

Семинар памяти Б. С. Ишханова «Фотоядерные исследования. Состояние и перспективы»

## Возбуждение ядерных изомеров на квазимохроматическом пучке комптоновского источника

О.В. Бардадина,<sup>1,\*</sup> С.С. Бельшев,<sup>1,2</sup> А.А. Кузнецов,<sup>1,2,†</sup> Н.Ю. Фурсова,<sup>2</sup> В.В. Ханкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скobel'цына, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 23.12.2025; после доработки 15.01.2026; подписана в печать 16.01.2026)

Рассматриваются возможности возбуждения и индуцированного распада ядерных изомеров на базе перспективного квазимохроматического источника комптоновского излучения ИКИ, разрабатываемого в Национальном центре физики и математики. Обсуждаются экспериментально подтвержденные случаи фотоиндуцированного девозбуждения изомеров, таких как  $^{180m}\text{Ta}$ ,  $^{108m}\text{Ag}$  и  $^{68m}\text{Cu}$ , а также приводятся полученные количественные оценки для будущих фотоядерных экспериментов, в частности на изотопах  $^{165}\text{Ho}$  и  $^{199}\text{Hg}$ . Показано, что планируемые параметры источника комптоновского излучения, такие как интенсивность и монохроматичность пучка, позволяют в будущем проводить прецизионные измерения с высоким отношением сигнала к шуму. Полученные оценки скорости счета и числа регистрируемых  $\gamma$ -квантов на HPGe-детекторе подтверждают принципиальную возможность проведения активационных экспериментов, а также демонстрируют перспективность разрабатываемого комплекса в решении широкого спектра задач в области ядерной фотоники, включая исследования структуры ядра и механизмов распада изомеров.

PACS: 25.20.-x УДК: 539.1

Ключевые слова: фотоядерные реакции, активационный анализ, гамма-спектрометрия, изомерные состояния ядер, обратное комптоновское рассеяние.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2610207](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2610207)

### ВВЕДЕНИЕ

Ядерные изомеры — метастабильные (долгоживущие возбужденные) состояния атомных ядер с периодом полураспада более  $10^{-9}$  с. Возникновение долгоживущих ядерных изомеров обусловлено значительными различиями в волновых функциях начального и конечного состояний изомерного перехода, прежде всего различиями в их спинах и коллективных деформациях. Также для аксиально-симметричных деформированных ядер существуют структурные  $K$ -запреты, например для изомера  $^{178m^2}\text{Hf}$  величина такого запрета достигает  $10^9$ . Подробно  $K$ -изомеры рассматриваются в работе [1].

Исследование природы, механизмов образования и распада ядерных изомеров представляет собой масштабное направление в современной физике. Оно вносит существенный вклад в ядерную спектроскопию, теорию ядерных реакций, развитие ядерных моделей и решение прикладных задач в области энергетики и медицины, а также в понимание процессов нуклеосинтеза в звездах. Особый интерес представляет изучение фотоиндуцированных

процессов заселения и девозбуждения ядерных изомеров, что обусловлено высокой селективностью электромагнитного взаимодействия. Такая селективность позволяет резонансно возбуждать и стимулировать распад изомеров через определенные ядерные переходы, что критически важно, например, для точных спектроскопических исследований. Кроме того, фотоиндуцированные процессы рассматриваются в качестве перспективного механизма управления временем жизни изомеров: внешнее  $\gamma$ -излучение может вызывать переходы на соседние промежуточные уровни с ослабленными запретами на распад в основное состояние.

Для реализации таких экспериментов требуется мощный источник монохроматического  $\gamma$ -излучения. Разрабатываемый в Национальном центре физики и математики (НЦФМ, Саров) комплекс ИКИ (Источник комптоновского излучения) может стать именно таким источником. Его работа основана на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на пучке релятивистских электронов, что позволяет получать пучки квазимохроматических  $\gamma$ -квантов с ультравысокой интенсивностью — порядка  $10^5$  —  $10^8$  фотонов/с. Этот метод был впервые предложен независимо двумя научными группами в начале 1960-х гг. [2, 3]. В число главных задач комплекса ИКИ НЦФМ

\* E-mail:olesya20025@gmail.com

† E-mail:kuznets@depni.sinp.msu.ru

входят исследования в области ядерной фотоники: фотоядерные реакции, процессы фотоделения, исследования в области физики изомеров и ядерной спектроскопии, а также изучение гигантских и пигми-резонансов. Ожидаемая пиковая интенсивность установки достигает  $\sim 5 \times 10^8$  фотонов/с. Кроме того, ключевыми для фотоядерных исследований являются такие характеристики комплекса, как высокая монохроматичность пучка (относительный среднеквадратичный разброс по энергии  $\Delta E/E \lesssim 0.3\%$ ), малая расходимость, возможность плавной перестройки энергии в диапазоне от 5 до 70 МэВ (с шагом до 100 кэВ) и короткая длительность импульсов (порядка  $\tau \sim 10^{-12}$  с). Совокупность перечисленных параметров делает проектируемый источник уникальной научной установкой, не имеющей прямых аналогов. Так, например, энергетическое разрешение ( $\Delta E/E$ ) планируется примерно на порядок выше по сравнению с установкой *HIγS* [4]. Детальное описание научной программы проекта и его научного потенциала представлено в работе [5].

Создание такого перспективного источника  $\gamma$ -излучения откроет уникальные возможности для всестороннего изучения любых, в том числе экзотических, изомерных состояний атомных ядер, что позволит вывести исследования в этой области на качественно новый уровень.

## 1. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИНДУЦИРОВАННЫЙ РАСПАД ЯДЕРНЫХ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФОТОНОВ

Широкое разнообразие характеристик ядерных изомеров существенно осложняет поиск подходящих ядер-кандидатов для работ по их накоплению и стимулированному распаду (триггерингу). Обзор [6] содержит систематизированные сведения о свойствах всех известных метастабильных ядерных состояний. В работе [7] представлен ряд наиболее перспективных изомеров ( $^{178m^2}\text{Hf}$ ,  $^{179m^2}\text{Hf}$ ,  $^{177m}\text{Lu}$ ,  $^{242m}\text{Am}$ ), получаемых в реакциях под действием различных частиц и считающихся оптимальными для накопления изомерного материала в количествах, достаточных для постановки экспериментов по триггерингу.

Также в работе [7] предложена классификация, согласно которой подходы к практическому использованию изомерных состояний принципиально разделены на две группы:

1. Использование долгоживущего изомера в качестве источника жесткого импульсного  $\gamma$ -излучения, основанное на принципе накопления энергии в метастабильном состоянии с ее последующим быстрым высвобождением при искусственном стимулировании распада. Примером такого изомера, рассмотренного в настоящей работе, является  $^{178m^2}\text{Hf}$ .

2. Использование изомера в качестве универсального энергоаккумулятора, высвобождающего после триггеринга энергию от распада радиоактивного дочернего короткоживущего ядра (не только в форме  $\gamma$ -излучения, но и в виде более мягкого рентгеновского излучения или  $\beta$ -частиц). Примерами таких изомеров являются  $^{108m}\text{Ag}$  и  $^{180m}\text{Ta}$ , рассмотренные в настоящей работе.

Было условно выделено двенадцать изомеров (см. табл. 1 в работе [8] с учетом  $^{210}\text{Bi}$ , который отсутствует в оригинальном перечне) с периодами полураспада более одного года (произвольный критерий), соответствующих требованиям долговременного хранения энергии.

В рамках настоящей работы фокус сужен до рассмотрения только тех изомеров, получение и исследование которых возможно в рамках ядерной фотоники (развивающейся области науки, объединяющей исследования с применением источников  $\gamma$ -излучения нового поколения на основе традиционных ускорителей электронов и лазерных систем генерации пучков). Воздействуя на ядра, фотонны селективно возбуждают состояния с конкретными значениями спина и четности, что приводит в дальнейшем к переходам на нижележащие возбужденные состояния за счет испускания  $\gamma$ -квантов либо посредством испускания частиц или акта деления. Значительный потенциал применения ядерных изомеров в контексте развития ядерной фотоники подробно обсуждается в работе [9].

На сегодняшний день возможность индуцированного распада ядерных изомеров экспериментально подтверждена для ограниченного числа изотопов. Для каждого такого ядра в табл. 1 указаны энергия возбуждения и период полураспада изомерного состояния, а также соответствующие характеристики основного состояния, включая энергию  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  и энергию электронного захвата  $Q_{EC}$ . Наряду с сечениями соответствующих реакций, эти параметры служат ключевыми критериями для оценки применимости изомера в качестве материала для аккумулирования энергии, поскольку они позволяют определить как удельную энергию, накапливаемую на одно ядро, так и эффективность накопления. Все справочные данные, использованные в настоящей работе (энергии уровней, периоды полураспада, спин-четности и др.), взяты из [6].

