

О проблемах создания ядерно-оптического стандарта частоты на основе ^{229m}Th

© Ф. Ф. Карпешин, Л. Ф. Витушкин

ФГУП «ВНИИМ имени Д. И. Менделеева», г. Санкт-Петербург, Россия

Реферат

Наиболее вероятным кандидатом на роль ядерно-оптического стандарта является 8-эВ изомер ^{229m}Th изотопа ядра тория. Обсуждаются пути использования резонансных свойств электронной оболочки как оптического резонатора для создания лазерно-ядерных технологий, необходимых для оптической накачки ядерных изомеров и других манипуляций над атомными ядрами, ведущих к созданию стандарта частоты следующего поколения и ядерно-оптических часов на их основе.

Реализация проекта требует уточнения энергии изомера вплоть до ширины ядерной линии. Это можно сделать путем резонансной оптической накачки. Ее практическое воплощение невозможно без использования резонансных свойств электронной оболочки. В нейтральных атомах они сводятся к внутренней конверсии, в ионизованных — ее место занимает резонансная конверсия. Первый путь предполагается в виде реализации на базе университета ЖИЛА. Внутренняя конверсия приводит к уширению ядерной линии на девять порядков величины, что облегчит поиск резонанса до практически реализуемого уровня.

В статье подробно рассмотрен второй путь. Показано, что он позволит повысить эффективность эксперимента еще на 3–5 порядков величины. В статье разбираются важные принципы резонансной оптической накачки, такие, как наличие конечной ширины у промежуточного электронного состояния, и другие, которые обычно упускаются из виду с фатальным результатом для эксперимента.

Ключевые слова: изомер ^{229m}Th , ядерно-оптические часы, стандарт частоты.

Контакты для связи: Карпешин Федор Федорович (fkarpeshin@gmail.com).

Для цитирования: Карпешин Ф. Ф., Витушкин Л. Ф. О проблемах создания ядерно-оптического стандарта частоты на основе ^{229m}Th // Труды ИПА РАН. 2023. Вып. 65. С. 23–28.

<https://doi.org/10.32876/AplAstron.65.23-28>

On the Problems of Creating a Nuclear-Optical Frequency Standard Based on ^{229m}Th

F. F. Karpeshin, L. F. Vitushkin

The D. I. Mendeleev all-Russian Institute for Metrology (VNIIM), Saint-Petersburg, Russia

Abstract

The most probable candidate for the role of a nuclear optical standard is the 8-eV isomer of the ^{229m}Th isotope of the thorium nucleus. Ways of using the resonant properties of the electron shell as an optical resonator to create laser-nuclear technologies necessary for the optical pumping of nuclear isomers and other manipulations of atomic nuclei leading to the creation of a next-generation frequency standard and nuclear-optical clocks based on them are discussed.

The implementation of the project requires the refinement of the energy of the isomer up to the width of the nuclear line. This can be done by resonant optical pumping. Its practical implementation is impossible without using the resonant properties of the electron shell. In neutral atoms, they are reduced to internal conversion; in ionized atoms, resonant conversion takes its place. The first path is supposed to be implemented on the basis of the JILA University. Internal conversion leads to a broadening of the nuclear line by nine orders of magnitude, which facilitates the search for resonance to a practically feasible level.

The article discusses the second way in detail. It is shown that it will increase the efficiency of the experiment by another 3–5 orders of magnitude. The article discusses important principles of resonant optical pumping, such as the presence of a finite width in the intermediate electronic state, and others that are usually overlooked with a fatal result for the experiment.

Keywords: isomer ^{229m}Th , nuclear-optical clock, frequency standard.

Contacts: Feodor F. Karpeshin (fkarpeshin@gmail.com).

For citation: Karpeshin F. F., Vitushkin L. F. On the problems of creating a nuclear-optical frequency standard based on ^{229m}Th // Transactions of IAA RAS. 2023. Vol. 65. P. 23–28.

