Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 8, с. 455 – 460 © 2025 г. 25 октября

Двухфотонный механизм возбуждения экситонных состояний в криокристаллах благородных газов

Д. А. Мызин[+1)], П. В. Борисюк[+], К. Л. Губский[+], Н. В. Диденко[*], Ф. А. Корнеев[+], А. П. Кузнецов[+], Ю. Ю. Лебединский[+×], Ж. М. Наурызбаев[+], С. В. Попруженко[+], Е. В. Ткаля[+∘∇], Е. В. Чубунова[+], В. А. Шилов[+]

[+]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия

[*]ООО "Авеста", 108840 Троицк, Москва, Россия

[×]Московский физико-технический институт, 141701 Москва, Россия

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

[∇]Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2025 г.
После переработки 28 августа 2025 г.
Принята к публикации 11 сентября 2025 г.

Представлены результаты эксперимента по двухфотонному возбуждению экситонных состояний в криокристаллах криптона пятой гармоникой лазерного излучения на длине волны 209 нм. Показано, что двухфотонный механизм возбуждения позволяет получить концентрацию свободных экситонов с энергией возбуждения около 8.4 эВ на уровне 10^{16} см$^{-3}$ при интенсивности излучения в фокусе $\approx 10^{11}$ Вт/см^2. Наблюдаемая широкая линия фотолюминисценции, возникающая при релаксации возбужденных экситонных состояний, покрывает низкоэнергетический изомерный ядерный переход $3/2+(8.4\,\text{эВ}) \to 5/2^+(0.0)$ в ^{229}Th. Приведены аналитические оценки, показывающие, что двухфотонная лазерная генерация экситонных состояний в кристаллах благородных газов может быть использована как новая методика возбуждения ядерного изомерного состояния тория при интенсивности накачки около 10^{11} Вт/см^2.

DOI: 10.31857/S0370274X25100149

Введение. Разработка новых оптических стандартов частоты является одной из наиболее актуальных задач современной метрологии. Цезиевые фонтаны – стандарты частоты, на которых в настоящее время построено определение секунды, показывают недостаточную точность, когда речь заходит об измерениях с относительной неопределенностью порядка 10^{-17}–10^{-19}. Измерения со столь высокой точностью необходимы для проверки ряда фундаментальных физических теорий (гипотеза дрейфа фундаментальных физических констант [1, 2], поиски некоторых типов темной материи [3]), а также для спутниковой навигации, построения гравитационных карт Земли [4, 5] и других практических приложений.

Среди конкурирующих оптических стандартов частоты на передний план в настоящее время выходит стандарт на основе ядерного изомерного перехода с длиной волны $\lambda_{\text{is}} \approx 148$ нм в ^{229}Th [6, 7], который, с одной стороны, сильно экранирован электронными оболочками, а следовательно, влияние различных факторов, вызванных взаимодействием с внешними полями, крайне мало (по оценкам, относительная неопределенность стандарта составляет $\sim 10^{-19}$ [8]), а с другой – доступен для исследования методами оптической лазерной спектроскопии ввиду попадания энергии перехода в диапазон вакуумного ультрафиолета (ВУФ). На данный момент внимание исследователей сконцентрировано, в первую очередь, на изучении возбужденных изомерных ядер ^{229m}Th$(3/2^+, 8.4\,\text{эВ})$, имплантированных в матрицы широкозонных диэлектриков [9, 10], таких, как MgF_2, CaF_2, $LiSrAlF_6$ и другие фторсодержащие соединения [11–14]. При этом в качестве источника ультрафиолетового (УФ) излучения с требуемой длиной волны могут использоваться лазерные системы [11, 12], синхротронные источники [13] или источники монохроматичного излучения на экситонных переходах в криокристаллах благородных газов (криптона, ксенона), часть из которых покрывает диапазон энергий часового перехода в тории-229 [15].