Ниже последовательно рассматриваются механизмы девозбуждения всех восьми изотопов, для которых данный процесс был подтвержден экспериментально.

Достоверно установлена возможность девозбуждения трех изомеров с использованием реальных и виртуальных фотонов:  $^{68m}\text{Cu}$  — посредством кулоновского возбуждения [10],  $^{108m}\text{Ag}$  — под действием тормозного излучения [11], и  $^{180m}\text{Ta}$  — как тормозным излучением [12], так и кулоновским возбуждением [13]. Далее они будут рассматриваться подробно в соответствующих подразделах.

Таблица 1. Свойства изотопов, для которых экспериментально подтверждена возможность девозбуждения изомерного состояния посредством следующих механизмов: кулоновского возбуждения (Coulomb Excitation, CE), девозбуждения тормозным излучением (Bremsstrahlung De-excitation, BD), ядерного возбуждения электронным захватом (Nuclear Excitation by Electron Capture, NEEC) и неупругого ускорения нейтронов (Inelastic Neutron Acceleration, INNA)

| Изотоп            | $T_{1/2}(g)$       | $J_g^P$ | $Q_\beta$ , кэВ | $Q_{EC}$ , кэВ | Свойства изомерного состояния |                           |          | Механизм | Источник |
|-------------------|--------------------|---------|-----------------|----------------|-------------------------------|---------------------------|----------|----------|----------|
|                   |                    |         |                 |                | $E^*$ , кэВ                   | $T_{1/2}(m)$              | $J_m^P$  |          |          |
| $^{68}\text{Cu}$  | 30.9 с             | $1^+$   | 4440.1          | —              | 721.3                         | 3.75 мин                  | $6^-$    | CE       | [10]     |
| $^{93}\text{Mo}$  | 4000 лет           | $5/2^+$ | —               | 405.8          | 2425.0                        | 6.85 ч                    | $21/2^+$ | NEEC     | [21]     |
| $^{108}\text{Ag}$ | 2.38 мин           | $1^+$   | 1645.6          | 1917.4         | 109.5                         | 438 лет                   | $6^+$    | BD       | [11]     |
| $^{152}\text{Eu}$ | 13.517 лет         | $3^-$   | 1818.8          | 1874.5         | 45.6                          | 9.31 ч                    | $0^-$    | INNA     | [16]     |
| $^{177}\text{Lu}$ | 6.64 дн            | $7/2^+$ | 496.8           | —              | 970.2                         | 160.44 дн                 | $23/2^-$ | INNA     | [17]     |
| $^{178}\text{Hf}$ | Стабильно (27.28%) | $0^+$   | —               | —              | 1147.4                        | 4.0 с                     | $8^-$    | —        | [18]     |
|                   |                    |         |                 |                | 2446.1                        | 31.0 лет                  | $16^+$   |          |          |
| $^{180}\text{Hf}$ | Стабильно (35.08%) | $0^+$   | —               | —              | 1141.5                        | 5.47 ч                    | $8^-$    | INNA     | [19]     |
| $^{180}\text{Ta}$ | 8.15 ч             | $1^+$   | 702.6           | 845.8          | 77.1                          | $> 1.2 \cdot 10^{15}$ лет | $9^-$    | CE, BD   | [12, 13] |

В отличие от перечисленных случаев, многочисленные попытки фотоиндуцированного триггеринга изомера  $^{178m^2}\text{Hf}$  низкоэнергетическими фотонами с энергией около 10 кэВ не получили независимого экспериментального подтверждения (см. [14] и соответствующий раздел настоящей работы). Также сообщение о девозбуждении  $^{177m}\text{Lu}$  под действием тормозного излучения с верхней границей  $E^m = 280$  кэВ остается неподтвержденным ввиду низкой статистической значимости ( $\sim 0.67\sigma$ ), характерной для сложных измерений разности активностей [15].

Эффективным механизмом девозбуждения ядерных изомеров является процесс неупругого ускорения нейтронов (Inelastic Neutron Acceleration, INNA), также известный как суперупругое рассеяние нейтронов (Superelastic Neutron Scattering). В этом процессе тепловой нейtron поглощается ядром, находящимся в изомерном состоянии, образуя высоковозбужденное составное ядро. В результате его последующего распада испускается нейtron, кинетическая энергия которого превышает энергию исходного падающего нейтрона. Таким образом, часть внутренней энергии изомера преобразуется в дополнительную кинетическую энергию рассеянной частицы, а само ядро переходит либо непосредственно в основное состояние, либо в промежуточное, которое затем быстро распадается в основное состояние. В результате происходит принудительное ускоренное девозбуждение изомера. Экспериментально процесс INNA достоверно подтвержден для четырех изомеров:  $^{152m}\text{Eu}$  [16],  $^{177m}\text{Lu}$  [17],  $^{178m^2}\text{Hf}$  [18] и  $^{180m}\text{Hf}$  [19].

Перспективным направлением в исследованиях индуцированного распада изомеров являются косвенные атомно-ядерные процессы, воздействующие на ядерные состояния путем ионизации атомных оболочек. Основное внимание уделяется механизмам ядерного возбуждения посредством электронного перехода (Nuclear Excitation by Electron

Transition, NEET) и ядерного возбуждения посредством электронного захвата (Nuclear Excitation by Electron Capture, NEEC), однако существуют и другие процессы с участием атомных электронов.

Процесс NEET представляет собой резонансную безызлучательную передачу энергии ядру при заполнении вакансии на внутренней оболочке атома и требует точного совпадения энергий и мультипольностей атомного и ядерного переходов. Впервые он был продемонстрирован на примере образования первого возбужденного состояния  $^{197}\text{Au}$ . В эксперименте [20] для реализации NEET проводилась ионизация  $K$ -оболочки монохроматическим синхротронным излучением с энергией 80.989 кэВ. Образовавшаяся вакансия заполнялась электроном с  $M_1$ -оболочки, что в ряде случаев приводило к ядерному возбуждению, которое детектировалось по электронам внутренней конверсии. В этом случае энергия атомного перехода  $K \rightarrow M_1$  ( $\sim 77.300$  кэВ) отличалась от энергии ядерного перехода  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  ( $\sim 77.351$  кэВ) всего на 51 эВ при совпадающей мультипольности  $M1$  [20]. Вероятность того, что одна  $K$ -вакансия, созданная в атоме  $^{197}\text{Au}$ , приведет к ядерному возбуждению через процесс NEET, составила  $(5.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-8}$ . Этот результат подтвердил возможность резонансного ядерного возбуждения через электронные каналы. В контексте обсуждения триггеринга изомеров этот механизм может быть рассмотрен как подходящий для заселения вышележащих промежуточных уровней, что открывает новые перспективы для управления процессом их девозбуждения.

NEEC представляет собой процесс резонансного возбуждения ядра при захвате свободного электрона на вакантный атомный уровень (обратная внутренняя конверсия). Выделяемая при захвате энергия, в частности сумма кинетической энергии электрона и энергии его связи в атоме, резонансно передается ядру, переводя его на более высокий энергетический уровень. В отличие от NEET, процесс

NEEC обеспечивает более гибкие условия для согласования с энергией ядерного перехода благодаря возможности варьировать кинетическую энергию захватываемого электрона. Первые свидетельства его реализации были получены в 2018 г. для изомера  $^{93m}\text{Mo}$  [21]. В соответствующем эксперименте в результате слияния снарядов  $^{90}\text{Zr}$  и ядер мишени  $^{7}\text{Li}$  и последующего испарения протона и трех нейтронов формировались высоковозбужденные состояния  $^{93}\text{Mo}$ , которые распадались, в том числе через  $\gamma$ -переход с энергией 2.475 кэВ, заселяя долгоживущий изомер  $^{93m}\text{Mo}$ . Образовавшиеся быстрые ионы  $^{93}\text{Mo}$  тормозились в углеродной мишени. В процессе торможения электроны срывались с ионов, формируя высокозаряженные состояния с вакансиями на внутренних оболочках, а затем обратно захватывались из среды. Условия протекания процесса NEEC: наличие резонансной атомной вакансии и точное соответствие суммы кинетической энергии захватываемого электрона и энергии связи этой вакансии величине ядерного перехода  $\Delta E = 4.85$  кэВ от изомера ( $E^* = 2425$  кэВ) к промежуточному состоянию (2430 кэВ). При соблюдении указанных условий для ионов, находящихся в изомерном состоянии, наблюдался процесс NEEC, что приводило к передаче энергии захвата ядру, возбуждая его из изомерного в короткоживущее промежуточное состояние за время 3.5 нс. Экспериментальным доказательством наблюдаемого процесса служила регистрация  $\gamma$ -кванта с энергией 2.475 кэВ (подтверждающего образование изомера) в строгом временном совпадении с характерным каскадом  $\gamma$ -квантов с энергиями 268, 685 и 1478 кэВ от распада промежуточного состояния. Ключевым сигналом было наблюдение линии 268 кэВ, отсутствующей в естественном распаде изомера. Измеренная в эксперименте вероятность девозбуждения изомера составила около 1%. Однако интерпретация этих результатов остается предметом дискуссий, поскольку теоретические оценки вероятности NEEC, полученные в работе [22], примерно на 9 порядков ниже наблюдаемых значений, а последующие эксперименты в других условиях не подтвердили эффект вовсе [23]. Несмотря на это, процесс NEEC продолжает рассматриваться как перспективный механизм воздействия на ядерные изомеры.