<https://doi.org/10.32876/AplAstron.65.23-28>

Введение

Хорошие перспективы создания стандарта частоты и часов следующего поколения открывает использование спектральных линий, отвечающих переходам ядерных изомеров. Ядра, будучи расположенными в центре электронной оболочки, по сравнению с атомными или молекулярными системами слабее подвержены воздействиям внешних помех и внутрикристаллических полей. Эти линии узкие и устойчивые. Проблема в том, что в большинстве ядер переходы имеют энергии десятки кэВ. Такими переходами проблематично манипулировать с помощью лазеров. Имеется уникальный нуклид ^{229}Th , возбужденное состояние которого расположено на высоте $\omega_n = 8.338(24) \text{ eV}$ (Kraemer et al., 2022). Наблюдаемое время жизни в нейтральных атомах оказалось равным 10 мкс. Однако собственное время жизни ядра гораздо короче. Дело в том, что в нейтральных атомах распад изомера получает значительное усиление благодаря каналу внутренней конверсии (ВК). ВК становится доминирующим каналом распада с КВК (коэффициентом ВК) $\alpha(M1) = 10^9$. Учет ВК приводит к увеличению естественной ширины изомерной линии с $\Gamma_n = 0.667 \times 10^{-19} \text{ эВ}$ (10^{-5} Гц) до $\Gamma_a = 0.7 \times 10^{-10} \text{ эВ}$ (10 кГц).

Пока отсутствует необходимое условие для конструирования стандарта частоты: энергия перехода неизвестна с требуемой точностью. Для ее определения планируется использовать канал ВК распада изомера в нейтральных атомах тория (Von der Wense et al., 2016). В свое время именно ВК позволила зафиксировать первое экспериментальное наблюдение распада изомера (Seiferle et al., 2021). Для возбуждения изомера было бы идеально использовать непрерывный перестраиваемый лазер вблизи резонансной частоты. Путем перестройки частоты производится сканирование энергии лазерных фотонов. При достижении резонанса в ходе сканирования происходит возбуждение изомера за счет поглощения лазерного фотона. Затем изомерное состояние ядра распадается в основное путем ВК. В свою очередь, конверсионные электроны регистрируются специальным многоканальным детектором. Таким образом, детектирование сигнала от многоканального детектора должно указать на то, что частота изомерного перехода равна частоте лазера. Однако подобные лазеры с длиной волны в диапазоне около 150 нм, при которой энергия фотона близка к энергии изомера, практически отсутствуют. Для получения лазерного луча с подходящей длиной волны предлагается использовать седьмую гармонику опорного луча от волоконного лазера, допированного иттербием, с длиной волны 1070 нм (Von der Wense, Chuankun, 2020). Опорный луч усиливается, проходя через оптический резонатор. Там же

другие гармоники, кроме седьмой, отстраиваются с помощью пластины Брюстера. Таким образом получается непрерывно генерируемый луч мощностью 1.2 мВт. Дальше на его пути ставят вращающийся затвор, который производит его прерывание. В результате Фурье-спектр преобразованного луча обретает вид частотной гребенки возле целевой линии, состоящей из нескольких сотен эквидистантных зубчиков. Мощность каждого зубца 10 нВт, полуширина 490 Гц ($2 \times 10^{-12} \text{ эВ}$), расстояние между зубцами 77 МГц ($3 \times 10^{-8} \text{ эВ}$).

Оценка необходимого времени сканирования по механизму ВК

Лазерный луч фокусируется на мишень, которая представляет собой тонкий круг диаметром 0.3 мм. На его поверхность наносится путем напыления или иным способом 1.6×10^{13} атомов ^{229}Th . Длительность сканирования каждого импульса на данной частоте 100 мкс. За это время в изомерное состояние переходят приблизительно 15 атомов, если частота облучения попадает в резонанс с ядерным переходом. Изомерные ядра распадаются в основное состояние путем внутренней конверсии. Электроны конверсии регистрируются с помощью многоканального счетчика. Этот сигнал служит указанием на то, что достигнут резонанс. В противоположном случае зубцы смещаются дальше по шкале частот, сканируя заданный интервал.

Обратим внимание на то, что использование ВК является решающим фактором данного проекта. В отсутствие канала ВК спектральная ширина каждого зубца должна бы быть порядка ядерной ширины, то есть 10^{-19} эВ , иначе сечение возбуждения изомера будет в отношении ширин меньше.