[1)]e-mail: DAMyzin@mephi.ru

В данной работе представлены результаты исследований, посвященных разработке методики резонансного возбуждения ядер тория-229 УФ излучением, испущенным при распаде экситонных состояний в благородных газах. Приведены результаты экспериментов по возбуждению интенсивных линий экситонов в благородных газах при помощи двухфотонного механизма посредством лазерной накачки. Ранее возбуждение ^{229m}Th по двухфотонному механизму не проводилось, однако принципиальная возможность такого процесса возбуждения рассмотрена в работе [16]. Приведены теоретические оценки, позволяющие определить концентрацию экситонов в кристалле и пороговые значения интенсивности накачки, необходимые для достижения существенной концентрации экситонов при двух- и трехфотонном возбуждении.

1. Двухфотонный механизм возбуждения экситонов в благородных газах. Наиболее полное исследование механизмов возбуждения экситонов (как свободных, так и локализованных) в криокристаллах благородных газов было проведено в работах [15, 17], однако основы были заложены в более ранних работах. В частности, в работе [18] описано возможное использование благородных газов в конденсированном состоянии в качестве рабочего тела квантовых генераторов монохроматического излучения в ВУФ области. Усиление достигалось при облучении Xe в жидкой фазе пучком быстрых электронов. При этом на длине волны 176 нм наблюдалась линия люминесценции автолокализованных экситонов. Однако для кристаллического или аморфного ксенона результаты на тот момент не были получены. В дальнейшем было показано, что на автолокализованных экситонах в конденсированных благородных газах, в частности, ксеноне, могут быть успешно построены лазерные системы, также известные как эксимерные лазеры [19]. При этом удельная мощность накачки для осуществления генерации должна составлять ~ 100 МВт/см^3, что возможно при использовании полупроводниковых лазеров.

Позднее, с появлением мощных фемтосекундных лазеров возникла потребность в проверке возможности накачки кристаллических благородных газов по двух-, трех- или многофотонному механизму для генерации монохроматичного излучения в диапазоне ВУФ. В частности, в работе [20] показана возможность возбуждения экситонов в макроскопических, размером $\simeq 1$ см, кристаллах Xe фемтосекундным лазером по многофотонному механизму. Объемная плотность экситонов в рассматриваемом эксперименте составляла около 10^{19} см$^{-3}$. Для других благородных газов экспериментальная реализация многофотонного возбуждения не проводилась, хотя с физической точки зрения данные системы не слишком отличаются друг от друга.

Для расчета параметров лазерного источника, используемого в текущем исследовании, были проведены качественные оценки сечения двух- и трехфотонного возбуждения экситона в криокристалле криптона. Сечение возбуждения для автолокализованного экситона, сходного по свойствам с возбужденным состоянием атома, может быть оценено в приближении атомных переходов $4p \to 5s$ и $4p \to 5p$. Оба перехода относятся к нерезонансным. Для водородоподобного атома сечение возбуждения однофотонного перехода $1s \to_p$ определяется формулой [21]:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{2^{12}\pi^2}{3}\frac{a_0^3}{\lambda}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^6\left(\frac{\omega}{\omega_0}-1\right)^{3/2}. \quad (1)$$

Здесь λ – длина волны излучения, $a_0 = \hbar^2/me^2\kappa$ – атомный радиус, который отличается от боровского множителем $1/\kappa = \sqrt{I_0/I_p}$, I_p – потенциал ионизации атома, $I_0 = 13.6$ эВ – потенциал ионизации атома водорода, $\omega_0 = I_p/\hbar$ – пороговая частота (красная граница фотоэффекта). Сечение, описываемое соотношением (1), отвечает переходу электрона в непрерывный спектр с энергией ε_p на уровне описания межзонного перехода при условии, что ширина верхней зоны достаточно велика. В случае однофотонного процесса число возбуждений в единице объема за время действия импульса τ

$$n_{\text{exc}} = n_0\sigma_1\frac{J}{\hbar\omega}\tau, \quad (2)$$

где J – интенсивность излучения, n_0 – концентрация атомов. Учитывая, что в интересующем нас случае $\omega \approx \omega_0$, можно параметризовать однофотонное сечение (1) следующим образом:

$$\sigma_1 = A\alpha a_0^2, \quad (3)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, а константа $A \approx 10^3$. В отсутствии резонансов обобщение этих выражений на двух- и трехфотонные процессы может быть записано в виде:

$$n_{\text{exc}} = n_0\sigma_K\left(\frac{J}{\hbar\omega}\right)^K\tau,$$

$$\sigma_K = B\alpha^K a_0^2 K/\omega_0^{K-1},\ K = 2,3 \quad (4)$$

с коэффициентом B того же порядка, что A в (3). При этом предполагается, что переходы являются

