

К 100-летию КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ. СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Двухфотонная лазерная генерация экситонных состояний в криокристаллах криптона как метод возбуждения аномального низкоэнергетического изомерного ядерного состояния в изотопе Тория-229*

П.В. Борисюк, Д.А. Мызин, К.Л. Губский, Н.В. Диденко, Ф.А. Корнеев,
А.П. Кузнецов, Ю.Ю. Лебединский, Ж.М. Наурызбаев,
С.В. Попруженко, Е.В. Чубунова, В.А. Шилов, Е.В. Ткаля

Дан краткий обзор основных мировых тенденций в области прикладных исследований, направленных на разработку оптического стандарта времени и частоты нового поколения на основе аномального низколежащего изомерного состояния в ядре ^{229}Th . Представлены результаты пионерских исследований, посвящённых разработке оригинальной методики резонансного возбуждения ядер ^{229}Th ультрафиолетовым излучением, испущенным при распаде экситонных состояний в криокристаллах ксенона и криптона.

Ключевые слова: ^{229}Th , ядерный изомерный переход, криокристаллы, Кг, двухфотонный механизм возбуждения, лазерная генерация

PACS numbers: 06.30.Ft, 23.20.Lv, 71.35. – y

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.12.040103>

Содержание

1. Введение (1077).
 2. Возбуждение ядра ^{229}Th по каналу обратной электронной конверсии (1079).
 3. Двухфотонный механизм возбуждения экситонов в криокристаллах благородных газов (1080).
 4. Заключение (1083).
- Список литературы (1084).

П.В. Борисюк^(1,а), Д.А. Мызин^(1,б), К.Л. Губский⁽¹⁾,
Н.В. Диденко⁽²⁾, Ф.А. Корнеев⁽¹⁾, А.П. Кузнецов⁽¹⁾,
Ю.Ю. Лебединский^(1,3), Ж.М. Наурызбаев⁽¹⁾, С.В. Попруженко⁽¹⁾,
Е.В. Чубунова⁽¹⁾, В.А. Шилов⁽¹⁾, Е.В. Ткаля^(1,4,5)

⁽¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ ООО "АВЕСТА",
ул. Физическая 11, 108840 Троицк, Москва,
Российская Федерация

⁽³⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный,
Московская обл., Российская Федерация

⁽⁴⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Институт проблем безопасного развития
атомной энергетики РАН,
ул. Большая Тульская 52, 115191 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(а) pvborisjuk@mephi.ru, ^(б) damyzin@mephi.ru

Статья поступила 17 февраля 2026 г.

1. Введение

Одним из значимых достижений в физике в 2024 г. считается прорыв в исследованиях свойств первого возбуждённого состояния в ядре ^{229}Th . Итогом многолетнего поиска значения энергии перехода, свойства которого были предсказаны в работе [1], стала серия блестящих экспериментов 2023–2024 гг. [2–7], которая дала наконец ответ на вопрос об энергии (E_{is}), каналах и периоде полураспада ($T_{1/2}$) этого необычного состояния.

Полученные результаты стали итогом огромных усилий нескольких экспериментальных групп [8–11] на протяжении более чем тридцати лет. Первоначально изомерные ядра $^{229\text{m}}\text{Th}$ в экспериментах [8–11] получали при α -распаде ^{233}U (рис. 1), а энергию низколежащего состояния определяли из анализа сопровождающих α -распад гамма-переходов в дочернем ядре ^{229}Th . Новый подход к проблеме был продемонстрирован физиками на установке ISOLDE в CERN [2]. Эксперимент [2] принципиально отличался от предыдущих тем, что во-первых, теперь изомер $^{229\text{m}}\text{Th}$ получали при β^- -распаде ^{229}Ac (см. рис. 1), а во-вторых, и это главное, ядра ^{229}Ac имплантировались в кристалл CaF_2 — диэлектрик с большой шириной запрещённой зоны. В таком диэлектрике распад $^{229\text{m}}\text{Th}$ по каналу внутренней электронной конверсии (основной

* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 17 декабря 2025 г. (см. УФН 196 (9) 1076 (2026)).

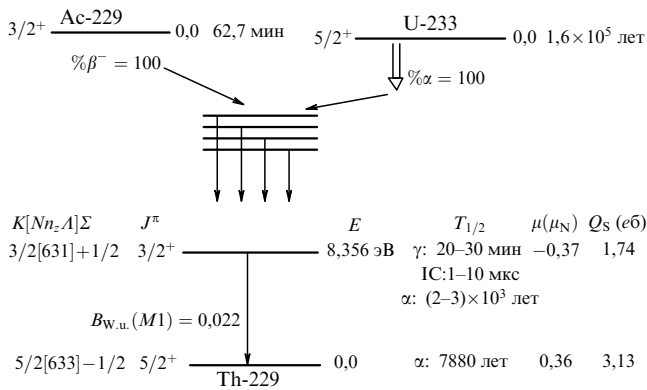


Рис. 1. Схема дублета уровней в ядре Th-229. $K[Nn_zA]\Sigma$ — квантовые числа в модели Нильссона. Приведены экспериментальные значения магнитных моментов состояний μ в ядерных магнетонах μ_N , спектроскопические квадрупольные моменты Q_S , приведённая вероятность ядерного перехода в единицах Вайскопфа $B_{W.u.}$.

канал распада ^{229m}Th в атоме [12]) энергетически запрещён [13, 14], и ядро переходит в основное состояние с излучением фотона (гамма-кванта) с энергией $\hbar\omega_\gamma = E_{is}$. Полученное в [2] значение $E_{is} = 8,338 \pm 0,024$ эВ позволило сузить диапазон неопределённости до размера, приемлемого для последующего сканирования лазерным лучом.

Идея с γ -распадом ^{229m}Th в широкозонном диэлектрике была предложена в 2000-м г. в работах [13, 14]. В эксперименте она впервые была опробована группой Э. Хадсона [15], которая разработала мишени с высокой концентрацией ядер ^{229}Th в кристаллах LiCaAlF_6 и LiSrAlF_6 . Далее кристаллы $^{229}\text{Th}:\text{LiSrAlF}_6$ использовались для поиска прямого фотовозбуждения изомера лазерным излучением. Общепринятое значение энергии уровня в то время составляло $7,8 \pm 0,5$ эВ [10]. И хотя авторы работы [15] провели измерения вплоть до 8,8 эВ, резонансное поглощение излучения ядром обнаружено не было. Одновременно с описываемыми выше исследованиями проводилось изучение возможности возбуждения ядер тория-229, имплантированных в матрицу SiO_2 [16–21]. Оригинальная методика электрохимического осаждения тория для подготовки мишеней [22–24], разработанная в рамках данных исследований, показала высокую эффективность по сравнению с результатами других научных групп. Однако при имплантации SiO_2 ^{229}Th в запрещённой зоне диэлектрика появляются состояния, на которых проходит возбуждение ядер по каналу внутренней электронной конверсии, а канал с испусканием фотона оказывается подавлен.

