развивающейся областью исследований, можно ожидать, что в какой-то момент в будущем такая технология станет доступна для измерения времени при использовании ядерных возбуждённых состояний, отличных от $^{229\text{m}}\text{Th}$. Современные направления исследований – это, например, генерация высших гармоник [28] и формирование рентгеновского импульса [29].

Стоит задаться вопросом, какие ядерные переходы лучше всего подойдут для часов, учитывая, что в будущем будут доступны частотные гребёнки, обеспечивающие энергию до 20 кэВ с приемлемой интенсивностью. Для разработки одноионных ядерных часов можно было бы подавить любую ветвь ВК, выбрав достаточно высокое зарядовое состояние иона. Это приводит к увеличению времени жизни изомера и, соответственно, к уменьшению ширины линии. Ожидаемую стабильность одноионных ядерных часов можно сравнить по

Список элементов для разработки одноионных ядерных часов с установленными параметрами (по данным [30])

E , кэВ	Ион	$t_{1/2}$	Многополярность перехода	$t_{1/2}$ (ВК)	$\alpha_{\text{ВК}}$	$t_{1/2}$ (γ)	$Q(\gamma)$	I , Вт/см ²	$\sigma_y \sqrt{\tau}$
0,0078	²²⁹ Th ²⁺	7932 лет	M1	7 мкс	$1 \cdot 10^9$	1,9 ч	$1,2 \cdot 10^{20}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-16}$
2,3	²⁰⁵ Pb ⁴⁶⁺	$1,7 \cdot 10^7$ лет	E2	24,2 мкс	$4,4 \cdot 10^8$	3,0 ч	$5,4 \cdot 10^{22}$	$3,0 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^{-19}$
4,5	²¹⁹ Rn ⁵⁸⁺	3,96 с	E2	15,4 нс	$4,3 \cdot 10^6$	67 мс	$6,5 \cdot 10^{17}$	3,9	$4,7 \cdot 10^{-19}$
5,8	¹⁸⁵ Ir ⁵⁸⁺	14,4 ч	E2	5 нс	$1,2 \cdot 10^6$	6,1 мс	$7,6 \cdot 10^{16}$	$9,2 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^{-18}$
6,5	¹²⁹ Cs ⁴⁵⁺	32 ч	E2	72 нс	$4,3 \cdot 10^5$	31 мс	$4,4 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^1$	$4,8 \cdot 10^{-19}$
8,8	²⁴⁹ Bk ⁷¹⁺	330 дн.	M2	0,3 мс	$3 \cdot 10^6$	15 мин	$1,7 \cdot 10^{22}$	$1,4 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^{-19}$
10,8	¹²⁴ Sb ⁴⁹⁺	60,2 дн.	M2	93 с	$2,2 \cdot 10^4$	23,1 дн.	$4,8 \cdot 10^{25}$	$6,0 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^{-19}$
12,4	⁴⁵ Sc ²¹⁺	Стабильное	M2	318 мс	632	201 с	$5,5 \cdot 10^{21}$	$8,9 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{-19}$
13,3	⁷³ Ge ³⁰⁺	Стабильное	E2	2,9 мкс	1120	3,3 мс	$9,5 \cdot 10^{16}$	$2,0 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^{-19}$
16,3	¹⁸² Ta ⁶⁷⁺	114,7 дн.	M2	283 мс	$4,3 \cdot 10^4$	3,4 ч	$4,3 \cdot 10^{23}$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^{-19}$
18,2	⁶⁷ Ge ³²⁺	18,9 мин	E2	13,7 мкс	364	5 мс	$2,0 \cdot 10^{17}$	$3,4 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{-19}$

методу дисперсии Аллана. В действительности будут возникать дополнительные ограничения, вызванные различными формами шума, которые в данной статье не рассматриваются. В качестве оценки продолжительности одного цикла опроса можно использовать период $T=1/(2\pi\Delta\nu)$, где ν – частота излучения. Если ядерный переход имеет время жизни значительно дольше 1 с, то стабильность будет ограничена не естественной шириной линии, а используемым для опроса лазером. В этих случаях, учитывая данный факт, предполагаем, что естественная ширина линии составляет 1 Гц.