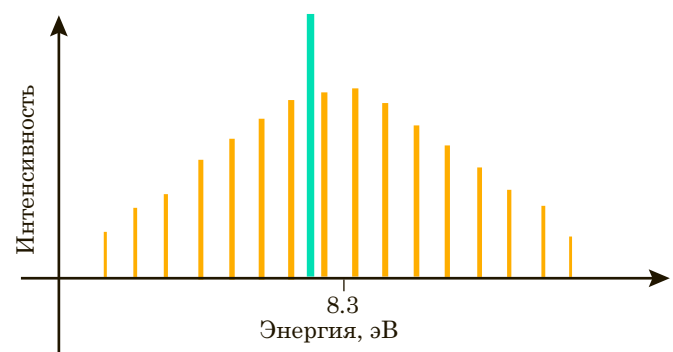


Рис. 1. Частотная гребенка, предлагаемая для определения энергии изомера (Von der Wense, Chuankun, 2020). Она состоит из 1.2×10^5 гребенчатых мод (зубцов) с переменной частотой, с центром в районе 8.3 эВ. Ширина каждой моды 490 Гц, мощность — 10 нВт в центре гребенки. Положение ядерной линии условно показано широким вертикальным отрезком. В процессе сканирования частоты зубцов гребенки производится поиск резонанса с ядерной частотой

Уширение ядерной линии за счет ВК позволяет использовать гребенку со спектральной шириной зубцов вплоть до 10^{-10} эВ.

Для оценки эффективности схемы оценим время, необходимое для сканирования интервала между зубцами гребенки. Сдвиг частоты при сканировании положим равным ширине линии, то есть 10^{-10} эВ. Тогда для сканирования потребуется приблизительно 5000 шагов. Следовательно, если менять частоту гребенки через секунду, один цикл сканирования займет 5000 с. Для более точного определения энергии изомера надо изменить интервал между зубцами. Поэтому может потребоваться несколько циклов сканирования.

Резонансная накачка изомера через электронную оболочку

Цель настоящей работы в том, чтобы обратить еще раз внимание на то, что можно значительно сократить время эксперимента, если воспользоваться резонансными свойствами электронной оболочки для усиления воздействия внешнего поля на ядро. В разобранный выше примере уже используется усиление изомерного перехода каналом ВК на 9 порядков величины. Однако это, можно сказать, кинематическое усиление. Уширение линии, возникающее вследствие ВК, используется для сокращения времени сканирования. Собственно говоря, резонанс с электронной оболочкой как таковой не эксплуатируется.

Этот способ основан на применении свойств ВК, уширение ядерной линии за счет которой позволяет использовать гребенку со спектральной шириной зубцов вплоть до 10^{-10} эВ. Поэтому он подходит для нейтральных атомов. Уже в однократных ионах энергия ионизации становится больше энергии перехода, что выключает канал ВК. В то же время большинство проектов предполагает использование ионов ^{229}Th .

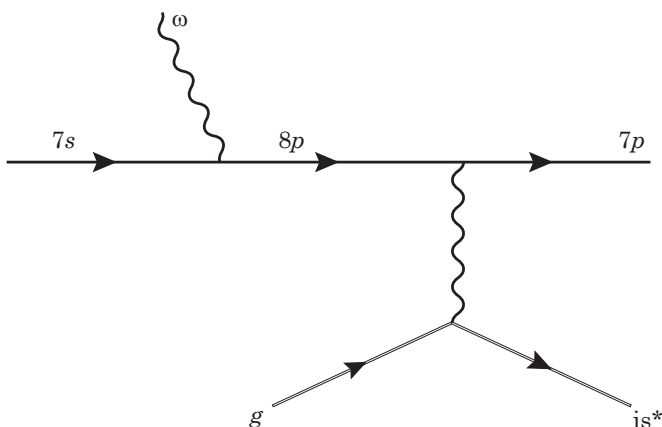


Рис. 2. Фейнмановский график резонансной оптической накачки изомера по механизму виртуального смешивания основного и изомерного состояний ядра в исходном атоме Th II

В отсутствие канала ВК спектральная ширина каждого зубца должна быть порядка ядерной ширины, то есть 10^{-19} эВ, иначе сечение возбуждения изомера будет в отношении ширин меньше. Подходящий для ионов механизм динамического уширения был рассмотрен в работе (Karpeshin et al., 1999). Рассмотрим его применение на примере однократных ионов ^{229}Th .