Таблица 1. Параметры двух- и трехфотонного механизма возбуждения экситонов в криокристаллах благородных газов на примере Kr

	Two-photon process	Three-photon process
Cross-section σ	$2 \cdot 10^{-50}\,\text{cm}^4 \cdot \text{s}$	$10^{-84}\,\text{cm}^6 \cdot \text{s}^2$
Concentration of excitons n_{ext}, estimated by formula (4)	$10^{17}\,\text{cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-3}$
Concentration of excitons estimated from experimental data	$10^{16}\,\text{cm}^{-3}$	—

дипольно-разрешенными, т.е. $4p \to 5p$ для двухфотонного процесса и $4p \to 5s$ для трехфотонного.

Формула (4) позволяет сделать оценки интенсивности и полной энергии лазерного импульса, необходимых для нелинейного возбуждения определенной концентрации экситонов. Однофотонный переход отвечает длине волны $\lambda = 147$ нм. Двухфотонное возбуждение осуществляется пятой гармоникой (ПГ) неодимового лазера с длиной волны $\lambda = 209$ нм и энергией фотона 5.6 эВ. Длительность лазерного импульса составляет $\tau = 400$ фс, энергия в импульсе $W = 4 \cdot 10^{-6}$ Дж, фокусировка осуществляется в пятно поперечником около 100 мкм. Это дает оценку для пиковой интенсивности

$$J_{\max} \approx 10^{11}\,\text{Вт/см}^2. \tag{5}$$

Оценки сечений двух- и трехфотонного процессов, а также соответствующих концентраций экситонов, основанные на параметризации (4), для приведенного выше набора параметров приведены в табл. 1. Концентрация атомов в кристаллическом криптоне $n_0 \approx 10^{22}\,\text{см}^{-3}$. Отметим два существенных обстоятельства. Во-первых, формулы (4) являются оценочными и содержат существенную неопределенность в величине коэффициента B. Эта неопределенность не позволяет оценить концентрации экситонов с точностью, выше, чем 1–2 порядка величины. Приведенные ниже данные эксперимента показывают, что наблюдаемая концентрация оказывается примерно на порядок меньше оценки, приведенной в табл. 1. Во-вторых, пятая гармоника неодимового лазера возбуждает экситон с энергией около 11 эВ, в то время как наблюдаемая флюоресценция отвечает длине волны 147 нм или энергии фотона около 8.4 эВ. Таким образом,первоначально возбужденные за счет двухфотонного $4p \to 5p$ перехода экситоны испытывают быструю безызлучательную релаксацию на нижние уровни, с которых и происходит флюоресценция.

2. Методика и результаты эксперимента. Для работы с криокристаллами была создана экспериментальная установка с возможностью дальнейшей модификации для исследования торийсодержащих образцов. Конструктивно установка разделена на несколько узлов, включающих в себя высоковакуумную систему подготовки образцов (криокристаллов благородных газов) с криогенной системой охлаждения, фемтосекундную лазерную систему и детекторный модуль излучения, отвечающего ПГ лазерной системы. Рост криокристаллов проходил в высоковакуумной камере с остаточным давлением 2×10^{-8} Торр (см. схему на рис. 1a) при давлениях газа до $p = 10^{-1}$ Торр и температурах $T = 5{-}100$ K. Таким образом, в вакуумной камере на поверхности охлаждаемого образца проходило осаждение макроскопического слоя Kr, в котором возбуждались экситоны. Для охлаждения образцов до криогенных температур использовался криостат замкнутого цикла Гиффорда–МакМагона на основе криоголовки CFHT-111-UHV (производитель ООО "Криогенные приборы", Россия), преимуществом которого является независимость от жидкого хладагента (например, жидкого гелия), поскольку его конструкция подразумевает охлаждение за счет циклов сжатия и расширения газообразного рабочего тела (He). Перед проведением экспериментов необходимо захолаживание криостата с выходом на рабочий режим в течение ~ 90 мин.