Круг изучаемых изомеров расширяется: помимо подтвержденных случаев, исследуются возможности индуцированного девозбуждения и для других метастабильных ядер, например для  $^{166m}\text{Ho}$  и  $^{186m}\text{Re}$ . Рассмотрим экспериментальные достижения по возбуждению и распаду изомеров под действием фотонов подробнее.

### 1.1. Девозбуждение $^{180m}\text{Ta}$

Нечетно-нечетный нуклид  $^{180}\text{Ta}$  представляет собой уникальный случай в ядерной физике: его основное состояние с моментом  $J^P = 1^+$  является короткоживущим ( $T_{1/2} = 8.15$  ч), в то время как изо-

мерное состояние  $^{180m}\text{Ta}$  с моментом  $J^P = 9^-$  характеризуется исключительно большим периодом полураспада, превышающим  $T_{1/2} > 1.2 \cdot 10^{15}$  лет, что делает его единственным в своем роде изомером природного происхождения (рис. 1). При этом  $^{180m}\text{Ta}$  относится к числу наиболее редких нуклидов в Солнечной системе: его распространенность на один-два порядка ниже, чем у соседних тяжелых ядер, что иллюстрирует, например, изотопное отношение  $^{180m}\text{Ta}/^{181}\text{Ta} = 10^{-4}$ . Вопрос о механизмах образования  $^{180m}\text{Ta}$  в звездных условиях остается предметом активных научных дискуссий: предполагается, что  $^{180m}\text{Ta}$  преимущественно образуется в результате  $p$ -процесса [24], а также в реакциях на изотопе  $^{180}\text{Hf}$ , индуцированных нейтрально, и в результате радиационного захвата нейтронов ядром  $^{179}\text{Ta}$  [25]. Обнаружение его распада может улучшить понимание механизмов нуклеосинтеза, природы темной материи [26] и нарушения  $K$ -спина. Так, недавно в работе [27] было получено новое ограничение сверху на его период полураспада:  $T_{1/2} < 0.29 \times 10^{18}$  лет.

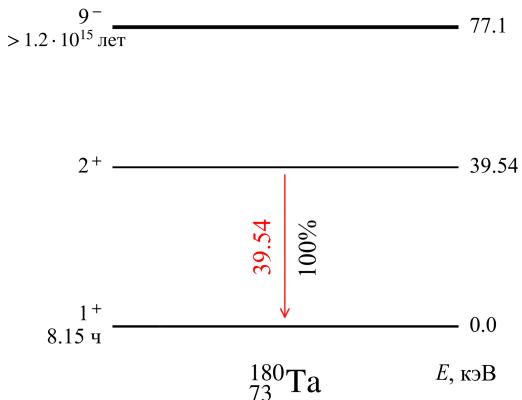


Рис. 1. Схема низколежащих уровней ядра  $^{180}\text{Ta}$ , включающая долгоживущее изомерное состояние  $^{180m}\text{Ta}$ . Основное состояние данного изотопа нестабильно и испытывает  $\beta$ -распад, который на схеме не показан

Часто заставить распадаться долгоживущий изомер напрямую нельзя из-за строгих правил отбора по спину и четности. Вместо этого ядро сначала возбуждается в промежуточное состояние с более высокой энергией, которое имеет более вероятные каналы распада либо сразу в основное состояние, либо в другое низлежащее, а затем — в основное состояние через каскад  $\gamma$ -переходов. Суммарное энерговыделение при этом включает как собственную энергию изомера, так и энергию, затраченную на триггинг, с возможным дополнительным вкладом от последующего распада образующегося основного состояния. С теоретической точки зрения заселение высокоспинового изомера из основного состояния ядра и его индуцированный переход в основное состояние являются взаимно обратными (принцип детального баланса). Следовательно, измерение сечения реакции заселения изомера позволяет оценить и сечение его девозбуждения.

Этот механизм и реализуется для  $^{180m}\text{Ta}$ : возбуждение в промежуточное состояние открывает канал быстрого распада в основное состояние, минуя метастабильное, что приводит к триггерингу изомера. Экспериментально данный процесс изучался на ускорителе Dynamitron в Штутгарте методом резонансного фотопоглощения с использованием тормозного излучения с перестраиваемой верхней границе в диапазоне  $E^m = 0.8 - 3.1$  МэВ [12]. В результате этого эксперимента, начиная с энергии  $E^m \approx 1$  МэВ, удалось про наблюдать девозбуждение изомера. При меньших значениях энергии  $E^m$  надежная регистрация триггеринга оказалась невозможной, поскольку выход продукта реакции  $^{180}\text{Ta}$  оказался ниже порога чувствительности измерительной аппаратуры. Таким образом, были идентифицированы промежуточные состояния 1.22, 1.43, 1.55, 1.85, 2.16, 2.40, 2.64 и 2.80 МэВ, через которые происходит девозбуждение на основное состояние, а также определены интегральные сечения таких распадов.

В то же время авторы работы [28] предположили, что самые низкие наблюдаемые фотонные резонансы совпадают с энергиями известных состояний в ротационной полосе, построенной на состоянии  $K = 5$  при энергии 592 кэВ. Однако, например, переход типа  $E1$  между состоянием  $K = 5$  и изомером ( $K = 9$ ) был бы сильно запрещен правилами отбора по  $K$  ( $\Delta K = 4$ ). В качестве гипотезы, объясняющей возможность наблюдения такого девозбуждения, авторы выдвигают наличие  $K$ -смешивания волновой функции, однако, в какой степени оно ответственно за предполагаемые переходы, не установлено. Стоит отметить, что проблема  $K$ -смешивания играет ключевую роль в реализации триггеринга изомеров деформированных ядер, поскольку степень  $K$ -запрета напрямую влияет на вероятности электромагнитных переходов между состояниями с различными проекциями полного момента на ось симметрии ядра.

Анализ экспериментов по кулоновскому возбуждению на пучке тяжелых ионов  $^{36}\text{S}$  и  $^{64}\text{Ni}$  (то есть с помощью виртуальных фотонов) позволил авторам [13] установить, что девозбуждение изомера  $^{180m}\text{Ta}$  происходит через  $E3$ -возбуждение уровней полосы с  $K = 7$  (уровни  $J^P = 7^+, 8^+, 9^+$ ) при энергии возбуждения  $> 1.1$  МэВ. При этом полоса с  $K = 5$  также участвует в каскадном переходе в процессе заселения основного состояния. Эти выводы согласуются с результатами работы [28], а наблюдаемые детальные различия могут быть обусловлены принципиальной разницей между процессами кулоновского возбуждения и фотоядерных реакций.

Таким образом, несмотря на низкую энергетическую эффективность триггеринга  $^{180m}\text{Ta}$ , обусловленную значительными затратами энергии на его возбуждение ( $> 1$  МэВ) при малом выходе изомерной энергии ( $\sim 77$  кэВ), его исследование важно для понимания фундаментальных аспектов ядерной структуры, в частности механиз-

мов  $K$ -смешивания. Кроме того, оно необходимо для проверки моделей нуклеосинтеза в астрофизических условиях, где данный изомер играет роль чувствительного индикатора процессов, происходящих в звездных средах.