Уменьшение неопределённости в величине энергии изомерного состояния в 20 раз в эксперименте CERN [2] по сравнению с работой [10] позволило группам [3, 4] относительно быстро просканировать новый диапазон энергий с помощью перестраиваемых ВУФ-лазеров, настроиться на ядерный переход с точностью до ширины лазерной линии и резонансно возбудить ядра ^{229}Th . Обе работы выполнены с ядрами ^{229}Th , имплантированными в кристалл с большой шириной запрещённой зоны. В работе групп Э. Пайка (E. Peik) и Т. Шумма (T. Schumm) [3] на кристалле $^{229}\text{Th}:\text{CaF}_2$ для длины волны излучения была получена величина 148,3821(5) нм, т.е., приблизительно 8,35573(3) эВ, а в работе группы Э. Хадсона [4] на кристалле $^{229}\text{Th}:\text{LiSrAlF}_6$ — на порядок более точное значение

$E_{is} = 8,355733(2)_{\text{stat}}(10)_{\text{sys}}$ эВ (2020407,3(5) $_{\text{stat}}(3)_{\text{sys}}$ ГГц). Наконец, в эксперименте [7] группам Э. Хадсона (E. Hudson) и Дж. Йе (J. Ye) удалось возбудить ядра ^{229}Th лазерным ВУФ-излучением в тонкой плёнке $^{229}\text{ThF}_4$, ширина запрещённой зоны в которой оказалась близкой к 10 эВ. Найденная резонансная частота составила 2020406,8(4) $_{\text{stat}}(30)_{\text{sys}}$ ГГц на подложке MgF_2 и 2020409,1(7) $_{\text{stat}}(30)_{\text{sys}}$ ГГц на подложке Al_2O_3 .

Качественный скачок — улучшение точности ещё на 5 порядков — был сделан в совместной работе групп П.Г. Тириольфа (P.G. Thirolf), Т. Шумма (T. Schumm) и Дж. Йе (J. Ye) [6]. Авторы использовали частотную гребёнку ВУФ-области для прямого фотовозбуждения ядра в кристалле $^{229}\text{Th}:\text{CaF}_2$. Им удалось прописать компоненты квадрупольной структуры основного и изомерного состояний, измерив энергии всех пяти магнитодипольных переходов между подуровнями дублета ядерных состояний (усреднённое значение частоты ядерного перехода составило 2020407,384335(2) ГГц), а также установить с помощью ВУФ-гребёнки частотную связь между ядерным переходом в ^{229}Th и электронным переходом в атомных часах на ^{87}Sr . Тем самым в работе [6] фактически продемонстрирован прообраз первого экспериментального образца твердотельных ядерных часов.

Создание ядерных ториевых часов и ядерного стандарта частоты [25–29] может существенно ускорить гонку за точностью измерения времени и вывести её на уровень, недоступный в настоящее время для атомных часов. Причина проста — ядро укрыто от внешней среды электронной оболочкой и поэтому защищено от влияния химического окружения. А от этого напрямую зависит стабильность часового ядерного перехода. Например, измерения [5] показали, что в ионе $^{229}\text{Th}^{3+}$ отношение ширины ядерной линии $\Delta\omega_\gamma$ к энергии изомерного перехода $\Delta\omega_\gamma/\omega_\gamma$ составляет рекордные 4×10^{-20} . А учитывая наличие ВУФ-гребёнок для связи ядерного перехода в тории с оптическими переходами в уже существующих атомных часах, легко объяснить высокую активность исследований в этом направлении [30–34].

Однако широкий интерес к изомеру ^{229m}Th не исчерпывается разработкой сверхточных ядерных часов. Ещё одной прикладной задачей можно считать создание γ лазера оптического диапазона на основе ядерного изомерного магнитодипольного перехода $3/2^+(E_{is}) \rightarrow 5/2^+(0,0)$ в ^{229}Th [35, 36]. Технически эта задача близка к твердотельному варианту ядерных часов. Обе разработки станут технологическим прорывом в метрологии.

Низколежащий изомер ^{229m}Th представляет интерес для целого ряда областей физики. С его помощью можно исследовать эффекты, связанные с нарушением принципа эквивалентности Эйнштейна и нарушением локальной лоренц-инвариантности [37], изучать относительное изменение постоянной тонкой структуры $e^2/\hbar c$ и параметра сильного взаимодействия m_q/Λ_{QCD} [38–43], искать тёмную материю [44], исследовать процесс распада и возбуждения ядра через электронный мост [12, 25, 45–50], ускорять α -распад ядра ^{229}Th через изомерное состояние [51], управлять γ распадом изомера ^{229m}Th введением специальных граничных условий (эффект Парселла) на границах раздела сред [52], наблюдать эффект Мёссбауэра в оптическом диапазоне [35] и экзотический распад основного состояния ^{229}Th в изомерное в мюонном атоме $(\mu_{1S_{1/2}}^{229}\text{Th})^*$ [53], реализовать источник ядерного света на эффекте возбуждения ^{229}Th электрическим

током при неупругом рассеянии электронов на ядрах [54, 55], исследовать распад ^{229m}Th в ридберговском атоме [56] и в анионе $^{229m}\text{Th}^-$ [57], возбуждать изомер поверхностными плазмонами [58], наблюдать конверсию на электронах проводимости в металле [59]. Кроме того, в связи с недавним созданием непрерывного лазера мощностью 100 нВт в области 148,4 нм [60, 61] актуальными становятся исследования когерентных процессов взаимодействия лазерного излучения с атомно-ядерной системой ^{229m}Th [62] и многое др.

Параметры самого дублета уровней и перехода между ними в настоящее время достаточно хорошо известны благодаря наблюдениям распада изомера ^{229m}Th по каналу внутренней электронной конверсии [63–65] и детальным измерениям магнитного дипольного и квадрупольного моментов изомерного уровня в работе [66], и зарядового радиуса изомера ^{229m}Th в работе [67].

Различные метрологические аспекты ториевой задачи уже не раз были подробно изложены в обзорах профессиональных метрологов [68, 69]. Останавливаться подробно на этих вопросах не будем, а рассмотрим лишь некоторые интересные физические задачи, связанные с необычными свойствами низколежащего дублета уровней в ядре ^{229}Th .

2. Возбуждение ядра ^{229}Th по каналу обратной электронной конверсии

Ввиду накопления существенного объёма данных, описывающих параметры ядерного изомерного перехода, в настоящее время внимание исследователей переключается с фундаментальных задач, связанных с исследованием свойств рассматриваемого перехода, на прикладные задачи [70], в том числе стандарт частоты и гамма-лазер на ядерном переходе в ^{229}Th . Одна из перспективных концепций, описанных в работе [71], предполагает использование в качестве источника фотонов для резонансного возбуждения ядра тория-229 структур на основе кристаллов Хе или Кг. В этих кристаллах могут возбуждаться экситоны (свободные и локализованные), при этом для Хе и Кг энергия таких возбуждений приблизительно совпадает с энергией перехода в ^{229}Th [72, 73]. Поэтому при распаде экситонов в таких кристаллах могут излучаться фотоны на длине волны, отвечающей энергии рассматриваемого перехода, что приведёт к резонансному возбуждению ядер.