Возбуждение экситонных состояний в криокристаллах проходило по двухфотонному механизму (см. рис. 1b) при облучении образцов УФ лазерным излучением ПГ (производитель ООО "Авеста", Россия) от источника с генерацией на длине волны 209 нм. Параметры лазера: длина волны 209 нм; длительность импульса 400 фс; фокусировка ~ 100 мкм; частота повторения 10 кГц; средняя мощность пучка на образце 40 мВт. Глубина поглощения излучения 209 нм в кристалле криптона, оцененная по убыванию рассеянного излучения, составляла менее 1 мм, толщина кристалла подбиралась на этом уровне.

Снятие спектров излучения экситонов осуществлялось при помощи дифракционного спектрометра нормального падения, построенного по схеме Пашена–Рунге и позволяющего работать в широком диапазоне длин волн (от УФ области, в том числе ВУФ до видимого света) 1200–8000 Å. Несмотря на широкий диапазон длин волн, калибровка спектрометра благодаря особенностям конструкции (высо-

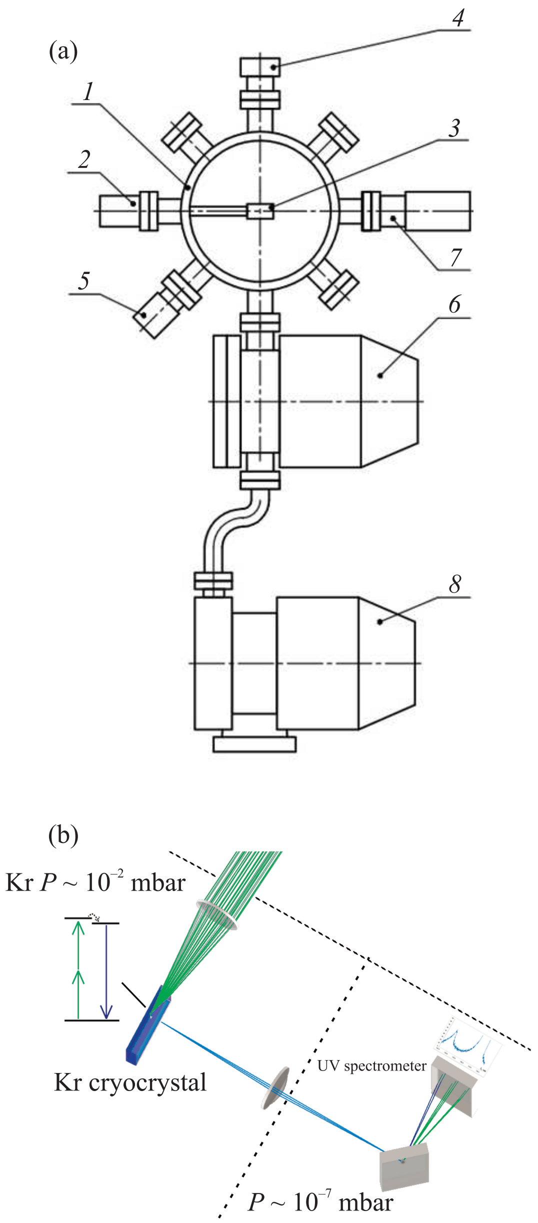

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематичное изображение высоковакуумной системы подготовки криокристаллов на основе благородных газов для генерации излучения в ВУФ диапазоне, в том числе: *1* – вакуумная камера; *2* – держатель образца от криостата; *3* – место для установки образца тория-229; *4* – порт для ввода излучения с оптическим окном; *5* – порт для детектора ВУФ излучения; *6* – турбомолекулярный насос; *7* – порт для канального электронного умножителя; *8* – форвакуумный насос. (b) – Схема возбуждения и последующей регистрации экситонных состояний при взаимодействии лазерного излучения с криокристаллом Kr

кая степень точности при определении центральной длины волны по градусному лимбу) может осуществляться по реперным линиям (таким, как линии излучения Xe, Hg или Ne лампы).