## 1.2. Девозбуждение $^{178m^2}\text{Hf}$

В отличие от  $^{180m}\text{Ta}$ , изомер  $^{178m^2}\text{Hf}$ , характеризующийся периодом полураспада  $T_{1/2} = 31$  год и спин-четностью  $J^P = 16^+$  (рис. 2), сравнительно хорошо генерируется в реакциях нуклеосинтеза под действием быстрых нейтронов.  $^{178m^2}\text{Hf}$  представляет значительный интерес в контексте исследований управляемого высвобождения ядерной энергии. Энергетическая плотность, накопленная в данном изомерном состоянии, достигает  $E^* = 2446$  кэВ на ядро, что делает его перспективным объектом для изучения. Еще одним его преимуществом является отсутствие долгоживущих радиоактивных продуктов: периоды полураспада всех образующихся ядер не превышают нескольких секунд, что гарантирует потенциальную безопасность и экологическую чистоту технологии. Однако основное состояние  $^{178g}\text{Hf}$  стабильно и будет активно накапливаться в ходе ядерных реакций, создавая сложную задачу по его отделению от целевого изомера.

Первые экспериментальные результаты по облучению образца, содержащего  $6.3 \cdot 10^{14}$  ядер  $^{178m^2}\text{Hf}$ , представлены в [29–31]. В работе [29] в результате облучения тормозным излучением с граничной энергией  $E^m = 90$  кэВ было зафиксировано увеличение интенсивности  $\gamma$ -линии 325.5 кэВ, соответствующей переходу  $6^+ \rightarrow 4^+$  в основной вращательной полосе. Наблюданное усиление составило приблизительно 2%, что интерпретировалось как свидетельство триггеринга через энергию возбуждения менее 90 кэВ. Второй эксперимент [30] с использованием тормозного излучения с граничными энергиями  $E^m = 70$  кэВ и  $E^m = 90$  кэВ показал  $\sim 4\%$  усиление для линий 426.4 кэВ ( $8^+ \rightarrow 6^+$ ) и 495.0 кэВ ( $11^- \rightarrow 9^-$ ) из каскада  $\gamma$ -переходов при распаде изомера, но не подтвердил наблюдаемого эффекта для линии 325.5 кэВ. А в эксперименте [31] при энергии  $E^m = 63$  кэВ было зафиксировано увеличение интенсивностей переходов 213.4 кэВ ( $4^+ \rightarrow 2^+$ ) и 325.5 кэВ ( $6^+ \rightarrow 4^+$ ) в основной вращательной полосе. Наибольшее усиление составило  $1.6 \pm 0.3\%$  и наблюдалось для перехода 213.4 кэВ.

Эти сообщения вызвали значительный интерес и серию повторных экспериментов. Следом были опубликованы работы, в которых утверждалось о наблюдении триггеринга с использованием монохроматического синхротронного излучения вблизи  $L$ -краев поглощения гафния. В работе [32] утверждалось, что для триггеринга ядерного изомера эффективнее всего облучать его фотонами с энергией, соответствующей  $L_3$ -краю поглощения гафния ( $\sim 9.6$  кэВ). Однако последующие, более точные эксперименты не смогли подтвердить этот эффект.

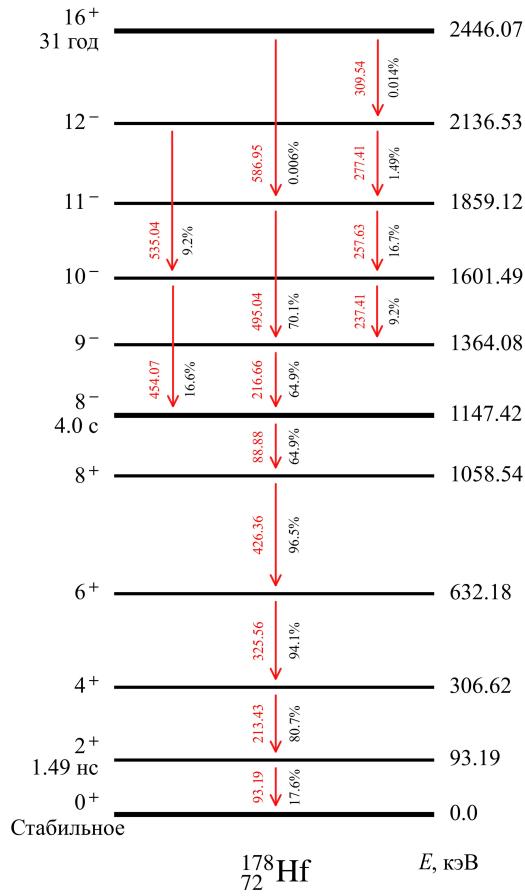


Рис. 2. Схема уровней ядра  $^{178}\text{Hf}$  с указанием  $\gamma$ -переходов, приводящих к распадам изомерных состояний ( $T_{1/2}(m_1) = 4.0$  с и  $T_{1/2}(m_2) = 31.0$  год)

Так, в работе [33] показано, что облучение в области  $L$ -краев поглощения гафния не приводит к девозбуждению изомера  $^{178}\text{Hf}$ , что опровергает ранее опубликованные сообщения о данном эффекте. Также в [33] был установлен верхний предел для интегрального сечения процесса, на восемь порядков меньший по сравнению со значениями, приведенными в ранних работах.

Таким образом, несмотря на многочисленные исследования, ни одно из сообщений о фотоиндуцированном девозбуждении изомера  $^{178m^2}\text{Hf}$  не получило независимого экспериментального подтверждения. Все сообщения о наблюдавшихся эффектах остаются методологически не подтвержденными и не признанными научным сообществом.

### 1.3. Девозбуждение $^{108m}\text{Ag}$

Изотоп  $^{108}\text{Ag}$  привлекает значительный научный интерес благодаря уникальному сочетанию ядерных свойств. Его метастабильное состояние  $^{108m}\text{Ag}$  ( $J^P = 6^+$ ) характеризуется аномально большим периодом полураспада  $T_{1/2} = 438$  лет, тогда как основное состояние  $^{108g}\text{Ag}$  ( $J^P = 1^+$ ) имеет исключи-

тельно короткое время жизни  $T_{1/2} = 2.38$  мин (рис. 3). Высокая энергия  $\beta$ -распада основного состояния ( $Q_\beta = 1645.6$  кэВ и  $Q_{EC} = 1917.4$  кэВ) обеспечивает значительную плотность энергии, запасенную в изомере  $^{108m}\text{Ag}$ . Принудительный перевод ядра из метастабильного состояния в основное приводит к увеличению мощности его энерговыделения в  $9.7 \cdot 10^7$  раз, что определяется отношением периодов полураспада изомерного и основного состояний.

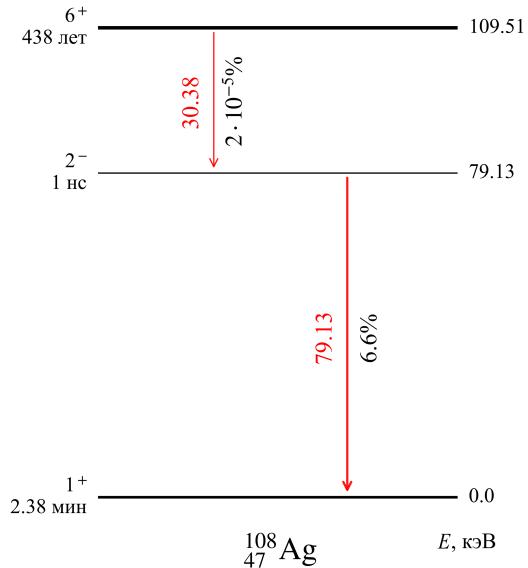


Рис. 3. Схема низколежащих уровней ядра  $^{108}\text{Ag}$  с указанием  $\gamma$ -переходов, приводящих к распаду изомерного состояния ( $T_{1/2} = 438$  лет). Схема не включает каналы  $\beta$ -распада, которые характерны как для основного, так и для метастабильного состояний ядра  $^{108}\text{Ag}$

Пионерский эксперимент по девозбуждению  $^{108m}\text{Ag}$  был выполнен в 2013 г. [11]. Для этого использовался образец, содержащий  $^{108m}\text{Ag}$ , полученный путем нейтронной активации природного серебра в ядерном реакторе. Облучение этой мишени тормозным излучением ( $E^m = 6$  МэВ) от линейного ускорителя электронов привело к появлению избыточной активности с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2.38$  мин, характерным для основного состояния  $^{108g}\text{Ag}$ . Для регистрации этого эффекта проводилось сравнение скорости счета излучения от образца без облучения и после облучения, при этом для повышения статистической значимости результатов процедура  $\gamma$ -активации, транспортировки и детектирования многократно повторялась с последующим усреднением данных. Этот подход дал возможность подтвердить небольшое увеличение числа ядер, распадающихся из основного состояния, однако не позволил идентифицировать конкретные промежуточные ядерные уровни, ответственные за процесс девозбуждения, и определить их индивидуальные интегральные сечения возбуждения.