В описываемой выше работе [71] рассматривается возможность двухфотонной накачки экситонов фемтосекундным лазерным излучением, однако экситоны возможно возбудить и другими способами. В частности, результаты, приведённые ниже, показывают, что возбуждение экситонов с последующей релаксацией на длине волны, отвечающей изомерному переходу в ^{229}Th , происходит и при облучении ультрафиолетовой лампой. В экспериментах, проведённых на базе электронного спектрометра XSAM-800 Kratos, осуществлялся рост макроскопических слоёв кристаллического Хе на торийсодержащей подложке с последующим облучением полученных структур ультрафиолетовым источником. Рост кристаллов проходил в диапазоне температур 20–60 К при давлениях $p = 1 \times 10^{-3}$ Торр. Захолаживание системы до криогенных температур осуществлялось проточным гелиевым криостатом-штоком, изготовленным Cryotrade engineering, с возможностью поддержания

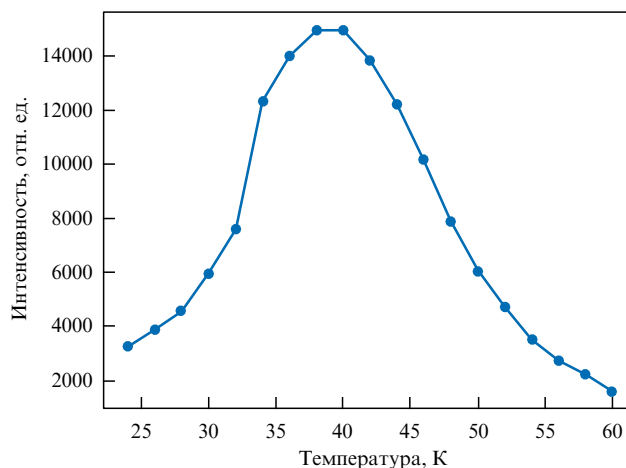


Рис. 2. Интенсивность счёта вторичных электронов в зависимости от температуры криокристалла Хе.

температуры до 4 К. Температура контролировалась термодатчиком DT-670A-SD. Ультрафиолетовый спектрометр с ПЗС-матрицей Hamamatsu S7031-0906, с которого удалялось защитное стекло, ограничивающее спектральный диапазон, использовался для снятия спектров, возникающих при распаде экситонных состояний. Дополнительно в системе регистрации сигнала использовался вторично-электронный умножитель (ВЭУ), активная поверхность которого покрывалась сцинтилляционной плёнкой CsI для обеспечения чувствительности не только к электронному излучению, но и к фотонам в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ).

В качестве торийсодержащего образца использовалась плёнка ThO_2 . Ширина запрещённой зоны для этого соединения составляет 6 эВ. Следовательно, при возбуждении ядра релаксация будет проходить с образованием конверсионного электрона [65]. Канал релаксации с выходом фотона в данном случае существенно подавлен. В данном случае регистрация возбуждения ядерного изомерного перехода шла по интенсивности вторичных электронов, вылетающих из образца. Причем вероятность возбуждения ядра в случае конверсионного канала распада возрастает. Были проведены измерения интенсивности вторичных электронов при изменении температуры образца ThO_2 с плёнкой кристаллического Хе в интервале температур 20–60 К. Результаты приведены на рис. 2.

Измерения проводились с помощью ВЭУ при непрерывном облучении образца ВУФ излучением с постоянной интенсивностью и монотонным увеличением температуры от 24 до 60 К с шагом 2 К. На полученном спектре наблюдается явно выраженный максимум в районе 38 К. При этом в литературе [72] отмечено, что этой температуре соответствует энергия экситонов 8,34 эВ. Разрешение полученного пика составляет 0,024 эВ. Полученные данные в пределах погрешности измерений спектрометра и температуры соответствуют значению энергии ядерного перехода $E_{is} = 8,355733(2)_{\text{stat}}(10)_{\text{sys}}$ эВ [4].

Проведём теоретические расчёты для заданных параметров энергии экситонов ($E_{\text{exc}} = 8,3\text{--}8,4$ эВ) с пиком шириной 0,024 эВ и интенсивностью 10^4 импульсов в секунду. Как будет показано ниже, зарегистрированные электроны могут образоваться по конверсионному каналу распада изомерного состояния ^{229m}Th ($3/2^+$,

8,355 эВ). В эксперименте используется тонкая мишень из оксида тория $^{229}\text{ThO}_2$ площадью $S = 1 \text{ см}^2$. Альфа-активность ^{229}Th в мишени составляет 10^5 Бк, что соответствует $N_{\text{gr}} = 3,6 \times 10^{16}$ ядер ^{229}Th в основном состоянии.

Генерация экситонов проходила при облучении кристаллического ксенона светом ВУФ-лампы. Ток фотоионизации составил 1 нА или $6,2 \times 10^9$ электронов с^{-1} . При вероятности образования экситона, близкой к 1 и практически полной трансформации экситонов в фотоны, получим источник в $n_\gamma = 6,2 \times 10^9$ фотонов с^{-1} при измеренной ширине спектра $\Delta = 0,024$ эВ. Ширина запрещённой зоны в ThO_2 составляет 6,3 эВ. Фотоны с энергией $E_{\text{exc}} = 8,3\text{--}8,4$ эВ ионизируют оксид тория, после чего выбитые с атомных орбиталей Th электроны возвращаются обратно и возбуждают ядра ^{229}Th на изомерное состояние 8,355 эВ в процессе обратной внутренней электронной конверсии (ОВЭК). Ввиду большой величины потенциала ионизации кислорода (13,6 эВ) и близости ширины запрещённой зоны ThO_2 к энергии ионизации атома Th в 6,1 эВ, предполагаем, что источником фотоэлектронов в процессе поляризации становятся атомные оболочки тория-229, а не кислорода. Другие механизмы образования изомера $^{229\text{m}}\text{Th}$, включая фотовозбуждение и неупругое рассеяние электронов, имеют много меньшие сечения (см. ниже) и не могут играть существенную роль в наработке изомеров в данном эксперименте.

Оценим сечение ОВЭК. Период полураспада $^{229\text{m}}\text{Th}$ в атоме Th по каналу внутренней конверсии составляет 10^{-6} с. Это означает, что конверсионная ширина изомерного состояния Γ_c равна 5×10^{-10} эВ. При потенциале ионизации 6,3 эВ энергия резонансных электронов в непрерывном спектре составляет 2 эВ, скорость $v_e = 2,8 \times 10^{-3}c$, а длина волны $\lambda_e = 8,6 \times 10^{-8}$ см. В результате сечение процесса ОВЭК есть $\sigma_{\text{ОВЭК}} = (\lambda_e/2)^2 \times \Gamma_c/\Delta = 6,6 \times 10^{-23} \text{ см}^2$.

Исходя из предположения, что из всех излучённых в телесном угле 4π фотонов пересекает мишень половина, получим для числа возбуждённых ядер в единицу времени значение $n_{\text{is}} = N_{\text{gr}}\sigma_{\text{ОВЭК}}n_\gamma/2S = 0,7 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$. Скорость образования изомеров в процессе фотовозбуждения оценивается следующим образом: радиационная ширина изомерного уровня составляет примерно 3×10^{-19} эВ. Длина волны фотонов с энергией 8,355 эВ $\lambda_\gamma = 148,38$ нм. Эффективное сечение фотовозбуждения ядра ^{229}Th $\sigma = 6,6 \times 10^{-28} \text{ см}^2$. В результате $n_{\text{is}} = 0,07 \text{ с}^{-1}$, и процесс фотовозбуждения не способен дать необходимый выход изомерных ядер $^{229\text{m}}\text{Th}$.