Суть метода иллюстрируется фейнмановским графиком (рис. 2). Лазерный фотон ω поглощается $7s$ -электроном, который переходит в виртуальное состояние. Вблизи резонанса основной вклад вносит $8p$ -электрон. Он передает часть полученной энергии ядру, переводя его в изомерное состояние. Электрон же остается в возбужденном состоянии $7p$ с энергией ω_{7p} . Условие резонанса состоит в том, что $\omega = \omega_n + \omega_{7p}$. При этом, согласно (Karpeshin et al., 1999), достигается выигрыш в сечении по сравнению с накачкой голого ядра в $R = 40$ раз.

Более того, в работе (Karpeshin et al., 1999) рассмотрен аналогичный, но еще в двадцать пять раз более сильный механизм, амплитуда которого интерферирует с указанным выше. Соответствующую фейнмановскую диаграмму мы воспроизводим на рис. 3. Этот механизм так же исходит из того, что в начальном состоянии атома и ядро, и валентный электрон пребывают в основном состоянии. Конфигурация оболочки $7s6d^2$ с угловым моментом $j = 3/2$ (например, (Karpeshin et al., 2018)). В виртуальном процессе дискретной конверсии $7s$ -электрон передает ядру необходимую для образования изомера энергию ω_n . В спектральном разложении функции Грина (рис. 2) можно в первом приближении ограничиться тем же $7s$ -состоянием, поскольку $8s$ - и другие уровни расположены гораздо дальше по энергии. Дискретная или резонансная конверсия открывает возможность смешивания основного и изомерного ядерных состояний несмотря на то, что у них разные спины, с сохранением полного углового момента атома F . Роль и возможность такого смешивания и его использования для ускорения распада изомера в сотни раз в случае ^{229}Th были ярко продемонстрированы в работе (Karpeshin et al., 1998) на примере водородоподобных ионов тория. Если в диаграмме рис. 2 рассмотреть водородоподобные ионы вместо однократных, то были бы возможны в начальном состоянии полные моменты $F = 2$ и 3 , причем уровень с $F = 2$ был бы основным. Аналогично изомер мог бы образовать состояния с $F = 1$ и 2 . Виртуальный переход в изомерное состояние возможен с $F = 2$, с начальным же состоянием с $F = 3$ процесс описанного типа (рис. 2) был бы невозможным. Правила отбора для дискретной конверсии автоматически учитывают эти комбинации в формулах для расчета дискретных КВК в работе (Karpeshin et al., 2022). Разумеется, в ко-

нечном состоянии в случае водородоподобных ионов можно было бы рассматривать $1s$ -уровень вместо $7p$. В рассматриваемом случае однократных ионов благодаря еще большему моменту электронной оболочки $j = 3/2$ тем более возможен целый ряд комбинаций для полного момента F как в начальном, так и в конечном состояниях. Все они по-прежнему управляются правилами отбора. Численные оценки в работе ([Karpeshin et al., 1999](#)) выполнены с принятым в то время значением $\omega_n = 3.5$ эВ. С указанным выше современным значением они могут уменьшиться в пределах одного порядка величины. Уточненный расчет в рамках работы ([Karpeshin et al., 1999](#)) приводит к суммарному значению фактора ускорения $R = 1000$. Примем его для дальнейших оценок.

Отметим особенности резонансного возбуждения ядра (рис. 2) по сравнению с поглощением фотона голым ядром.

1. Сечение по резонансному механизму, согласно расчету ([Karpeshin et al., 1999](#)), оказывается усиленным в 150 раз. Собственно, в этом проявляются динамические свойства электронной оболочки как резонатора.

2. Наиважнейшее для целей настоящей работы отличие состоит в ширине резонанса. Если для голого ядра эта ширина задается собственной шириной (в отсутствие ВК) изомерного уровня ядра Γ_n , то по механизму, представленному на рис. 2, она равна сумме всех ширин, электронной и ядерной. Обычно, как в данном случае, доминирует сумма ширин промежуточного $8p$ - и конечного $7p$ -состояний возбужденного атома. Обозначим ее по-прежнему Γ_a . Имеет место соотношение $\Gamma_a \gg \Gamma_n$, поэтому сканирование по описанному механизму требует в Γ_a/Γ_n раз меньше времени.