Последующие  $\gamma$ -спектроскопические исследования, выполненные международной коллаборацией

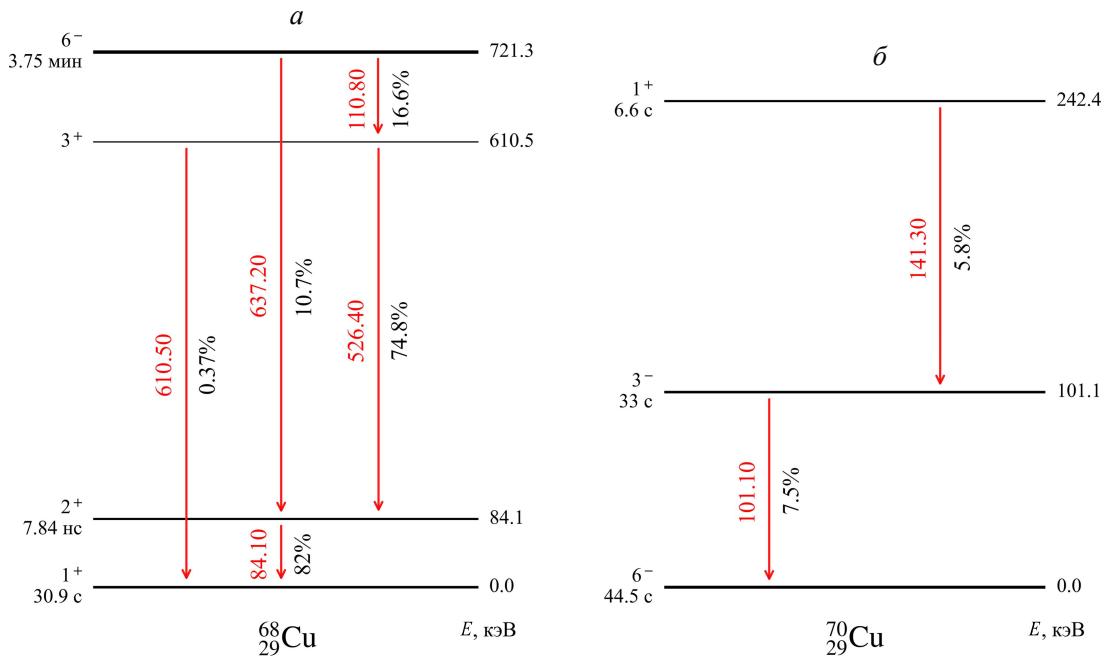


Рис. 4. Схема низколежащих уровней ядер  $^{68}\text{Cu}$  (a) и  $^{70}\text{Cu}$  (b) с указанием  $\gamma$ -переходов, приводящих к распаду соответствующих изомерных состояний (a —  $T_{1/2} = 3.75$  мин; b —  $T_{1/2}(m_1) = 33$  с и  $T_{1/2}(m_2) = 6.6$  с). Отметим, что схема не включает каналы  $\beta$ -распада, которые характерны для основного и всех метастабильных состояний двух изотопов

на установке INGA (TIFR, Индия), предоставили ключевую информацию о ядерной структуре  $^{108}\text{Ag}$  [34]. Анализ  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений от возбужденных состояний  $^{108}\text{Ag}$ , полученных в реакциях с ионным пучком, выявил четыре потенциальных промежуточных уровня девозбуждения, расположенных выше изомера: 290, 365, 468 и 523 кэВ. Наличие обнаруженных переходов из указанных состояний в изомерное состояние ( $E^* = 109.5$  кэВ) указывает на возможность обратного процесса — резонансного возбуждения изомера в промежуточные состояния с последующим переходом в основное состояние. Полученные оценки интегральных сечений возбуждения через указанные состояния задают основу для планирования экспериментов по селективному девозбуждению изомера, однако детальное исследование индивидуальных вкладов каждого канала требует дальнейших исследований.

#### 1.4. Девозбуждение $^{68}\text{Cu}$ и $^{70}\text{Cu}$

В эксперименте [10] был реализован фотоиндуцированный триггеринг изомера  $^{68m}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 3.75$  мин,  $J^P = 6^-$ ) с использованием метода кулоновского возбуждения. Его схема уровней представлена на рис. 4, a. Селекция пучка в чистом изомерном состоянии была выполнена с помощью лазерной ионизации (RILIS) на установке ISOLDE (CERN) с последующим ускорением до 2.86 МэВ/нуклон. Анализ зарегистрированных спектров  $\gamma$ -излучения в сопоставлении с известной схемой уровней ядра  $^{68}\text{Cu}$  показал, что в результате кулоновского воз-

буждения происходит переход из изомерного состояния  $J^P = 6^-$  на вышележащий уровень  $J^P = 4^-$  с энергией 955 кэВ. Дальше возникает каскад  $\gamma$ -переходов в обход изомера, приводящий к образованию основного состояния  $^{68g}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 30.9$  с,  $J^P = 1^+$ ), время его реализации составляет наносекунды, что на 11 порядков меньше его естественного периода полураспада.

Аналогичная методика была применена для исследования изотопа  $^{70}\text{Cu}$  (рис. 4, б); в этом эксперименте ядра в пучке находились в основном состоянии ( $T_{1/2} = 44.5$  с,  $J^P = 6^-$ ). В спектре  $\gamma$ -излучения после кулоновского возбуждения наблюдался переход с энергией 127 кэВ, соответствующий  $E2$ -возбуждению из основного состояния  $6^-$  на уровень  $4^-$  с энергией 228 кэВ с последующим девозбуждением в первое изомерное состояние  $3^-$ . Поскольку период полураспада конечного изомерного состояния  $^{70m}\text{Cu}$  велик ( $T_{1/2}(m_1) = 33$  с), его последующий распад в рамках наносекундного временного окна эксперимента не регистрировался. Обнаружение данного перехода указывает на возможность обратного процесса — заселения изомера через промежуточное состояние. Однако о наблюдении девозбуждения говорить преждевременно, поскольку неизвестно, существует ли канал перехода из промежуточного состояния в основное.

Проведенные эксперименты сформировали методическую основу для дальнейшего изучения индуцированного девозбуждения. Расширение этих исследований на более широкий круг изомеров напрямую зависит от появления источников излучения нового поколения. Пучок  $\gamma$ -квантов со сверх-

высокой интенсивностью, который, как ожидается, будет создан на установке ИКИ НЦФМ, позволит детально исследовать структуру изомерных состояний, что должно способствовать прогрессу в решении ряда фундаментальных и прикладных задач ядерной физики.

Для успешной реализации триггеринга изомеров ключевое значение имеют предварительные тестовые эксперименты с использованием стабильных мишеней и последующей регистрацией наведенной активности. Такая методика технически проще, чем облучение радиоактивных материалов с детектированием мгновенного излучения  $\gamma$ -переходов на основное состояние. К числу ядер, удобных для  $\gamma$ -активационных исследований, относятся стабильные изотопы, обладающие метастабильными состояниями, такие как  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{189}\text{Os}$ ,  $^{199}\text{Hg}$  и многие другие. Таким образом, проведение подобных модельных экспериментов со стабильными мишенями является необходимым подготовительным этапом перед началом работ с радиоактивными изомерными мишенями.

## 2. ОЦЕНКИ ДЛЯ РЕАКЦИЙ $^{165}\text{Ho}(\gamma, in)^{162m,g,164m,g}\text{Ho}$ И $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$

Как уже упоминалось, проектируемый источник комптоновского излучения (ИКИ) [5] будет генерировать квазимонохроматическое  $\gamma$ -излучение с плавно перестраиваемой энергией пучка в диапазоне энергий  $E = 5 - 70$  МэВ с шагом до 100 кэВ и интенсивностью  $I_\gamma \approx 5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ , достаточной для проведения активационных экспериментов. Первочередная задача для данной установки — исследование фотоядерных реакций, в том числе приводящих к образованию изомеров. Ключевое направление — получение количественных данных о выходах изомеров методом оффлайн-спектрометрии. В связи с этим актуальной задачей является определение эффективности этой методики в рамках планируемых рабочих параметров. Начальные эксперименты целесообразно проводить на моноизотопных мишенях: перспективным кандидатом для таких исследований может стать, например,  $^{165}\text{Ho}$ , для которого в литературе уже имеются опубликованные данные по сечениям фотоядерных реакций, полученных на тормозных пучках  $\gamma$ -квантов.

В рамках настоящей работы представлены результаты оценочных расчетов ожидаемого количества регистрируемых  $\gamma$ -квантов для фотоядерных реакций  $(\gamma, in)$  на изотопе  $^{165}\text{Ho}$ , приводящих к образованию изомерных пар  $^{162m,g}\text{Ho}$  и  $^{164m,g}\text{Ho}$ . Для этого время однократного облучения было принято равным  $t_{\text{обл}} = 1$  ч, а время измерения  $t_{\text{изм}}$  соответствовало периодам полураспада каждого из изотопов-продуктов.