Теоретически возможен механизм неупругого рассеяния электронов на ядрах ^{229}Th , однако в описываемой системе он не работает, поскольку энергия электронов ионизации недостаточна для возбуждения ядра.

Таким образом, полученные в рамках описанного эксперимента результаты свидетельствуют о регистрации распада состояния $^{229\text{m}}\text{Th}$ через канал ОВЭК.

3. Двухфотонный механизм возбуждения экситонов в кристаллах благородных газов

В рамках продолжения исследований, начатых в работе [71], проведена серия экспериментов по возбуждению экситонных состояний в кристаллах Кг фемтосекундным лазерным излучением, генерируемым лазером

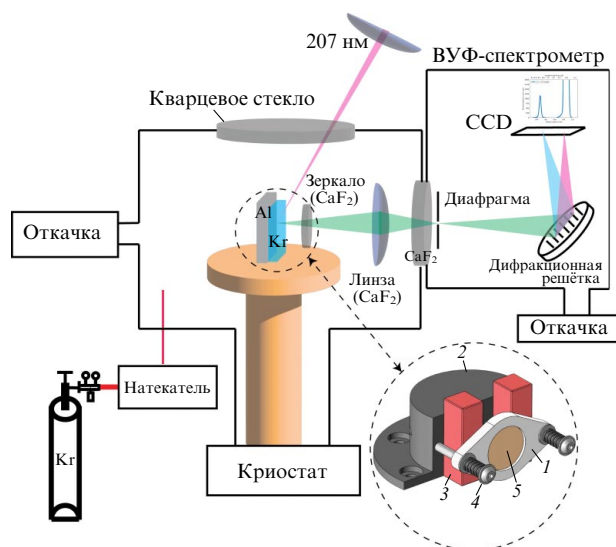


Рис. 3. Схема экспериментальной установки с использованием резонатора. 1 — фторопластовая теплоизоляционная оправка, 2 — глухое зеркало, 3 — керамическая концевая мера длины КМД 00, 4 — пружинный механизм, 5 — полупрозрачное зеркало.

производства ООО "АВЕСТА" с центральной длиной волны $\lambda = 207$ нм, длительностью импульса $\tau = 220,6(1)$ фс, частотой повторения $\nu = 15$ кГц и средней мощностью $P = 37$ мВт. Радиус пятна фокусировки излучения составлял $R_0 = 100$ мкм. При таких параметрах лазерных импульсов их энергия составляет приблизительно 2 мкДж, а пиковая интенсивность достигает значений $J_0 \approx 10^{11}$ Вт см^{-2} . Длина Релея $z_R = \pi R_0^2/\lambda \approx 0,6$ см. В эксперименте, выполняемом как с использованием, так и без использования резонатора, лазерный пучок падал на образец под углом $\theta \sim 45^\circ$. Размер входной щели спектрометра составлял $d_s = 100$ мкм.

Использовался резонатор толщиной $d_r = 1$ см на длину волны 148 нм с глухим зеркалом из алюминия и полупрозрачным зеркалом из CaF_2 . Плоскопараллельность зеркал обеспечивалась за счёт использования керамических концевых мер длины класса 00 (КМД 00). Целостность сборки в широком диапазоне температур от 20 до 300 К обеспечивалась за счёт использования пружинного механизма. Чтобы избежать осаждения газа на поверхность полупрозрачного зеркала, использовалась фторопластовая теплоизоляционная оправка. Схема охлаждаемого резонатора показана на рис. 3. Цель данной работы состоит в изучении механизмов сужения линии экситонов и проверке гипотезы о появлении генерации излучения или суперлюминесценции в ВУФ диапазоне при использовании резонатора.

Для данного резонатора можно оценить порог генерации. Для оценки пренебрежем рассеянием и поглощением и будем считать, что основным источником потерь являются полезные потери на излучение. Тогда для коэффициентов отражения зеркал $R_1 = 1$ и $R_2 = 0,1$ и условия равенства усиления и потерь пороговый коэффициент усиления за проход $G_p = 10$. Этот коэффициент, исходя из удвоенной толщины активной среды за проход, будет равен:

$$G_p = \exp(2 \ln \sigma_0), \quad (1)$$

где $l \approx 100$ мкм — толщина накачиваемой области, $\sigma_0 \approx 10^{-15}$ см² — сечение усиления. Тогда пороговая концентрация экситонов

$$n_{\text{exр}} = \frac{\ln G_p}{2l\sigma_0} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}. \quad (2)$$

В рамках экспериментов исследовались образцы Кг с двумя разными типами кристаллической структуры: "снегоподобные" поликристаллические и монокристаллические с высокой степенью прозрачности. Осаждение осуществлялось на кристалик, торец которого был отполирован и выступал в качестве глухого алюминиевого зеркала резонатора. В обоих случаях процесс роста осуществлялся в изотермическом режиме при постоянном напуске в диапазоне 50 ст. см³/мин. При температурах роста от 20 до 40 К формируется снегоподобный матовый поликристаллический образец, а при температурах от 80 до 90 К формируется прозрачная бездефектная монокристаллическая структура. В переходной области от 40 до 80 К формируется матовый кристалл с большим числом дефектов. Описанные ниже эффекты по сужению линий излучения с одновременным ростом интенсивности при использовании резонатора (т.е. усиление излучения) получены на "снегоподобных" немонотонных кристаллических структурах. Аналогичные эффекты на монокристаллическом Кг не наблюдались, что согласуется с данными предыдущих исследований в этом направлении, например, для Хе [76].

Первая серия экспериментов проводилась без резонатора. При постепенном осаждении в высоковакуумной камере Кг при температуре $T = 20$ К ниже температуры конденсации и заданной мощности лазерного излучения $P = 37$ мВт проводились измерения интенсивности экситонных пиков в зависимости от толщины кристаллической структуры. Время накопления для данных спектров составляло $t = 300$ мс. Полученная зависимость (рис. 4) носит нелинейный характер с точкой перегиба при $x \approx 200$ мкм и насыщением при $x > 400$ мкм.

Такое поведение зависимости интенсивности от толщины можно качественно объяснить следующим образом. Полная интенсивность люминесценции может быть

оценена по формуле

$$I(x) \approx \pi \int_0^x R^2(x') n_{\text{ex}}(x') dx', \quad (3)$$

где n_{ex} — концентрация экситонов, возбуждаемых за счёт двухфотонного поглощения лазерной волны [71]

$$n_{\text{ex}} \approx n_0 \sigma_2 \left(\frac{J}{\hbar \omega} \right)^2 \tau, \quad (4)$$

$n_0 \approx 10^{22}$ см⁻³ — концентрация атомов криптона в кристаллической фазе, а $\sigma_2 \approx 10^{-50}$ см⁴ с — сечение двухфотонного возбуждения экситонов в криптоне. К сожалению, величина σ_2 может быть оценена только очень грубо [71]. Интенсивность лазерного импульса $J(x)$ в поликристаллическом слое криптона подчиняется уравнению Бернулли

$$\frac{dy}{d\xi} + k(\xi)y = -\beta y^2. \quad (5)$$

Здесь $y = J(x)/J_0$, $J_0 \approx 10^{11}$ Вт см⁻² — интенсивность лазерного импульса на входе в кристалл, $k(\xi) = d(\ln \rho^2)/d\xi$, $\rho = R/R_0$ и $\xi = x/a$ — безразмерные радиус пучка в среде и координата. Коэффициент

$$\beta = 2n_0 \sigma_2 \frac{J_0}{\hbar \omega} a \approx 10^{-2} \quad (6)$$

отвечает за двухфотонное поглощение энергии лазерного импульса, связанное с возбуждением экситонов. Используя уравнения (3)–(6), несложно показать, что

$$\frac{d^2 I}{dx^2} \sim \rho y (\rho y)'_{\xi} \sim -\rho'_{\xi} y - \beta \rho y^2. \quad (7)$$

Левая часть этого выражения может быть как положительной так и отрицательной, в зависимости от знака и величины производной $dR/dx \sim \rho'_{\xi}$. Эта производная отрицательна в случае самофокусировки лазерного пучка в среде и положительна в случае, если доминирует эффект дефокусировки за счёт рассеяния на поликристаллических структурах. Таким образом, представленные на рис. 4 данные указывают на возможное присутствие эффекта самофокусировки.