Для эффективной реализации этого механизма крайне важно, чтобы конечный атомный уровень, в данном случае $7p$, не был основным, а имел бы обычную атомную ширину ([Porsev et al., 2010](#)). Энергия виртуального фотона ω , конечно, равна энергии изомера. Но закон сохранения энергии обеспечивается тем, что энергия $7p$ -состояния автоматически выбирается на профиле $7p$ -уровня. Если бы вместо $7p$ -уровня был бы основной, то резонанс имел бы ядерную ширину Γ_n ввиду отсутствия атомной ширины Γ_a . Фактор усиления $R = 150$ мог бы и сохраниться в случае монохроматического лазерного пучка фотонов с энергией $\omega = \omega_n$, но важнейшее свойство возможности реализации оптической накачки изомера со спектральной шириной лазерного пучка, равной атомной ширине, было бы утеряно. Этот момент не учитывался в работах ([Porsev et al., 2010](#)) и др. Этот и другие недостатки работы ([Porsev et al., 2010](#)) подробно рассмотрены в статьях ([Karpeshin, Trzhaskovskaya, 2018](#); [Karpeshin, Trzhaskovskaya, 2021](#)).

Оценка времени сканирования с использованием резонансных свойств электронной оболочки

Используя указанные в предыдущем параграфе особенности фейнмановской диаграммы (рис. 2), можно качественно оценить связанный с ее реализацией выигрыш во времени сканирования. Ядерная ширина 10^{-19} эВ. Для атомной ширины в ионах Th II используем типичную оценку $\Gamma_a \approx 10^{-8}$ эВ. Это приводит к значению $\Gamma_a/\Gamma_n = 10^{11}$, что в 100 раз больше, чем в случае с Th I. Грубо говоря, это значит, что 100 зубцов частотной гребенки можно было бы слить в один широкий зуб с совокупной мощностью, которая в 100 раз больше, чем мощность единичного зубца (рис. 1). Более того, уширение резонанса обеспечивает выигрыш во времени сканирования в отношении Γ_a/Γ_n , которое возрастает в те же 100 раз по сравнению с Th I. Вспомнив, наконец, о динамическом усилении диаграммы (рис. 2), получим выигрыш во времени сканирования, необходимым для установления резонанса, в $G = R (\Gamma_a/\Gamma_n) = 100000$ раз. Дополнительный выигрыш в 100 раз можно получить за счет увеличения мощности сканирующего луча в одном зубе с 10 нВт до 1 мВт.

Два механизма оптической накачки изомера

Поясним, почему так важна ширина промежуточного электронного состояния. Заметим, что технически может оказаться проще возбудить входное атомное состояние путём двух- или трёх-фотонного поглощения, поскольку энергии одного фотона может оказаться недостаточно. Хотя выше рассмотрен фактически проект однофотонной накачки изомера методом оптической гребенки, однако он использует седьмую гармонику лазера. Для определённости рассмотрим типовой механизм двухфотонного частично резонансного поглощения, который рассматривался в работе ([Karpeshin и др., 2022](#)). Его схема приведена на рис. 3.

Первый фотон поглощается резонансно. Атом переходит из основного состояния 1 в возбуждённое состояние 2. Энергия фотона в точности равна энергии атомного перехода. Атом накапливает достаточно энергии, поглощая второй фотон и совер-