В случае реакций с образованием продуктов в изомерном состоянии ожидаемое количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов  $N_{\text{det}}^{(m)}$  рассчитывалось по формуле (1) с использованием следующих плано-

вых параметров: толщина мишени  $d = 1$  см, поток первичных  $\gamma$ -квантов  $I_\gamma \approx 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Предполагалось, что мишень ориентирована перпендикулярно оси пучка, поэтому эффективная длина взаимодействия принималась равной ее толщине  $d$ :

$$N_{\text{det}}^{(m)} = I_\gamma M d \sigma_m(E) (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{обл}}}) \times \frac{1}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{изм}}}) \times I_{\text{вых}}(E_\gamma) k(E_\gamma, l), \quad (1)$$

где  $M = \eta \frac{\rho}{M_r} N_A$  — поверхностная концентрация ядер мишени,  $\eta = 1$  — концентрация  $^{165}\text{Ho}$  в естественной изотопной смеси,  $\rho = 8.795 \text{ г/см}^3$  — плотность вещества,  $M_r = 164.93 \text{ г/моль}$  — молярная масса,  $N_A \cong 6.022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  — число Авогадро,  $\sigma_m$  — сечение образования изомера в результате фотоядерной реакции,  $\lambda_m = \ln 2 / T_{1/2}^{(m)}$  — постоянная распада изомерного состояния,  $I_{\text{вых}}(E_\gamma)$  — выходная интенсивность вторичных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$ , образующихся при распаде ядра-продукта,  $k(E_\gamma, l)$  — эффективность спектрометра при заданном расстоянии между торцевой стенкой детектора и мишенью  $l$ .

Ожидаемое количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов в случае образования ядра-продукта в основном состоянии  $N_{\text{det}}^{(g)}$  рассчитывалось с учетом двух каналов: прямого рождения в реакции  $(\gamma, in)$  и распада через изомерное состояние. Модифицированная формула имеет вид:

$$N_{\text{det}}^{(g)} = I_\gamma M d [A + B + C] I_{\text{вых}}(E_\gamma) k(E_\gamma, l), \quad (2)$$

$$A = \frac{\sigma_g + n \sigma_m}{\lambda_g} (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{обл}}}) (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{изм}}}), \quad (3)$$

$$B = -\frac{n \sigma_m}{\lambda_g - \lambda_m} (e^{-\lambda_m t_{\text{обл}}} - e^{-\lambda_g t_{\text{обл}}}) \times (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{изм}}}), \quad (4)$$

$$C = \frac{n \sigma_m}{\lambda_m (\lambda_g - \lambda_m)} (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{обл}}}) \times [\lambda_g (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{изм}}}) - \lambda_m (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{изм}}})], \quad (5)$$

где  $\sigma_g$  — сечение образования основного состояния в результате фотоядерной реакции,  $\lambda_g$  — постоянная распада основного состояния,  $n$  — вероятность  $\gamma$ -перехода. Остальные обозначения соответствуют формуле (1).

Слагаемое  $A$  описывает распады ядер основного состояния, которые наблюдались бы, если бы все они образовывались непосредственно в основном состоянии — как за счет прямого рождения в реакции, так и за счет мгновенного распада изомера. Слагаемое  $B$  — поправка на конечное время жизни изомера: поскольку изомер распадается со своей постоянной распада  $\lambda_m$ , к концу облучения фактическое

Таблица 2. Ожидаемое количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов  $N_{det}$  при  $t_{обл} = 1$  ч и  $t_{изм} = T_{1/2}$ 

| Параметры                         | Реакция                                       |   |   |   |
|-----------------------------------|---|---|---|---|
|                                   | $^{165}\text{Ho}(\gamma, 3n)^{162m}\text{Ho}$ | $^{165}\text{Ho}(\gamma, 3n)^{162g}\text{Ho}$ | $^{165}\text{Ho}(\gamma, 1n)^{164m}\text{Ho}$ | $^{165}\text{Ho}(\gamma, 1n)^{164g}\text{Ho}$ |
| $E_{th}$ , МэВ                    | 23.18   | 23.07   | 8.13  | 7.99  |
| $\sigma_{TALYS}$ , мб             | $E = 10$ МэВ                                  | 0   | 0   | $\cong 13.5$                                  |
|                                   | $E = 20$ МэВ                                  | 0   | 0   | $\cong 1.8$                                   |
|                                   | $E = 30$ МэВ                                  | $\cong 8.1$                                   | $\cong 11.5$                                  | $\cong 0.3$                                   |
| $n$ , %                           | —   | 62  | —   | 100   |
| $E_\gamma$ , кэВ ( $I_{вых}$ , %) | 282.86 (11.3%)                                | 1319.3 (3.8%)                                 | 56.64 (6.5%)                                  | 91.40 (2.2%)                                  |
| $k$ ( $l = 5$ см)                 | 0.012   | 0.006   | 0.0007  | 0.0014  |
| $T_{1/2}$ , ч                     | 1.12  | 0.25  | 0.61  | 0.48  |
| $N_{det}$                         | $E = 10$ МэВ                                  | 0   | 0   | $\sim 10\,600$                                |
|                                   | $E = 20$ МэВ                                  | 0   | 0   | $\sim 1\,400$                                 |
|                                   | $E = 30$ МэВ                                  | $\sim 236\,800$                               | $\sim 31\,500$                                | $\sim 220$                                    |
|                                   |   |   |   | $\sim 530$                                    |

количество ядер основного состояния оказывается иным по сравнению с рассчитанным в слагаемом  $A$ . Слагаемое  $C$  учитывает распады ядер основного состояния, которые образовались после окончания облучения в результате распада изомера, накопленного за время облучения.

Для получения оценок сечения реакций  $\sigma_m$  и  $\sigma_g$  при энергиях первичных  $\gamma$ -квантов  $E = 10$ ; 20; 30 МэВ рассчитывались с использованием программы TALYS 2.0 [35] с параметрами по умолчанию. Значения эффективности регистрации  $k(E_\gamma, l)$  были взяты для германиевого детектора Canberra GC 3019, используемого в экспериментах по  $\gamma$ -спектрометрии в НИИЯФ МГУ [36] для стандартной геометрии измерений с расстоянием  $l = 5$  см между мишенью и детектором. В табл. 2 приведены рассчитанные значения  $N_{det}$  для фотоядерных реакций на  $^{165}\text{Ho}$  при  $t_{обл} = 1$  ч и  $t_{изм} = T_{1/2}$ .

Полученные оценки позволяют говорить о том, что для реакций  $^{165}\text{Ho}(\gamma, 1n)^{164m,g}\text{Ho}$  при энергии первичных  $\gamma$ -квантов  $E = 30$  МэВ, на несколько МэВ превышающей пороговые значения ( $E_{th} \sim 23$  МэВ), прогнозируемое количество регистрируемых вторичных  $\gamma$ -квантов  $N_{det}$  достигает  $\sim 10^5$  и выше. Для реакций  $^{165}\text{Ho}(\gamma, 3n)$  с образованием  $^{162m,g}\text{Ho}$  при  $E = 10$  МэВ, близкой к соответствующим энергетическим порогам ( $E_{th} \sim 8$  МэВ), также ожидается высокое количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов порядка  $10^5$ . Эффективность регистрации  $k$ , а следовательно и  $N_{det}$ , существенно зависит от геометрии эксперимента. При фиксированной энергии  $\gamma$ -квантов уменьшение расстояния  $l$  между мишенью и детектором позволяет дополнительно увеличить  $N_{det} \sim \frac{1}{l^2}$ , что обусловлено изменением телесного угла регистрации. Таким образом, полученные значения свидетельствуют о возможности проведения прецизионных измерений с высоким соотношением сигнал–шум на проектируемой установке ИКИ НЦФМ. Отметим, что при проведении оценок поглощение первичных и вторичных  $\gamma$ -квантов в мишени не учи-

тывалось. Сравнение с фоновыми измерениями на HPGe-детекторе в НИИЯФ МГУ, проводившимися в течение 1 ч, показало, что ожидаемый фон в зависимости от  $E_\gamma$  не превышает 0.001–7% от величины прогнозируемого сигнала.

Планирование активационных экспериментов на источнике комптоновского излучения ИКИ НЦФМ, включая отработку методик настройки и мониторирования пучка и исследования пигми- и гигантских резонансов, опирается на существующие данные по сечениям фотоядерных реакций, полученных в том числе на тормозных пучках  $\gamma$ -квантов. Так, эксперименты, выполненные на установках НИИЯФ МГУ для ряда мишней [37–39], служат основой для планирования будущих исследований на создаваемой научной установке.