В табл. 1 представлен список потенциальных вариантов для одноионных ядерных часов. В табл. 1 введены следующие обозначения: E – энергия возбуждённого состояния; ион – ядро вместе с зарядовым состоянием, необходимым для подавления ВК; $t_{1/2}$ – период полураспада ядра в его основном состоянии; $t_{1/2}$ (ВК) – период полураспада возбуждённого состояния при ВК; $\alpha_{\text{ВК}}$ – коэффициент ВК; $t_{1/2}(\gamma)$ – ожидаемый период полураспада при подавленной ВК; $Q(\gamma)$ – добротность соответствующего резонатора; I – интенсивность лазера, необходимая для возбуждения перехода; $\sigma_y \sqrt{\tau}$ – отклонение Аллана, умноженное на $\sqrt{\tau}$, где τ – период выборки.

Все ядерные изомерные состояния с энергией возбуждения менее 20 кэВ (для которых в базе данных существует достаточно данных) приведены в том случае, если подавление канала ВК потенциально может привести к продлению периода полураспада в области миллисекунд и более. Приведены только переходы, обеспечивающие многополярность $L=2$ или меньше, так как в противном случае в данном диапазоне энергий не ожидается значительного взаимодействия лазер-ядро. Табл. 1 составлена по данным [30], но для ядерных часов могут существовать другие возможные варианты, данных для которых в базе недостаточно.

Из условий наблюдения осцилляций Раби $\Omega \approx \Gamma_{\text{н}}/4$ (Ω – угловая частота Раби; $\Gamma_{\text{н}}$ – полная скорость распада перехода) можно вычислить минимальную интенсивность лазера, необходимую для возбуждения ядерных переходов, предполагая, что для лазерного возбуждения используется только одна мода частотной гребёнки с шириной плосы $\Gamma_L=2\pi$ Гц. Непосредственный анализ выявляет условие:

$$\sqrt{2\pi I c^2 \Gamma_{\gamma}} / (\hbar \omega^3) \approx \max(\Gamma_{\text{н}}, \Gamma_L) / 4,$$

где $\Gamma_{\text{н}} = (1 + \alpha) \Gamma_{\gamma}$.

При $\Gamma_L > \Gamma_{\text{н}}$ и $\Gamma_{\text{н}} > \Gamma_L$ соответственно запишем

$$I = \hbar \omega^3 \Gamma_L^2 / (32 \pi c^2 \Gamma_{\gamma}); \quad I = \hbar \omega^3 (1 + \alpha_{\text{ВК}}) \Gamma_L^2 / (32 \pi c^2 \Gamma_{\gamma}),$$

где c – скорость света.

Заметим, что для всех одноионных ядерных часов предполагалось, что ветвь ВК полностью подавлена ($\alpha_{\text{ВК}}=0$). Это можно рассматривать как идеальный сценарий, так как даже в случае успешного подавления ВК считается, что связанные процессы ВК присутствуют.

Для одноионных ядерных часов также можно рассматривать ядра с относительно короткими периодами полураспада, так как количество требуемых ионов может быть небольшим, а ловушку Поля можно часто загружать. Однако работа с ядерными часами, основанными на короткоживущих ядрах, может потребовать значительных усилий. По этой причине единственными подходящими для работы кандидатами (кроме ²²⁹Th) являются ²⁰⁵Pb⁴⁶⁺ (2,3 кэВ, 3 ч, E2), ⁴⁵Sc²¹⁺ (12,4 кэВ, 201 с, M2) и ⁷³Ge³⁰⁺ (13,3 кэВ, 3,3 мс, E2).