Также следует отметить, что при переходе в уравнении (7) к размерным единицам интенсивности и длины оценка (6) для коэффициента двухфотонного поглощения дает $\tilde{\beta} = \beta/J_0 a \approx 0,25$ см ГВт⁻¹, что хорошо согласуется с аналогичной величиной для поликристалла селенида цинка, измеренной в работе [74] для тех же значений интенсивности. С увеличением интенсивности вклад нелинейных эффектов более высокого порядка, чем 2, включая штарковский сдвиг границы континуума и многофотонную ионизацию, будет возрастать, что приведёт к появлению зависимости $\beta(J)$, также наблюдавшейся в [74].

Вторая серия экспериментов проводилась для толстых криоструктур, толщина которых превышает характерную величину 400 мкм при которой достигается насыщение. При этом интенсивность излучения перестаёт зависеть от толщины плёнки, влияние на неё имеют только такие параметры, как энергия в импульсе лазерного излучения, используемого для накачки. При варьировании энергии пучка накачки при постоянной температуре $T = 20$ К снимались спектры локализованных экс-

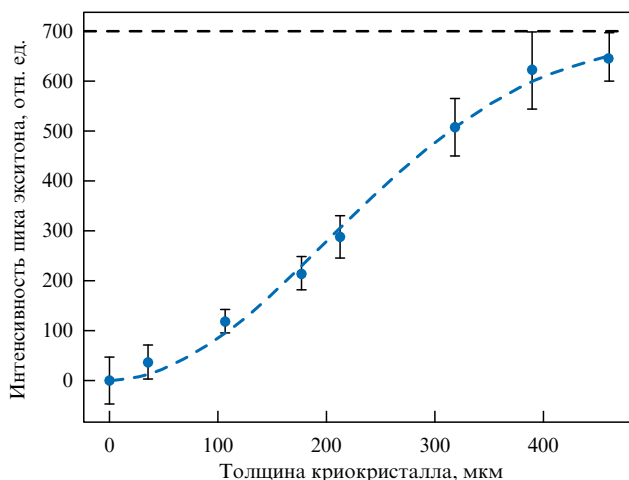


Рис. 4. Зависимость интенсивности люминесценции I от толщины криокристалла (без использования резонатора) Чёрная пунктирная линия отвечает интенсивности насыщения, синяя пунктирная линия — аппроксимирующей кривой.

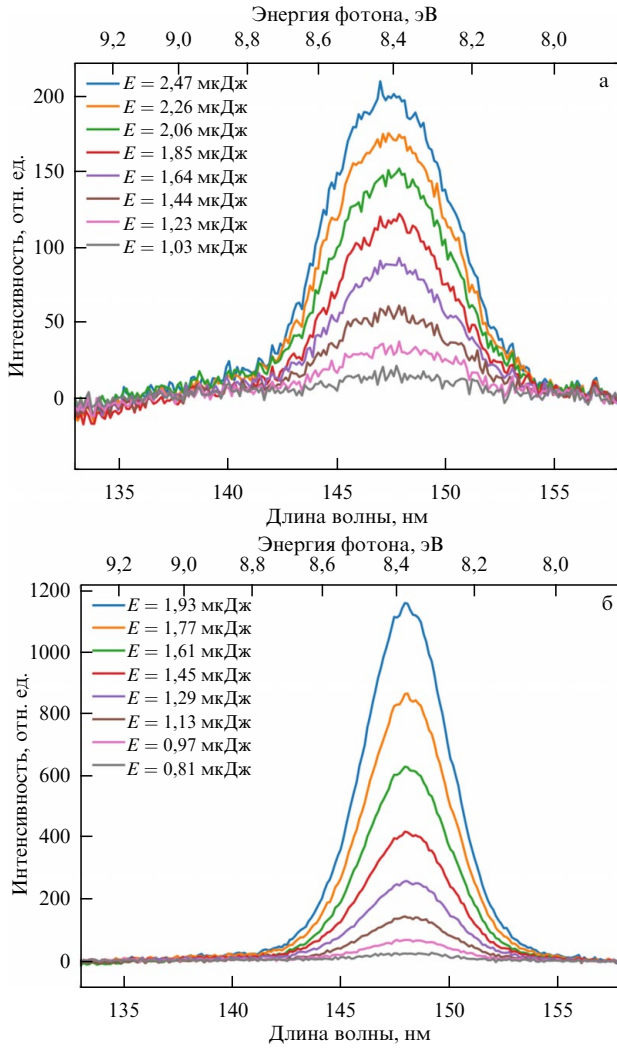


Рис. 5. Зависимость интенсивности сигнала от мощности лазерного излучения без использования (а) и с использованием (б) резонатора.

тонов без использования и с использованием резонатора (рис. 5). Время накопления для данных спектров составило $t = 10$ с.

Далее вычислялась ширина линии излучения для каждого значения энергии в импульсе. Полученные результаты представлены на рис. 6. Для набора спектров, полученных без резонатора, измеренная ширина имеет монотонный убывающий характер с увеличением энергии импульса. Видно, что для энергии импульса 1,03 мкДж ширина линии составляет 0,61 эВ и убывает, пока не достигает постоянного значения в районе 0,38 эВ при энергиях импульса больше 2 мкДж. Зависимость, полученная без резонатора, может быть аппроксимирована кривой вида $\Delta E = a/(E - E_0) + \Delta E_S$ с параметрами $a = 0,041$ эВ мкДж⁻¹, $E_0 = 0,918$ мкДж, $\Delta E_S = 0,352$ эВ. Параметры E_0 и ΔE_S могут быть интерпретированы как пороговая энергия УСИ и полная ширина спектра с учётом приборного уширения, соответственно. В таком случае неоднородное уширение ΔE_{nl} может быть вычислено по формуле:

$$\Delta E_{nl} = \sqrt{\Delta E_S^2 - \Delta E_a^2} \approx 0,226 \text{ эВ}, \quad (8)$$

где $\Delta E_a = 0,27$ эВ — приборное уширение.