В нашей работе [37] представлены результаты облучения естественной смеси изотопов ртути тормозным пучком  $\gamma$ -квантов от разрезного микротрона РМ-55 с фиксированной энергией электронов  $E^m = 55$  МэВ, получены и проанализированы экспериментальные абсолютные выходы и сечения на эквивалентный квант для реакций  $^{nat}\text{Hg}(\gamma, inkp)$ . Дополнительно в работе [40] предпринята попытка изучения заселения ядерных изомеров через высоколежащие уровни в фотоядерных реакциях на природной ртути путем анализа спиновых зависимостей изомерных отношений.

В качестве продолжения этих исследований с целью проверки и уточнения выявленных ранее эмпирических зависимостей представляет интерес рассмотрение реакции  $(\gamma, \gamma')$  на стабильном изотопе  $^{199}\text{Hg}$  ( $J^P = 1/2^-$ ) с образованием изомера  $^{199m}\text{Hg}$  ( $J^P = 13/2^+$ ,  $T_{1/2} = 0.71$  ч). Схема распада данного изомера (рис. 5) характеризуется каскадом  $\gamma$ -переходов: с уровня 532.48 кэВ на уровень 158.38 кэВ с испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma = 374.1$  кэВ и последующим переходом в основное состояние. Для селективной регистрации данного канала распада предлагается использовать схему совпадений с двумя детекторами. Данная методика позволит однозначно идентифицировать

Таблица 3. Оценки наведенной активности  $A$  и скорости счета  $N_{HPGe}$  для реакции  $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$  при различных энергиях падающих  $\gamma$ -квантов  $E$  и для двух значений расстояния между мишенью и детектором:  $l = 5$  см и  $l = 10$  см

| Реакция | $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ |                       |  |                       |                  |
|---------|--|-----------------------|--|-----------------------|------------------|
|         | $E$ , МэВ  | $\sigma_{TALYS}$ , мб | $E_\gamma$ , кэВ ( $I_{\text{вых}}$ , %) | $A$ , $\text{с}^{-1}$ | $k(E_\gamma, l)$ |
| 6.5     | $\sim 0.059$                                       | 374.1 (13.8%)         | $\sim 128$                               | 0.012 ( $l = 5$ см)   | $\sim 0.212$     |
|         |  |                       |  | 0.0043 ( $l = 10$ см) | $\sim 0.076$     |
| 12.5    | $\sim 0.105$                                       |                       | $\sim 226$                               | 0.012 ( $l = 5$ см)   | $\sim 0.374$     |
|         |  |                       |  | 0.0043 ( $l = 10$ см) | $\sim 0.134$     |

каскад  $\gamma$ -переходов и дополнительно подавить фоновые события в эксперименте.

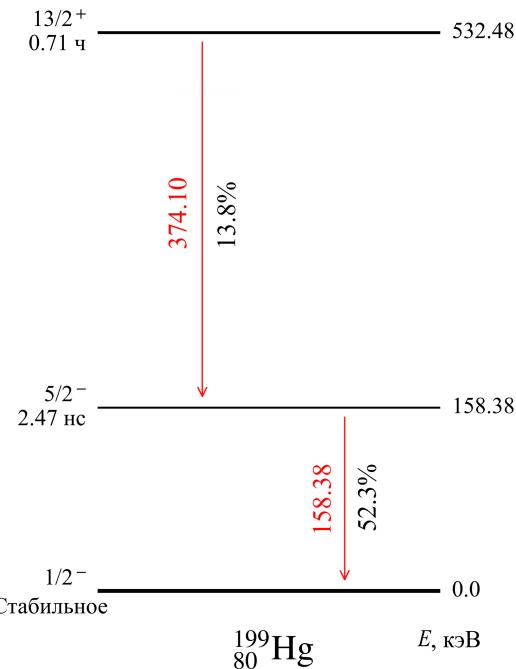


Рис. 5. Схема низколежащих уровней ядра  $^{199}\text{Hg}$  с указанием  $\gamma$ -переходов, приводящих к распаду изомерного состояния ( $T_{1/2} = 0.71$  ч)

Для оценки возможности экспериментальной реализуемости реакции  $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$  были рассчитаны наведенная активность  $A$  и скорость счета в сверхчистом германиевом детекторе  $N_{HPGe}$  к моменту окончания облучения. Для сравнения влияния геометрии эксперимента расчеты были выполнены для двух расстояний от торцевой стенки детектора до мишени:  $l = 5$  см и  $l = 10$  см.

Наведенная активность образца сразу после окончания облучения определялась по формуле:

$$A = I_\gamma \sigma(E) \eta \frac{\rho}{M_r} N_A d \times \times \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\ln 2 \cdot t_{\text{обл}}}{T_{1/2}} \right) \right], \quad (6)$$

где  $I_\gamma \sim 5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$  — планируемая интенсив-

ность пучка  $\gamma$ -квантов,  $\eta = 0.1694$  — концентрация  $^{199}\text{Hg}$  в природной смеси,  $\rho = 13.534 \text{ г/см}^3$  — плотность вещества,  $M_r = 198.97 \text{ г/моль}$  — молярная масса,  $d = 1 \text{ см}$  — предполагаемая толщина мишени,  $t_{\text{обл}} = 1 \text{ ч}$  — предлагаемое время облучения,  $T_{1/2} = 0.71 \text{ ч}$  — период полураспада изомера  $^{199m}\text{Hg}$ .

Скорость счета в HPGe-детекторе от вторичных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  рассчитывалась как

$$N_{HPGe} = k(E_\gamma, l) A I_{\text{вых}}(E_\gamma), \quad (7)$$

где  $k(E_\gamma, l)$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma$  при заданном расстоянии  $l$ ,  $A$  — оцененная по формуле (6) наведенная активность,  $I_{\text{вых}}(E_\gamma)$  — вероятность испускания вторичного  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma$ .

В расчетах использовались сечения реакций  $\sigma(E)$ , полученные с помощью программы TALYS [35]. В качестве рабочих сечений выбирались максимальные значения согласно кривой зависимости сечения реакции от энергии падающих  $\gamma$ -квантов (рис. 6). В табл. 3 представлены полученные оценки и значения параметров, которые использовались в расчетах.

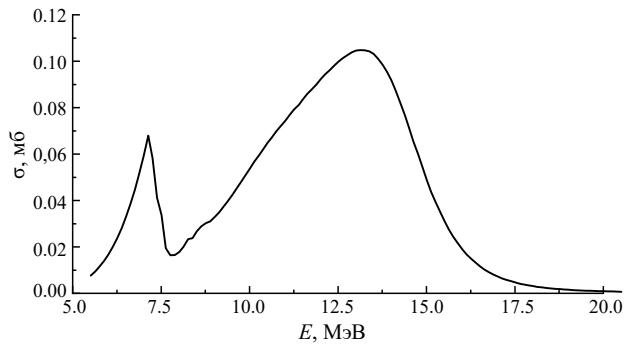


Рис. 6. Зависимость сечения реакции  $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$  от энергии первичных  $\gamma$ -квантов  $E$ , рассчитанная с помощью TALYS [35]

Согласно полученным оценкам, наведенная активность  $A$  составила  $\sim 10^2$  распадов/с, а скорость счета —  $\sim 10^{-1}$  импульсов/с. Все полученные значения продемонстрировали принципиальную возможность регистрации продуктов рассматриваемых реакций на проектируемом комптоновском источнике

ИКИ, что подтверждает перспективность планируемых рабочих параметров установки и активационных экспериментов.

В работе [41] были проведены подобные оценки наведенной активности  $A$  и скорости счета  $N_{HPGe}$  для реакций  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ ,  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62g}\text{Cu}$ ,  $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61g}\text{Cu}$ , которые также подтверждают высокую эффективность установки ИКИ НЦФМ в исследованиях фотоядерных реакций.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени индуцированный распад ядерных изомеров экспериментально подтвержден для восьми изотопов при использовании различных механизмов возбуждения. Продолжающиеся исследования в этой области не только направлены на поиск практических приложений, но и вносят существенный вклад в решение фундаментальных проблем ядерной физики: улучшают понимание структуры ядер, в том числе явления  $K$ -смешивания, и механизмов ядерных реакций, а также оказывают большое влияние на моделирование процессов звездного нуклеосинтеза.