Для ядерных часов, основанных на СЕМС, обсуждение осложняется тем, что обычную схему опроса Рамзи, которая является основой вычисления дисперсии Аллана с ограни-

Т а б л и ц а 2

Список кандидатов для разработки ядерных часов на основе CEMS (по данным [30])

E , кэВ	Ядро	$t_{1/2}$	Много-полярность перехода	$t_{1/2}$ (БК)	α_{BK}	$Q(BK)$	$N_{взб}$	$\sigma_y \sqrt{\tau}$
0,0078	^{229}Th	7932 года	M1	7 мкс	$1 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^{-15}$
1,6	^{201}Hg	Стабильное	M1	81 нс	$4,7 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$6,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^{-14}$
2,3	^{205}Pb	$1,7 \cdot 10^7$ лет	E2	24 мкс	$4,4 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^{14}$	2,2	$1,2 \cdot 10^{-14}$
6,2	^{181}Ta	Стабильное	E1	6,1 мкс	70,5	$8,3 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^{-17}$
8,4	^{169}Tm	То же	M1	4,1 нс	263	$7,5 \cdot 10^{10}$	$7,7 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{-13}$
9,4	^{83}Kr	>>	M1	157 нс	17,1	$3,2 \cdot 10^{12}$	$8,0 \cdot 10^5$	$7,7 \cdot 10^{-16}$
9,8	^{187}Os	>>	M1	2,4 нс	280	$5,2 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^{-13}$
10,6	^{137}La	$6 \cdot 10^4$ лет	M1	89 нс	117,6	$2,1 \cdot 10^{12}$	$8,5 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^{-15}$
12,4	^{45}Sc	Стабильное	M2	318 мс	632	$8,6 \cdot 10^{18}$	$9,9 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^{-21}$
13,3	^{73}Ge	То же	E2	2,9 мкс	1120	$8,4 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^{-16}$
14,4	^{57}Fe	>>	M1	98 нс	8,6	$3,1 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{-15}$

ченным квантовым проекционным шумом, использовать невозможно [19]. Вместо этого была предложена схема опроса на основе флуоресцентной спектроскопии, которая, в реалистичном пределе короткого времени опроса и в случае слабого лазерного поля, приводит к следующему значению дисперсии Аллана, вызванной дробовым шумом [20]:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{9}{2} \frac{1}{\omega T} \sqrt{\frac{1}{RN\tau}},$$

где R – скорость ядерного возбуждения, N – количество облученных атомов.

Предположим, что скорость распада когерентных состояний (см. [19]) может составлять приблизительно $\Gamma_\gamma/2$. Более того, было установлено, что число эффективно обнаруженных распадов равно числу возбужденных ядер. Это соответствует предположению о 100 % эффективности обнаружения, и что обнаружение происходит в канале БК (который является доминирующим каналом распада для всех переходов). Таким образом, рассматриваются только ядерные часы на основе CEMS [6]. В линейной аппроксимации скорость распада R задается как

$$R = \pi^2 / c^2 \Gamma_\gamma / (\hbar \omega^3 \Gamma_L). \quad (1)$$

Подставив (1) в выражение для отклонения Аллана

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \sqrt{T/(N\tau)} / Q,$$

получим

$$\sigma_y(\tau) \approx \sqrt{\hbar \omega \Gamma_L / (I c^2 \Gamma_\gamma N T^2 \tau)}. \quad (2)$$

Для следующего сравнения предположим, что на площади 1 мм^2 ядра $N=10^{14}$ облучаются одной модой частотной гребенки с шириной линии меньше или равной ширине линии ядерного перехода ($\Gamma_L = \Gamma_n$) и $I=10^{-5} \text{ Вт/см}^2$. В этом случае общее число возбужденных ядер в секунду оценивается как $N_{взб} \approx RN/2$. В диапазоне энергий до 20 кэВ рассматриваются только переходы с периодом полураспада более 1 нс, так как для этого диапазона основное состояние является либо стабильным, либо достаточно долгоживущим, чтобы обрабатывать требуемое количество материала. Кроме того, учитываются только переходы с многополярностью $L=2$ или меньше, так как более высокая многополярность не допускает формирования эффективных связей лазер-ядро. Полученные переходы представлены в табл. 2, переход 12,4 кэВ в ^{45}Sc обеспечивает стабильность наилучшей оценки. В табл. 2 введены следующие обозначения: $N_{взб}$ – число возбужденных ядер в

секунду для рассматриваемой схемы облучения; $\sigma_y \sqrt{\tau}$ – ожидаемое отклонение Аллана, рассчитанное с помощью уравнения (2) и умноженное на $\sqrt{\tau}$.