Осаждение макроскопических слоев Kr производилось на полированную бескислородную медную подложку с золотым покрытием толщиной 1 мкм. Рост толстых пленок Kr производился в широком интервале температур $T = 5{-}100$ K при давлениях благородного газа в интервале $10^{-1} \div 10^{-3}$ Торр. При криогенных температурах остаточные газы из атмосферы непрерывно осаждались на поверхность образца, формируя многочисленные примеси. При постоянной подаче газа в вакуумную камеру их влияние невелико, однако в случае прекращения его подачи на поверхности кристалла формировалась пленка достаточной толщины для создания препятствий при регистрации сигнала. Поэтому в рамках проводимых экспериментов параметры подачи газа в камеру подбирались таким образом, чтобы достигалось динамическое равновесие, когда испарение криптона с поверхности образца уравновешивалось его осаждением.

При росте кристаллов появлялись спектры локализованных экситонов (см. рис. 2), свидетельствовавшие о нарушении кристалличности пленок. Визуально при этом кристаллы представляли собой матовые аморфные структуры. При отжиге при температурах около 95–100 K пленки становились оптически прозрачными, что качественно говорило об улучшении степени кристалличности.

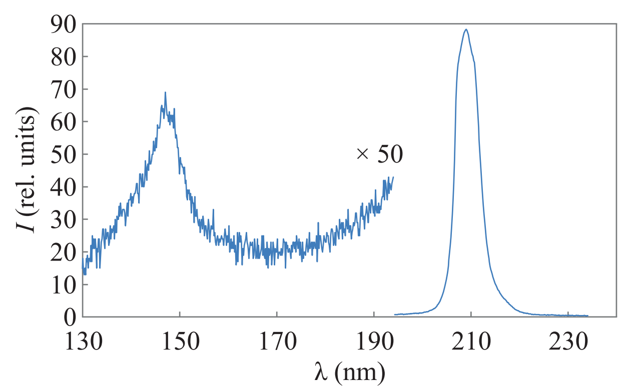

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр локализованных экситонов с центральной длиной волны в области 147 нм, полученный при облучении фемтосекундным лазером с $\lambda = 209$ нм кристалла криптона при температуре 90 K

На рисунке 2 показан спектр излучения, демонстрирующий интенсивный экситонный пик в области длин волн 135–155 нм. Отношение интегральной интенсивности излучения экситонов к интенсивности спектральной линии лазера накачки составило 5 %. Эта величина позволяет оценить полную энергию возбужденных экситонов и их концентрацию $n_{\mathrm{exc}} \approx 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Эта оценка примерно на порядок ниже той, которая следует из формулы (4) (см. табл. 1), что, скорее всего, объясняется значительной неопределенностью коэффициента B, а также грубостью оценки глубины поглощения лазерного излучения в кристалле. Полученные результаты позволяют говорить о том, что при построении схемы усиления с резонатором на плоских зеркалах генерация может быть достигнута в данном диапазоне длин волн, покрывающим область энергий возбуждения ядерного изомерного перехода. Тем не менее данная линия является недостаточно узкой и для практических приложений (в том числе возбуждения часового перехода в тории) требует использования внешнего резонатора для сжатия спектральной плотности энергии.

3. Заключение. В работе описаны результаты экспериментов, проведенных на лабораторном макете стандарта частоты нового поколения на основе ядерного изомерного перехода в тории-229. Описан новый подход к реализации лазерной системы для возбуждения аномального низколежащего ядерного изомерного состояния в изотопе тория-229, основанной на распаде локализованных экситонов в кристалле Kr. В рамках проведенных исследований представлена методика осаждения кристаллического Kr с возможностью дальнейшего использования в качестве рабочего тела для источника монохроматичных фотонов в диапазоне длин волн 135–155 нм, проведены теоретические оценки эффективности двух- и трехфотонного процесса возбуждения экситонов, сделаны выводы о степени кристалличности получаемых пленок.