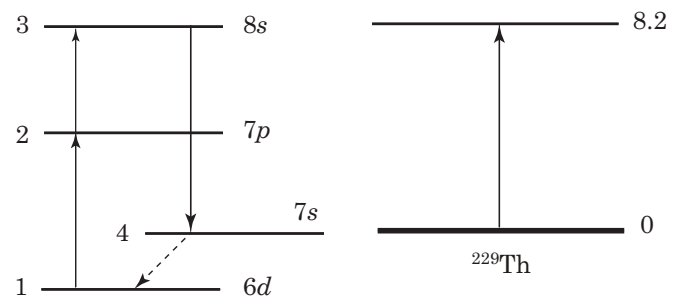


Рис. 3. Схема двухфотонной оптической накачки

шая переход $2 \rightarrow 3$. На завершающем этапе часть набранной энергии атом передаёт ядру и переходит в состояние 4, оставаясь в возбуждённом состоянии. Энергия атомного перехода $3 \rightarrow 4$ в точности равна энергии изомера в соответствии с законом сохранения энергии. Поэтому состояние 3 не может быть реальным атомным состоянием на массовой поверхности, поскольку точный резонанс невозможен. Таким образом, второй фотон поглощается нерезонансно. А следовательно, вероятность его поглощения тем больше, чем больше ширина уровня 3. Этот переход является обратным по отношению к процессу ВК: атом, девозбуждаясь, передаёт энергию ядру. Опираясь на теорию ВК, можно указать оптимальные квантовые числа атомных состояний.

Рассмотрим однократные ионы Th II. Основное состояние 1, как сказано выше, описывается конфигурацией $7s6d2$. Состояние 2 отвечает конфигурации $7s6d7p$ с энергией 3.5 эВ. Именно этот переход характеризуется наиболее интенсивной линией в спектре поглощения. Из условия электродипольности поглощения второго кванта вытекает, что состояние 3 может быть либо $8s$, либо $7d$. Из теории ВК также известно, что вероятность конверсионного перехода $M1$ прямо пропорциональна плотности квадрата волновых функций электрона на ядре. Поэтому данный переход наиболее сильный, если электрон переходит между s -состояниями. Это условие исключает $7d$ -состояние, оставляя единственную возможность $8s$. Поэтому состояние 3 должно быть близко к $7s8s6d$. Переход же $7d \rightarrow 7s$ по крайней мере на три порядка слабее.

Заметим, что с экспериментальной точки зрения легче вторым фотоном возбудить реальное $8s$ -состояние, поскольку сечение резонансного возбуждения гораздо больше. Но тогда становится невозможным резонансный переход $3 \rightarrow 4$: ядро должно получить ровно ту энергию, которая необходима для возбуждения изомера. Поэтому нерезонансным становится переход $3 \rightarrow 4$, и возникающая вследствие этого малость «съедает» выигрыш от резонанса при поглощении второго фотона. Соответственно, его вероятность пропорциональна Γ_4 — ширине уровня 4. Закон же сохранения энергии восстанавливается в результате следующего перехода, например, в основное состояние $7s6d2$. Но это квадрупольный $E2$ переход $7s \rightarrow 6d$, заторможенный на 4–6 порядков величины по сравнению с электрическим дипольным $E1$. Таким образом, состояние 4 никак не может быть основным в оптимальном варианте, а предпочтение следует отдать частично-резонансной накачке, основанной на обратной конверсии.

Приведённые выше качественные соображения полностью подтверждаются расчётами (Karpeshin, Trzhaskovskaya, 2018). Для удобства класси-

фикации второй механизм был условно связан с работой (Morita, 1973), в которой предлагался механизм безрадиационного возбуждения ядра, инициированный созданием дырки во внутренней оболочке. В английской транскрипции он был назван NEET — Nuclear excitation by electronic transition. В русскоязычной литературе встречается название ЯВАП — ядерное возбуждение в атомном переходе. В работе (Karpeshin, Trzhaskovskaya, 2017) показано, что отношение вероятностей двух механизмов составляет:

$$\frac{W_{RC}}{W_{NEET}} = \frac{\Gamma_3}{\Gamma_4} \gg 1.$$

Этим всё сказано. Механизм обратной конверсии (reverse conversion, RC) более вероятен в меру отношения ширин. Уже из энергетики ожидается, что $\Gamma_3 \gg \Gamma_4$. Других принципиальных источников малостей нет. А то, что для ^{229}Th неравенство составляет больше четырёх порядков величины в силу квадрупольного характера вершины Γ_4 , вовсе не случайное обстоятельство: состояний другого типа внизу просто нет. Это как отсутствие возбуждённых $E1$ -уровней в атомных ядрах вблизи основного состояния. А если бы состояние 4 было основным, то его ширину следовало бы обнулить: $\Gamma_4 = 0$. При этом одновременно обнулилась бы и вероятность возбуждения W_{NEET} по резонансному механизму. Неучёт этого аргумента в работе (Porsev et al., 2010) является еще одной фатальной причиной невозможности практической реализации предложенного в ней метода. В свое время он привел к появлению ториевой загадки (Карпешин и др., 2022).