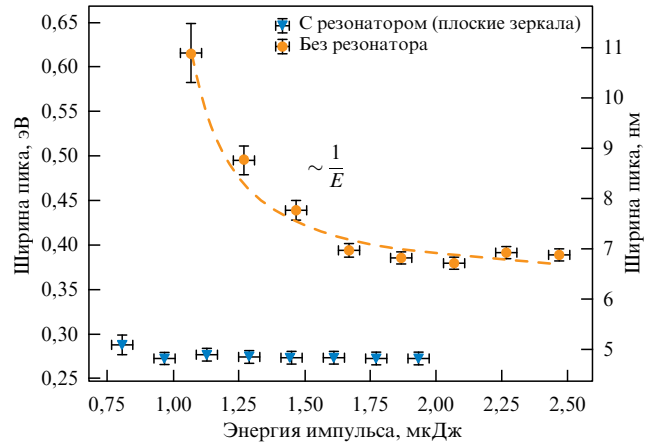


Рис. 6. Зависимость ширины пика на полувысоте, измеренной по экспериментальным спектрам, от энергии в импульсе лазерного излучения. Жёлтая пунктирная линия отвечает аппроксимирующей кривой вида $\Delta E = a/(E - E_0) + \Delta E_S$ с параметрами $a = 0,041$ эВ мкДж⁻¹, $E_0 = 0,918$ мкДж, $\Delta E_S = 0,352$ эВ.

Для случая с резонатором ширина линии регистрируемого спектра в диапазоне рассматриваемых энергий фемтосекундного импульса остаётся практически постоянной и для больших энергий в точности совпадает с приборным уширением (0,27 эВ). Следовательно, реальная спектральная ширина экситонной линии в резонаторе существенно меньше этого значения.

Можно предположить, что режим без резонатора соответствует усиленному спонтанному излучению (УСИ). Зависимость ширины спектра излучения в режиме УСИ от энергии импульса накачки в случае неоднородно уширенной линии должна описываться зависимостью [75]

$$\Delta v_{ASE} = \left(\frac{G - 1}{G \ln G} \right)^{1/2} \Delta v_0, \quad (9)$$

где $G = \exp(\sigma_0 n_{ex} l)$ — усиление за один проход, Δv_0 — ширина линии усиления без насыщения. Пренебрегая самофокусировкой излучения накачки в приближении $G \gg 1$ получим для квадратичной зависимости концентрации экситонов от энергии накачки E_{pump}

$$\frac{\Delta v_{ASE}}{\Delta v_0} \sim \frac{1}{E_{pump}}. \quad (10)$$

Зависимость (10) качественно описывает зависимости ширины спектральной линии, полученные без резонатора (см. рис. 6).

При сравнении результатов измерения ширины спектра и энергии импульса с резонатором и без резонатора можно обратить внимание на следующие различия: с резонатором энергия импульса выше, спектр заметно уже спектра УСИ, расходимость излучения существенно меньше. Это позволяет сделать предположение, что с резонатором достигается режим генерации.

Накачка активной среды излучением фемтосекундного лазера в случае превышения порога генерации обеспечивает реализацию режима модуляции усиления. Для подтверждения этого предположения была снята зависимость энергии импульса излучения криптона от энергии импульса накачки. Энергия импульса излучения определялась путём интегрирования соответствующей спект-

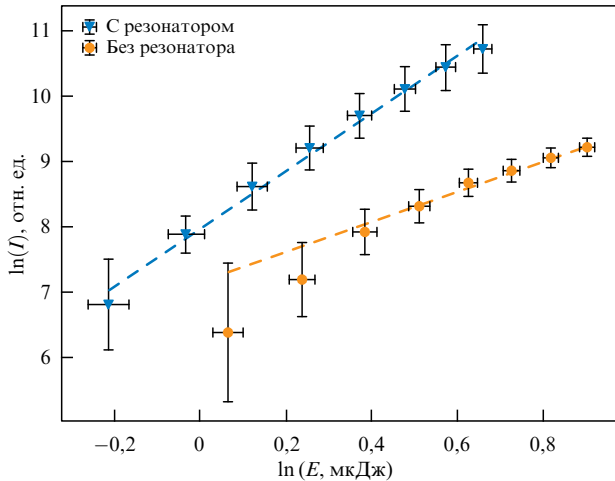


Рис. 7. Зависимость интенсивности сигнала от энергии импульса лазерного излучения без использования (оранжевые точки) и с использованием (синие точки) резонатора в двойном логарифмическом масштабе. Наилучшая аппроксимация измеренных значений энергии импульса экситонов от энергии импульса лазерного излучения в двойном логарифмическом масштабе для случая с резонатором даёт коэффициент наклона прямой $k_1 \approx 4,4$, а для случая без резонатора даёт коэффициент наклона прямой $k_2 \approx 2,3$.

ральной линии на рис. 4. При построении этой зависимости в двойном логарифмическом масштабе (рис. 7) она хорошо ложится на прямую, наклон которой соответствует зависимости $E_{\text{exc}} \sim E_{\text{pump}}^4$, где E_{exc} — энергия экситонов, E_{pump} — энергия пучка накачки.

Объяснить наблюдаемые зависимости можно, если учесть, что для модуляции усиления зависимость энергии импульса от инверсии задаётся формулой [75]:

$$E_{\text{exc}} = \frac{\gamma_2}{2} \frac{n_i}{n_p} \eta_E \frac{V_a}{\sigma l} h\nu, \quad (11)$$

где E_{exc} — энергия импульса, n_i — начальная инверсия, n_p — пороговая инверсия, η_E — доля запасённой энергии, ушедшая в импульс, γ_2 — полезные потери, V_a — объём моды в активной среде. Зависимость η_E от N_i определяется уравнением

$$\eta_E \left(\frac{n_i}{n_p} \right) = -\ln(1 - \eta_E) \quad (12)$$

и для малых превышений инверсии над порогом генерации будет пропорциональна n_i . Если считать, что n_i квадратично зависит от E_{pump} , то получаем четвёртую степень. Таким образом, впервые продемонстрирована генерация на твёрдом криптона в режиме модуляции усиления.

Оценка для сечения двухфотонного возбуждения экситонов [71] $\sigma_2 \approx 10^{-50} \text{ см}^4 \text{ с}$ и представленная на рис. 4 зависимость интенсивности люминесценции от толщины поликристаллического слоя позволяют оценить порог генерации. Ширина линии, оцениваемая из спектра, показанного на рис. 6, $\Delta\lambda \approx 5 \text{ нм}$ соответствует $\Delta\nu \approx 7 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Используя выражение для сечения вынужденного излучения (формула (2) из работы [77]), получим для $\lambda = 148 \text{ нм}$ оценку $\sigma_0 \approx 10^{-15} \text{ см}^2$, что при концентрации экситонов $n_{\text{ex}} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ даёт для толщины поликри-

сталлического слоя, для которой должна наблюдаться устойчивая генерация при интенсивности накачки $J_0 \approx 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$, $l \approx 100 \text{ мкм}$. Толщина поликристалла $a = 400 \text{ мкм}$, при которой достигается насыщение люминесценции, может быть оценена как длина поглощения лазерного импульса за счёт возбуждения экситонов, энергия которых в объёме $\pi R_0^2 a$ составляет $E_{\text{exc}} \approx 10^{-6} \text{ Дж}$, что примерно вдвое меньше энергии лазерного импульса.