Даже ядерные часы на основе CEMS и $^{229\text{m}}\text{Th}$ могут обеспечить очень высокую стабильность $\sigma_y \sqrt{\tau} = 3,7 \cdot 10^{-15}$, несмотря на конверсионное уширение линии до 15,9 кГц. Ядерные часы на основе CEMS не следует путать с ядерными часами на основе кристаллической решетки и $^{229\text{m}}\text{Th}$, предложенных в [11, 18], концепция которых подразумевает подавление канала БК.

В том случае, если рентгеновские частотные гребни станут доступными в будущем, можно предположить, что откроется вдохновляющая новая область исследований, потенциально ведущая к созданию самых разных ядерных часов. Благодаря своей необычайно низкой энергии возбуждения $^{229\text{m}}\text{Th}$ станет первым кандидатом на разработку ядерных часов, для которых на сегодняшний день уже доступны все необходимые технологии.

Работа выполнена в рамках исследований «Горизонты Европейского союза 2020 г.» и инновационной программы (соглашение № 664732 «Ядерные часы, nuClock», грант DFG Th956/3-1). Работа выполнена в отделении медицинской физики университета Людвига-Максимилиана (LMU) и лаборатории Майера-Лейбница.

Л и т е р а т у р а

1. Kroger L. A., Reich C. W. Features of the low energy level scheme of ^{229}Th as observed in the α decay of ^{233}U // Nucl. Phys. A. 1976. V. 259. P. 29–60.
2. Helmer R., Reich C. W. An excited state of ^{229}Th at 3.5 eV // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1845–1858.