Сравнение оценок эффективности двух- и трехфотонного процесса возбуждения показало, что достижение концентрации экситонов на уровне $10^{16}{-}10^{17}\,\text{см}^{-3}$ легче осуществить, если проектировать лазерную систему, рассчитанную на двухфотонный процесс, так как требуемая интенсивность при этом не превышает $J \approx 10^{11}\,\text{Вт/см}^2$, что примерно на 2 порядка ниже значения, необходимого для реализации трехфотонного механизма. При этом для будущих экспериментов с ^{229}Th критичны не только концентрация локализованных экситонов, но и эффективный объем кристалла, затрагиваемый механизмом возбуждения. Теоретические расчеты показывают, что при энергии в импульсе $W \approx 10^{-6}$ Дж, поперечном размере фокуса 100 мкм и интенсивности $J \approx 10^{11}\,\text{Вт/см}^2$, энергия, поглощаемая на единицу длины за счет возбуждения экситонов, оценивается как $dW/dx \approx 10^{-6}$ Дж/см, что дает для глубины проникновения около 1 мм. При этом за один импульс будет наблюдаться $N_{\mathrm{exc}} \simeq 0.1W/\hbar\omega_0 \approx 10^{11}$ экситонов. Исходя из этой оценки, для усредненного потока фотонов в мишени получается значение $N_\gamma \approx 10^{16}\,\text{с}^{-1}$ при частоте повторения лазерных импульсов 10 кГц. Это на 6–7 порядков выше потока, который достигается при облучении криокристалла Kr УФ лампой. Время жизни экситона в кристалле Kr при температурах 90 K составляет примерно 20 нс, что соответствует ширине линии излучения на уровне $\Delta\omega_{\mathrm{ph}} \simeq 10^{-8}$ эВ. Эффективное сечение фотовозбуждения ядерного изомера $^{229\mathrm{m}}\mathrm{Th}(3/2^+, 8.4\,\text{эВ})$, радиационная ширина которого составляет $\Gamma_{\mathrm{is}}^{\mathrm{rad}} \simeq 3\times 10^{-9}$ эВ, есть

$$\sigma_{\mathrm{eff}} \simeq \frac{\lambda_{\mathrm{is}}^2}{2\pi}\frac{\Gamma_{\mathrm{is}}^{\mathrm{rad}}}{\Delta\omega_{\mathrm{ph}}}\frac{\Delta\omega_{\mathrm{ph}}}{\Delta\omega_{\mathrm{exc}}} \simeq 10^{-27}\,\text{см}^2.$$

Здесь фактор $\omega_{\mathrm{ph}}/\Delta\omega_{\mathrm{exc}}$ появился вследствие большой ширины самого спектра экситонов $\Delta\omega_{\mathrm{exc}} \simeq \simeq 0.014$ эВ. В результате, при полном числе ядер ^{229}Th в мишени 3.6×10^{14} (1 кБк) получаем следующую скорость образования изомерных ядер по каналу фотовозбуждения $N_{\mathrm{is}} \simeq 10^3\,\text{с}^{-1}$.

При работе с непрозрачными на длине волны 148 нм соединениями Th возможен и другой канал возбуждения ядер ^{229}Th. Ширина запрещенной зоны, например, в $^{229}\mathrm{ThO}_2$ составляет 6.3 эВ. Фотоны с энергией 8.4 эВ ионизуют оксид тория, после чего выбитые с атомных орбиталей Th электроны возвращаются обратно и возбуждают ядра ^{229}Th на изомерное состояние 8.4 эВ в процессе обратной внутренней электронной конверсии (ОВЭК) [22, 23]. Сечение этого процесса

$$\sigma_{\mathrm{RIC}} \simeq \frac{\lambda_e^2}{2\pi}\frac{\Gamma_{\mathrm{is}}^{\mathrm{conv}}}{\Delta\omega_{\mathrm{exc}}} \simeq 10^{-22}\,\text{см}^2,$$

т.е. на 5 порядков больше сечения фотовозбуждения вследствие существенно большей конверсионной ширины ядерного состояния $3/2^+(8.4\,\text{эВ})$ $\Gamma_{\mathrm{is}}^{\mathrm{conv}} \simeq \simeq 5\times 10^{-10}$ эВ (λ_e – длина волны резонансного электрона с энергией 2.1 эВ). Поэтому в экспериментах с мишенями типа $^{229}\mathrm{ThO}_2$ можно ожидать относительно высокого выхода возбужденных ядер ^{229}Th. Все это делает работу над экситонным источником фотонов с энергией 8.4 эВ весьма перспективным направлением, особенно с учетом низкой стоимости и доступности необходимого оборудования.