Заключение

Мы на пороге рождения новых лазерно-ядерных технологий. Они будут основаны на резонансном взаимодействии пучков света с ядрами: резонансном поглощении и рассеянии, упругом и неупругом, нелинейных эффектах, таких, как генерация высших гармоник, и других. Чтобы осуществить эти манипуляции с голыми ядрами, необходимо использовать узкие в спектроскопическом смысле, почти монохроматические пучки, со спектральной шириной в пределах ширины ядерной линии. Развитие таких технологий требует знания энергий ядерных переходов и изомеров. Именно такие пучки лягут в основу будущих ядерно-оптических часов.

В то же время можно использовать электронную оболочку как эффективный резонатор, усиливающий воздействие света на ядро. Инструментом для конструирования подобного резонатора является внутренняя и резонансная конверсия. Приведённые выше примеры еще раз демонстрируют, как эффективно можно использовать резонанс для

оптической накачки изомерного состояния ^{229}Th . Резонанс можно использовать в двух измерениях: по степени усиления и для ослабления требований к степени монохроматичности светового пучка. В приведенном выше примере с оптической накачкой Th I удается получить выигрыш в девять порядков величины в уширении линии за счет ВК. В ионах тория можно осуществить резонанс, который даст эффективный выигрыш как по силе взаимодействия — в 150 раз, так и по уширению резонансной линии еще на два порядка величины по сравнению с ВК в нейтральных атомах, и дополнительный выигрыш в два порядка можно получить за счет «слияния» каждого ста зубцов в один. В совокупности в данном примере это составит 5–7 порядков величины.

Благодарность

Авторы признательны Ларсу фон дер Вензе за плодотворные обсуждения.

Литература

- Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б., Витушкин Л. Ф.* О проблемах создания ядерно-оптического стандарта частоты на основе ^{229}Th // Альманах современной метрологии. 2022. Вып. 1. С. 30.
- Karpeshin F. F., Band I. M., Trzhaskovskaya M. B.* 3.5-eV isomer of ^{229}mTh : how it can be produced // Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 654. P. 579.
- Karpeshin F. F., Wycech S., Band I. M., et al.* Rates of transitions between the hyperfine-splitting components of the ground-state and the 3.5 eV isomer in $^{229}\text{Th}^{89+}$. Phys. Rev. 1998. Vol. 57. P. 3085.
- Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya M. B.* A proposed solution for the lifetime puzzle of the $^{229}\text{mTh}^{+}$ isomer // Nucl. Phys. A. 2021. Vol. 1010. P. 122173.
- Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya M. B.* Bound internal conversion versus nuclear excitation by electron transition: Revision of the theory of optical pumping of the ^{229}mTh isomer. // Phys. Rev. 2017. Vol. 95. P. 034310.
- Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya M. B.* Impact of the ionization of the atomic shell on the lifetime of the ^{229}mTh isomer // Nucl. Phys. A. 2018. Vol. 969. P. 173.
- Kraemer S., Moens J., Athanasakis-Kaklamanakis M., et al.* Observation of the radiative decay of the ^{229}Th nuclear clock isomer // arXiv:2209.10276 [nucl-ex]. 2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2209.10276>.
- Morita M.* Nuclear excitation by electron transition and its application to Uranium 235 separation. Prog. Theor. Phys. 1973. Vol. 49. P. 1574.
- Porsev S. G., Flambaum V. V., Peik E., Tamm Chr.* Excitation of the isomeric ^{229}mTh nuclear state via an electronic bridge process in $^{229}\text{Th}^{+}$ // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 182501.
- Seiferle B., von der Wense L., Bilous P. V., et al.* Energy of the ^{229}Th nuclear clock transition // Nature. 2021.
- Von der Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M., et al.* Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition // Nature. 2016. Vol. 47. P. 533.
- Von der Wense L., Chuankun Z.* Concepts for direct frequency-comb spectroscopy of ^{229}mTh and an internal-conversion-based solid-state nuclear clock // Eur. Phys. J. Ser. D. 2020. Vol. 74. P. 146.