Принципиальный интерес вызывает отсутствие описанных выше особенностей генерации в монокристалле Кг, который также исследовался в работе. В качестве возможного объяснения этого явления, можно предположить, что существенную роль в поглощении излучения накачки и накоплении экситонов играет выраженная поверхность и дефекты, свойственные снежной, поликристаллической структуре. Получение генерации на структурах с развитой поверхностью широко обсуждается в контексте так называемых "порошковых лазеров", в иностранной литературе чаще "случайных лазеров" [78, 79]. Ключевым параметром, определяющим условия возникновения УСИ, является соотношение между длиной волны и характерным размером микро- или наночастиц. При самых грубых предположениях относительно поликристаллической структуры снежного Кг [80], в рамках теории рассеяния Ми наблюдаемое на рис. 5 уменьшение ширины линии излучения возможно для излучения на длине волны $\lambda \lesssim d_0$, где d_0 — характерный размер неоднородности в поликристаллическом Кг. Для меньших d_0 рассеяние становится близким к изотропному [81]. С учётом полученного усиления в экспериментах с резонатором, можно ожидать, что масштаб структуры поликристаллического (снегоподобного) криптона порядка 200 нм, что качественно соответствует данным [82]. Используя оценку для толщины поликристаллического слоя $a \approx 400 \text{ мкм}$, можно грубо оценить интенсивность флуоресценции, ожидаемую для льда, по сравнению со снегом, как отношение $d_0/a \sim 10^{-3}$, что качественно соответствует наблюдениям. Вблизи поверхности кристаллов могут существенно модифицироваться оптические свойства вещества, в частности, нелинейный отклик второго порядка в проводниках [83, 84]. Что касается благородных газов, в частности, Кг, то имеются экспериментальные результаты, подтверждающие существенную модификацию состояний в поликристалле (снеге) по сравнению с монокристаллом (льдом) [73], а также обсуждаются поверхностные экситоны (см., например, [85, 86]). Отметим, что высказанные спекулятивные предположения не противоречат наблюдаемым отличиям в результатах, полученных для снега и для льда, однако лишены строгости и требуют дальнейшего обоснования, в том числе экспериментального.

4. Заключение

Данная работа описывает составную часть исследований по созданию стандарта частоты нового поколения на ядерном изомерном переходе в ^{229}Th . В результате проведённых экспериментов по переводу ядра тория-229 в изомерное состояние ^{229m}Th показана возможность возбуждения ядер тория в матрице ThO_2 по каналу ОВЭК фотонами, испущенными при распаде экситонов в кристаллическом Хе. С другой стороны, с практической точки зрения более интересен канал распада с испуска-

нием γ -квантов ядром. Для проведения подобных экспериментов требуется имплантировать ^{229}Th в диэлектрическую матрицу с шириной запрещённой зоны, превышающей энергию перехода. Такими матрицами могут выступать фторидные соединения: MgF_2 , CaF_2 , AlF_3 — или кристаллические благородные газы [87, 88]. Вторая часть данной работы посвящена исследованию источника монохроматического излучения на экситонных возбуждениях в криокристаллах Кг. Такой источник в дальнейшем может использоваться для перевода ^{229}Th , имплантированного в широкозонный диэлектрик, в возбуждённое состояние.

Полученные результаты ценны не только с точки зрения разработки стандарта частоты на указанном переходе, но и для других приложений, поскольку в рамках проведённых исследований показана возможность создания источника монохроматического лазерного излучения в ВУФ-диапазоне на экситонных возбуждениях в криокристаллах Кг. Принцип действия такого лазерного источника описан в работах [77, 89], однако в указанных работах используется накачка экситонных состояний электронным пучком. Накачка по многофотонному процессу рассматривается исследователями в [73, 76], при этом результаты для монокристаллов идентичны полученным в текущей работе. Для "снегоподобных" поликристаллических структур исследования до настоящего времени не проводились, хотя именно на таких структурах получены наиболее интересные с точки зрения дальнейших приложений результаты. Теоретические расчёты и экспериментально измеренные зависимости позволяют говорить о возможной генерации лазерного излучения на экситонах в криокристаллах благородных газов при облучении их фемтосекундным лазерным излучением. Тем не менее текущие результаты неполны и требуют уточнения и дополнительных исследований. В случае наличия генерации можно говорить о создании лазерной системы в диапазоне вакуумного ультрафиолета, применимой как для стандарта частоты на тории-229, так и для других практических приложений.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 24-12-00053, и в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект "Ядерная и радиационная физика. Этап 2026–2027").