Авторы выражают признательность научному сотруднику Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук А. П. Шевелько за разработку и изготовление оптического спектрометра на ВУФ диапазон.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление # 6 "Ядерная и радиационная физика" и при поддержке гранта Российского научного фонда 24-12-00053 по теме "Спектроскопия уникального низколежащего изомерного состояния в тории-229 для создания квантового стандарта времени и частоты на базе ядерного перехода".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. V. Flambaum, Phys. Rev. Lett. **97**(9), 092502 (2006).
2. W. G. Rellergert, D. DeMille, R. R. Greco, M. P. Hehlen, J. R. Torgerson, and E. R. Hudson, Phys. Rev. Lett. **104**, 200802 (2010).
3. M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, and C. W. Clark, Rev. Mod. Phys. **90**, 025008 (2018).
4. P. Delva, H. Denker, and G. Lion, in *Relativistic Geodesy, Foundations and Applications, Fundamental Theories of Physics*, Springer, Cham (2019), v. 196.
5. T. Mehlstaubler, G. Grosche, C. Lisdat, P. O. Schmidt, and H. Denker, Rep. Prog. Phys. **81**, 064401 (2018).
6. E. V. Tkalya, V. O. Varlamov, V. V. Lomonosov, and S. A. Nikulin, Phys. Scr. **53**, 296 (1996).
7. E. Peik, Chr. Tamm Europhys. Lett. **61**, 181 (2003).
8. C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko, Phys. Rev. Lett. **108**(12), 120802 (2012).
9. Е. В. Ткаля, Письма в ЖЭТФ **71**, 449 (2000).
10. E. V. Tkalya, A. N. Zherikhin, and V. I. Zhudov, Phys. Rev. C **61**, 064308 (2000).
11. J. Tiedau, M. V. Okhapkin, K. Zhang et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **132**(18), 182501 (2024).
12. S. V. Pineda, P. Chhetri, S. Bara et al. (Collaboration), Phys. Rev. Res. **7**(1), 013052 (2025).
13. R. Elwell, C. Schneider, J. Jeet, J. E. S. Terhune, H. W. T. Morgan, A. N. Alexandrova, H. B. Tran Tan, A. Derevianko, and E. R. Hudson, Phys. Rev. Lett. **133**(1), 013201 (2024).
14. T. Hiraki, K. Okai, M. Bartokos et al. (Collaboration), Nat. Commun. **15**, 5536 (2024).
15. А. Н. Огурцов, *Модификация криокристаллов электронными возбуждениями: Монография*, НТУ ХПИ, Харьков (2009).
16. H. Xu, H. Tang, G. Wang, C. Li, B. Li, P. Cappellaro, and J. Li, Phys. Rev. A **108**(2), L021502 (2023).
17. D. Varding, I. Reimand, and G. Zimmerer, Phys. Stat. Sol. (b) **185**(1), 301 (1994).
18. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, А. Г. Молчанов, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич, Известия АН СССР. Серия физическая **37**(4), 494 (1973).
19. А. Г. Молчанов, Квантовая электроника **33**(1), 37 (2003).
20. M. Pettersson, R. Zadoyan, J. Eloranta, N. Schwentner, and V. A. Apkarian. J. Phys. Chem. A **106**(36), 8308 (2002).
21. В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган, *Задачи по квантовой механике*, Наука, М. (1981).
22. V. I. Goldanskii and V. A. Namiot, Phys. Lett. B **62**, 393 (1976).
23. В. Ф. Стрижов, Е. В. Ткаля, ЖЭТФ **99**, 697 (1991).