3. **Beck B. R., Becker J. A., Beiersdorfer P. e. a.** Energy splitting of the ground-state doublet in the nucleus ^{229}Th // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 109. P. 142501.
4. **Beck B. R., Wu C.Y., Beiersdorfer P. e. a.** Improved value for the energy splitting of the ground-state doublet in the nucleus ^{229}Th // *Proc. 12th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms Varenna. Italy, 2009. LLNL-PROC-415170* [Электрон. версия]. <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/375773.pdf> (дата обращения: 16.11.2017).
5. **Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya M. B.** Impact of the electron environment on the lifetime of the ^{229}Th low-lying isomer // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. P. 054313.
6. **Von der Wense L.** On the direct detection of ^{229}Th : Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universitat at Munchen, Germany (2016). [Электрон. версия]. [https://edoc.ub.unimuenchen.de/20492/7/Wense Lars von der.pdf](https://edoc.ub.unimuenchen.de/20492/7/Wense%20Lars%20von%20der.pdf) (дата обращения: 16.11.2017).
7. **Vorykhalov O. V., Koltsov V. V.** Search for an isomeric transition of energy below 5 eV in ^{229}Th nucleus // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Physics.* 1995. V. 59. P. 20–24.
8. **Strizhov V. F., Tkalya E. V.** Decay channel of low-lying isomer state of the ^{229}Th nucleus. Possibilities of experimental investigation // *Sov. Phys. JETP.* 1991. V. 72. P. 387–390.
9. **Tkalya E. V., Varlamov V. O., Lomonosov V. V., Nikulin S. A.** Processes of the nuclear isomer ^{229}Th ($3/2^+$, $3.5 \cdot 1.0$ eV) resonant excitation by optical photons // *Phys. Scripta.* 1996. V. 53. P. 296–299.
10. **Tkalya E. V., Zherikin A. N., Zhudov V. I.** Decay of the low-energy nuclear isomer ^{229}Th ($3/2^+$, $3.5 \cdot 1.0$ eV) in solids (dielectrics and metals): a new scheme of experimental research // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 064308.
11. **Peik E., Tamm C.** Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 eV transition in ^{229}Th // *Europhys. Lett.* 2003. V. 1. P. 181–186.
12. **Minkov N., Paly A.** Reduced transition probabilities for the gamma decay of the 7:8 eV isomer in ^{229}Th // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 212501.
13. **Tkalya E. V., Schneider C., Jeet J., Hudson E. R.** Radiative lifetime and energy of the low-energy isomeric level in ^{229}Th // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 054324.
14. **Campbell C. J., Radnaev A. G., Kuzmich A., Dzuba V. A., Flambaum V. V., Derevianko A.** Single-ion nuclear clock for metrology at the 19th decimal place // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 120802.
15. **Campbell C. J., Radnaev A. G., Kuzmich A.** Wigner crystals of ^{229}Th for optical excitation of the nuclear isomer // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 223001.
16. **Zimmermann K.** Experiments towards optical nuclear spectroscopy with thorium-229: Ph.D. thesis, University of Hannover, Germany (2010).
17. **Borisyuk P. V., Vasil'ev P. S., Derevyashkin O. P., e. a.** Trapping, retention and laser cooling of Th^{3+} ions in a multisection linear quadrupole trap // *Quantum Electronics.* 2017. V. 47. P. 406–411.
18. **Rellergert W. G., De Mille D., Greco R. R., Hehlen M. P., Torgerson J. R., Hudson E. R.** Constraining the evolution of the fundamental constants with a solid-state optical frequency reference based on the ^{229}Th nucleus // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 200802.
19. **Kazakov G. A., Litvinov A. N., Romanenko V. I., Yatsenko L. P., Romanenko A. V., Schreittl M., Winkler G. and Schumm T.** Performance of a ^{229}Th solid-state nuclear clock // *New Jour. Phys.* 2014. P. 083019.
20. **Von der Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M., Neumayr J. B., Maier H.-J., Wirth H.-F., Mokry C., Runke J., Eberhardt K., Düllmann C. E., Trautmann N. G., Thierolf P. G.** Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition // *Nature.* 2016. V. 533. P. 47–51.
21. **B. Seiferle, L. von der Wense, P. G. Thierolf.** Feasibility study of internal conversion electron spectroscopy of ^{229}Th // *Eur. Phys. J. A.* 2017. V. 53. P. 108–113.
22. **Kazakov G. A., Schauer V., Schwestka J. e. a.** Prospects for measuring the ^{229}Th isomer energy using a metallic magnetic microcalorimeter // *Nucl. Instrum. Methods A.* 2014. V. 735. P. 229–239.
23. **Schneider P.** Spektroskopische Messungen an Thorium-229 mit einem Detektor-Array aus metallischen magnetischen Kalorimetern, Master thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Germany (2016).
24. **Ponce F.** High accuracy measurement of the nuclear decay of U-235m and search for the nuclear decay of Th-229m: Ph.D. thesis, University of California, USA (2017).
25. **Safronova M.** Elusive transition spotted in thorium // *Nature.* 2016. V. 533. P. 44–45.
26. **Seiferle B., von der Wense L., Thierolf P. G.** Lifetime measurement of the ^{229}Th nuclear isomer // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 042501.
27. **Flambaum V. V.** Enhanced effect of temporal variation of the fine structure constant and the strong interaction in ^{229}Th // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 092502.
28. **Cingoz A., Yost D. C., Allison T. K., Ruehl A., Fermann M. E., Hartl I., Ye J. e. a.** Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet // *Nature.* 2012. V. 482. P. 68–71.
29. **Cavaletto S. M., Harman Z., Ott C., Buth C., Thomas Pfeifer T., Christoph H., Keitel C. H. e. a.** Broadband high-resolution x-ray frequency combs // *Nature Photonics.* 2014. V. 8. P. 520–523.
30. **NNDC** interactive chart of nuclides [Офиц. сайт]. <https://www.nndc.bnl.gov/chart> (дата обращения: 16.11.2017).

Дата принятия: 03.10.2017.