Одним из ключевых направлений исследований является идентификация путей девозбуждения изомеров: поскольку многие промежуточные состояния, пригодные для реализации триггеринга, располагаются вдали от ираст-линии, они часто остаются не обнаруженными в стандартных спектроскопических измерениях. Перспективным инструмен-

том для решения этой задачи является источник комптоновского излучения ИКИ НЦФМ, который откроет новые возможности для систематического обнаружения ранее неизвестных уровней и переходов в ядрах.

В настоящей работе на примере мишени  $^{165}\text{Ho}$  и  $^{199}\text{Hg}$  показано, что ожидаемые скорости счета продуктов фотоядерных реакций достигают значений, достаточных для их надежной регистрации в фоновых условиях. Это означает, что комплекс ИКИ НЦФМ позволит не только осуществлять прямое детектирование частиц в ходе реакции, но и проводить активационные эксперименты. Таким образом, открываются новые перспективы для регистрации редких событий и мониторирования потока нейтронов, образующихся в многонуклонных реакциях. Также ИКИ НЦФМ позволит проводить систематические исследования механизмов фотовозбуждения и управляемого распада ядерных изомеров — подобные фундаментальные исследования заложат основу для перспективных прикладных работ, в частности направленных на создание ядерных аккумуляторов энергии и импульсных источников  $\gamma$ -излучения.

Работа О.В. Бардадиной поддержана стипендией Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 25-2-1-65-1).

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова (Бельшев С.С., Кузнецов А.А., Фурсова Н.Ю., Ханкин В.В.).

- 
- [1] Walker P., Dracoulis G. // *Nature* **399**, 35 (1999).  
[2] Milburn R.H. // *Phys. Rev. Lett.* **10**, N 3, 75 (1963).  
[3] Arutyunian F.R., Tumanian V.A. // *Phys. Lett.* **4**, N 3, 176 (1963).  
[4] Weller H.R., Ahmed M.W., Gao H. et al. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62**, N 1, 257, (2009).  
[5] Григоренко Л.В., Антоненко Н.В., Артюков И.А. и др. // *Физмат*. **1**, N 3-4, 123 (2024).  
[6] Garg S., Maheshwari B., Singh B. et al. // *At. Data Nucl. Data Tables* **150**, 101546 (2023).  
[7] Карапян С.А. // *Физ. элем. частиц и атом. ядра* **39**, N 4, 949 (2008).  
[8] Carroll J.J. // *Innovations in Army Energy and Power Materials Technologies* **36**, 289 (2018).  
[9] Balabanski D.L., Luo W. // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **233**, 1161 (2024).  
[10] Georgiev G., Stefanescu I., Balabanski D.L. et al. // *Int. J. Mod. Phys. E* **15**, 1505 (2006).  
[11] Carroll J.J., Litz M.S., Netherton K.A. et al. // *AIP Conf. Proc.* **1525**, 586 (2013).  
[12] Belic D., Arlandini C., Besserer J. et al. // *Phys. Rev. C* **65**, N 3, 035801 (2002).  
[13] Loewe M., Alexa P., Czosnyka T. et al. // *Phys. Lett. B* **551**, 71 (2003).  
[14] Carroll J.J., Chiara C.J. // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **233**, 1151 (2024).  
[15] Isomers and Quantum Nucleonics: Proc. 7th AFOSR Workshop, Dubna. // Ed.: S.A. Karamian, J.J. Carroll, E.A. Cherepanov. Dubna: JINR, 2006.  
[16] Kondurov I.A., Korotkikh E.M., Petrov Y.V. // *JETP Lett.* **31**, 232 (1980).  
[17] Roig O., Meot V., Rosse B. et al. // *Phys. Rev. C* **83**, 064617 (2011).  
[18] Karamian S.A., Carroll J.J. // *Phys. Rev. C* **83**, 024604 (2011).  
[19] Kondurov I.A., Korotkikh E.M., Petrov Y.V., Shuljak G.I. // *Phys. Lett. B* **106**, 383 (1981).  
[20] Kishimoto S., Yoda Y., Seto M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1831 (2000).  
[21] Chiara C.J., Carroll J.J., Carpenter M.P. et al. // *Nature* **554**, 216 (2018).  
[22] Wu Y., Keitel C.H., Palfy A. // *Phys. Rev. Lett.* **122**, 212501 (2019).  
[23] Guo S., Ding B., Zhou X.H. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **128**, 242502 (2022).  
[24] Arnould M., Goriely S. // *Phys. Rep.* **384**, N 1, 1 (2003).  
[25] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // *Ядерная физика* **77**, №12, 1563 (2014). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // *Phys. Atom. Nuclei* **77**, 1491 (2014)).  
[26] Pospelov M., Rajendran S., Ramani H. // *Phys. Rev. D* **101**, 055001 (2020).  
[27] Arquist I.J., Avignone F.T., Barabash A.S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **131**, N 15, 152501 (2023).  
[28] Walker P.M., Dracoulis G.D., Carroll J.J. // *Phys.*

- Rev. C **64**, 061302 (2001).
- [29] Collins C.B., Davanloo F., Iosif M.C. et al. // Phys. Atom. Nuclei **63**, 2067 (2000).
- [30] Collins C.B., Davanloo F., Iosif M.C. et al. // Phys. Rev. Lett. **82**, 695 (1999).
- [31] Collins C.B., Davanloo F., Rusu A.C. et al. // Phys. Rev. C **61**, 054305 (2000).
- [32] Collins C.B., Zoita N.C., Rusu A.C. et al. // Europhys. Lett. **57**, 677 (2002).
- [33] Carroll J.J., Karamian S.A., Propri R. et al. // Phys. Lett. B **679**, 203 (2009).
- [34] Sethi J., Palit R., Carroll J.J. et al. // J. Phys. G **43**, 015103 (2015).
- [35] Konings A., Hilaire S., Goriely S. // Eur. Phys. J. A **59**, N 6, 131 (2023).
- [36] Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. // Nucl. Instrum. Methods A **745**, 133 (2014).
- [37] Poriadina O.V., Belyshev S.S., Fursova N.Y. et al. // Nucl. Phys. A **1063**, 123206 (2025).
- [38] Белышев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. №6, 3 (2020). (Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **75**, 513 (2020)).
- [39] Фурсова Н.Ю., Белышев С.С., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **80**, №6, 2560202 (2025). (Fursova N.Yu., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **80**, 2560202 (2025)).
- [40] Порядина О.В., Белышев С.С., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **80**, №6, 2560201 (2025). (Poriadina O.V., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **80**, 2560201 (2025)).
- [41] Белышев С.С., Варламов В.В., Джилавян Л.З. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **79**, №1, 2410201 (2024). (Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhilavyan L.Z. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **79**, 7 (2024)).

## Excitation of Nuclear Isomers by a Quasi-Monochromatic Beam of a Compton Source

O. V. Bardadina<sup>1,a</sup>, S. S. Belyshev<sup>1,2</sup>, A. A. Kuznetsov<sup>1,2,b</sup>, N. Yu. Fursova<sup>2</sup>, V. V. Khankin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>olesya20025@gmail.com, <sup>b</sup>kuznets@depni.sinp.msu.ru

This work considers the possibilities of the excitation and induced decay of nuclear isomers using the promising quasi-monochromatic inverse Compton source ICS which is under development at the National Center for Physics and Mathematics. Experimentally confirmed cases of photoinduced de-excitation of isomers, such as  $^{180m}$ Ta,  $^{108m}$ Ag, and  $^{68m}$ Cu, are discussed, and the obtained quantitative estimates for future photonuclear experiments, in particular on the isotopes  $^{165}$ Ho and  $^{199}$ Hg, are presented. It is shown that the planned parameters of the inverse Compton source, such as beam intensity and monochromaticity, will enable future high-precision measurements with a high signal-to-noise ratio. The obtained estimates of the count rate and the number of registered  $\gamma$ -quanta using an HPGe detector confirm the feasibility of performing activation experiments, as well as demonstrate the potential of the developed facility for addressing a broad range of tasks in nuclear photonics, including studies of nuclear structure and isomer decay mechanisms.

PACS: 25.20.-x.

Keywords: photonuclear reactions, activation analysis, gamma-ray spectrometry, nuclear isomeric states, inverse Compton scattering.

Received 23 December 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 1. Pp. .

### Сведения об авторах

1. Бардадина Олеся Викторовна — студент; e-mail: olesya20025@gmail.com.
2. Белышев Сергей Сергеевич — ассистент; тел.: +7(495)939-25-58, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
3. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: +7(495)939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
4. Фурсова Надежда Юрьевна — программист; e-mail: nfursova@bk.ru.
5. Ханкин Вадим Валерьевич — науч. сотрудник; тел.: +7(495)939-24-51, e-mail: v-k32@yandex.ru.