Список литературы

1. Ткаля Е В *УФН* **173** 323 (2003); Tkalya E V *Phys. Usp.* **46** 315 (2003)
2. Kraemer S et al. *Nature* **617** 706 (2023)
3. Tiedau J et al. *Phys. Rev. Lett.* **132** 182501 (2024)
4. Elwell R et al. *Phys. Rev. Lett.* **133** 013201 (2024)
5. Yamaguchi A et al. *Nature* **629** 62 (2024)
6. Zhang C et al. *Nature* **633** 63 (2024)
7. Zhang C et al. *Nature* **636** 603 (2024)
8. Reich C W, Helmer R G *Phys. Rev. Lett.* **64** 271 (1990)
9. Helmer R G, Reich C W *Phys. Rev. C* **49** 1845 (1994)
10. Beck B R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 142501 (2007)
11. Seiferle B et al. *Nature* **573** 243 (2019)
12. Стрижов В Ф, Ткаля Е В *ЖЭТФ* **99** 697 (1991); Strizhov V F, Tkalya E V *Sov. Phys. JETP* **72** 387 (1991)
13. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **71** 449 (2000); Tkalya E V *JETP Lett.* **71** 311 (2000)
14. Tkalya E V, Zherikhin A N, Zhudov V I *Phys. Rev. C* **61** 064308 (2000)
15. Jeet J et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 253001 (2015)
16. Borisjuk P V et al. *AIP Adv.* **6** 095304 (2016)
17. Lebedinskii Yu Yu et al. *Phys. Status Solidi A* **217** 1900551 (2020)
18. Курельчук У Н и др. *Ядерная физика и инжиниринг* **11** (5) 271 (2020); Пер. на англ. яз.: Kurelchuk U N et al. *Phys. Atom. Nucl.* **83** 1569 (2020)
19. Kurelchuk U N et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1686** 012064 (2020)
20. Borisjuk P V et al., arXiv:1804.00299
21. Борисюк П В и др. *Квантовая электроника* **48** 460 (2018); Borisjuk P V et al. *Quantum Electron.* **48** 460 (2018)
22. Borisjuk P V et al. *J. Sol-Gel Sci. Technol.* **73** 580 (2015)
23. Борисюк П В и др. *Коллоидный журн.* **76** 560 (2014); Borisjuk P V et al. *Colloid J.* **76** 514 (2014)
24. Borisjuk P V et al. *J. Sol-Gel Sci. Technol.* **81** 313 (2017)
25. Tkalya E V et al. *Phys. Scr.* **53** 296 (1996)
26. Peik E, Tamm Chr *Europhys. Lett.* **61** 181 (2003)
27. Rellergert W G et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 200802 (2010)
28. Campbell C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 120802 (2012)
29. Peik E, Okhapkin M C.R. *Phys.* **16** 516 (2015)
30. Borisjuk P V et al. *Eur. J. Mass Spectrom.* **23** (4) 136 (2017)
31. Borisjuk P V et al. *Eur. J. Mass Spectrom.* **23** (4) 146 (2017)
32. Troyan V I et al. *Meas. Tech.* **57** 777 (2014)
33. Derevyashkin S P et al. *Laser Phys. Lett.* **18** 015501 (2021)
34. Gan W-T et al. *Chinese Phys. B* **35** 023703 (2026)
35. Tkalya E V *Phys. Rev. Lett.* **106** 162501 (2011)
36. Tkalya E V, Yatsenko L P *Laser Phys. Lett.* **10** 105808 (2013)
37. Flambaum V V *Phys. Rev. Lett.* **117** 072501 (2016)
38. Flambaum V V *Phys. Rev. Lett.* **97** 092502 (2006)
39. He X, Ren Z J. *Phys. G* **34** 1611 (2007)
40. Hayes A C, Friar J L *Phys. Lett. B* **650** 229 (2007)
41. Litvinova E et al. *Phys. Rev. C* **79** 064303 (2009)
42. Berengut J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 210801 (2009)
43. Fadeev P, Berengut J C, Flambaum V V *Phys. Rev. A* **102** 052833 (2020)
44. Safronova M S et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008 (2018)
45. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **55** 216 (1992); Tkalya E V *JETP Lett.* **55** 211 (1992)
46. Ткаля Е В *Ядерная физика* **55** 2881 (1992); Tkalya E V *Sov. J. Nucl. Phys.* **55** 1611 (1992)
47. Kálmán P, Keszthelyi T *Phys. Rev. C* **49** 324 (1994)
48. Porsev S G et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 182501 (2010)
49. Müller R A, Volotka A V, Surzhykov A *Phys. Rev. A* **99** 042517 (2019)
50. Borisjuk P V et al. *Phys. Rev. C* **100** 044306 (2019)
51. Дыхне А М, Еремин Н В, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **64** 319 (1996); Dykhne A M, Eremin N V, Tkalya E V *JETP Lett.* **64** 345 (1996)
52. Tkalya E V *Phys. Rev. Lett.* **120** 122501 (2018)
53. Tkalya E V *Phys. Rev. A* **94** 012510 (2016)
54. Tkalya E V *Phys. Rev. Lett.* **124** 242501 (2020)
55. Tkalya E V et al. *Chinese Phys. C* **47** 024101 (2023)
56. Tkalya E V *Phys. Rev. C* **100** 054316 (2019)
57. Tkalya E V, Si R *Phys. Rev. C* **101** 054602 (2020)
58. Варламов В О и др. *Доклады РАН* **346** 465 (1996); Varlamov V O et al. *Dokl. Phys.* **41** 47 (1996)
59. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **70** 367 (1999); Tkalya E V *JETP Lett.* **70** 371 (1999)
60. Xiao Q et al. *Nature* **650** 852 (2026); arXiv:2507.19449v1
61. Xiao Q et al. *Phys. Rev. Applied* **25** 024034 (2026)
62. Tkalya E V *Nucl. Phys. A* **1022** 122428 (2022)
63. von der Wense L et al. *Nature* **533** 47 (2016)
64. Seiferle B, von der Wense L, Thierolf P G *Phys. Rev. Lett.* **118** 042501 (2017)
65. Elwell R et al. *Nature* **648** 300 (2025)
66. Thielking J et al. *Nature* **556** 321 (2018)
67. Safronova M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 213001 (2018)
68. von der Wense L, Seiferle B *Eur. Phys. J. A* **56** 277 (2020)
69. Beeks K et al. *Nature Rev. Phys.* **3** 238 (2021)
70. Lal V et al. *Optica* **12** 1971 (2025)
71. Мызин Д А и др. *Письма в ЖЭТФ* **122** 455 (2025); Myzin D A et al. *JETP Lett.* **122** 480 (2025)
72. Varding D, Reimand I, Zimmerer G *Phys. Status Solidi B* **185** 301 (1994)
73. Kisand V et al. *J. Phys. Condens. Matter* **14** 5529 (2002)
74. Li Q et al. *Opto-Electron. Adv.* **5** 210036 (2022)

75. Звелто О *Принципы лазеров* (СПб.: Лань, 2008); Пер. с англ.: Svelto O *Principles of Lasers* (New York: Plenum Press, 1982)
76. Pettersson M et al. *J. Phys. Chem. A* **106** 8308 (2002)
77. Басов Н Г и др. *Известия АН СССР. Сер. физ.* **37** 494 (1973)
78. McAsule A A, Halim M M *J. Appl. Phys.* **138** 120702 (2025)
79. Маркушев В М, Золин В Ф, Брискина Ч М *Журн. прикладной спектроскопии* **45** 847 (1986)
80. Bohren C F, Barkstrom B R *J. Geophys. Res.* **79** 4527 (1974)
81. Sorensen C M, Fischbach D J *Opt. Commun.* **173** 145 (2000)
82. Keyse R J, Venables J A J. *Crystal Growth* **71** 525 (1985)
83. Jha S S *Phys. Rev. Lett.* **15** 412 (1965)
84. Guyot-Sionnest P, Chen W, Shen Y R *Phys. Rev. B* **33** 8254 (1986)
85. Saile V et al. *Phys. Rev. Lett.* **37** 305 (1976)
86. Ueba H J. *Phys. Soc. Jpn.* **43** 353 (1977)
87. Kurelchuk U N et al. *Mater. Lett.* **306** 130930 (2022)
88. Kurelchuk U N et al. *Phys. Atom. Nucl.* **85** 1988 (2022)
89. Молчанов А Г *Квантовая электроника* **33** 37 (2003); Molchanov A G *Quantum Electron.* **33** 37 (2003)

Two-photon laser generation of exciton states in krypton cryocrystals as a method for excitation of an anomalous low-energy isomeric nuclear state in the Thorium-229 isotope

P.V. Borisyuk^(1,a), D.A. Myzin^(1,b), K.L. Gubskiy⁽¹⁾, N.V. Didenko⁽²⁾, P.A. Korneev⁽¹⁾, A.P. Kuznetsov⁽¹⁾, Yu.Yu. Lebedinskii^(1,3), Ja.M. Naurzybaev⁽¹⁾, S.V. Popruzenko⁽¹⁾, E.V. Chubunova⁽¹⁾, V.A. Shilov⁽¹⁾, E.V. Tkalya^(1,3,5)

⁽¹⁾ National Engineering Physics Institute MPhI, Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Avesta Project Ltd., ul. Fizicheskaya 11, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

⁽⁴⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ Nuclear Safety Institute of Russian Academy of Sciences, ul. Bol'shaya Tulsкая 52, 115191 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) pvyborisyuk@mephi.ru, ^(b) damyzin@mephi.ru

This article provides a brief overview of the main global trends in applied research aimed at developing a next-generation optical time and frequency standard based on the anomalous low-lying isomeric state of the ²²⁹Th nucleus. The results of pioneering research are presented, focusing on the development of an original method for resonant excitation of ²²⁹Th nuclei by ultraviolet radiation emitted during the decay of exciton states in xenon and krypton cryocrystals.

Keywords: ²²⁹Th, nuclear isomeric transition, cryocrystals, Kr, two-photon excitation mechanism, laser generation

PACS numbers: 06.30.Ft, 23.20.Lv, **71.35.-y**

Bibliography — 89 references

Received 17 February 2026

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (10) 1077–1085 (2026)

Physics–Uspekhi **69** (10) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.12.040103>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.12.040103>