

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Ремизов Павел Дмитриевич

**ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ КАК ИНСТРУМЕНТ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОТОПА ^{89}Zr
ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ**

Специальность 1.3.15
Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2023

Работа выполнена на кафедре физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова и в Лаборатории радиационной медицинской физики Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель – **Черняев Александр Петрович**,
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты – **Зеленская Наталья Семеновна**,
доктор физико-математических наук, профессор
МГУ имени М.В. Ломоносова,
НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына,
главный научный сотрудник

Балдин Антон Александрович,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
Международная межправительственная
организация «Объединенный институт ядерных
исследований», начальник сектора

Алиев Рамиз Автандилович,
кандидат химических наук,
НИЦ «Курчатовский Институт»,
заведующий лабораторией

Защита диссертации состоится «19» января 2024 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета МГУ.013.2 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991 Москва, Ленинские горы, д. 1, строение 5 (19-й корпус НИИЯФ МГУ), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д.27) и на портале <https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.2/2728>

Автореферат разослан « » _____ 2023 г.

Телефон совета для справок: +7(916)8717750

Электронная почта совета для справок: galan_lidiya@mail.ru

Ученый секретарь диссертационного совета



Л.И. Галанина

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы и степень ее разработанности

В последние десятилетия активно развивается использование ядерно-физических методов в области медицины. Радиоактивные изотопы в составе радиофармацевтических препаратов (РФП) позволяют диагностировать и лечить множество онкологических заболеваний, спектр которых непрерывно расширяется. Перспективной методикой диагностики ряда заболеваний является позитронно-эмиссионная томография с использованием моноклональных антител в качестве переносчика радиоизотопов (иммуно-ПЭТ) [1]. Моноклональным антителам требуется несколько суток, чтобы удалиться из кровотока и локализоваться в очагах патологических новообразований [2]. Изотоп, используемый для визуализации их распределения в организме, должен обладать сопоставимым периодом полураспада. Среди долгоживущих позитронных излучателей, используемых в медицине, наиболее благоприятными для иммуно-ПЭТ физическими характеристиками обладает изотоп ^{89}Zr [3]. Его период полураспада составляет 78.4 ч, низкая энергия испускаемых позитронов (395 кэВ) обеспечивает высокое разрешение при получении изображений, а сопутствующее γ -излучение (909 кэВ) находится вне окна детектирования ПЭТ-детекторов и не ухудшает качество изображения.

Стандартно радиоизотопы для медицины нарабатываются на исследовательских ядерных реакторах и ускорителях тяжелых заряженных частиц. Однако в последние годы наблюдается возросший интерес к исследованию возможности наработки радиоизотопов в фотоядерных реакциях на ускорителях электронов [4–8]. Ускорители электронов технологически проще в эксплуатации и обслуживании по сравнению с циклотронами и реакторами. Использование ускорителей электронов может повысить доступность медицинских радиоизотопов. Поэтому исследование возможности использования фотоядерных реакций для эффективной наработки перспективного изотопа ^{89}Zr является актуальной научной и практической задачей.

Среди фотоядерных реакций наиболее хорошо изучены фотонейтронные реакции. Такие реакции обладают сравнительно высоким выходом, но образующиеся в них изотопы химически идентичны изотопам-мишеням. В этом плане более перспективны фотоядерные реакции с вылетом заряженных частиц, так как их продукты отличаются от изотопов мишени химическими свойствами. Это различие позволит применять разнообразные химические методы для выделения целевых радиоизотопов из материала мишени для последующего присоединения к веществам-переносчикам.

В последнее время появился ряд работ, посвященных исследованию многих фотоядерных реакций с испусканием протонов, и лишь единичных реакций с вылетом α -частиц. При этом было установлено, что экспериментальные выходы указанных реакций часто неудовлетворительно описываются современными теоретическими моделями. Корректность расчетов в рамках теоретических моделей важна для предсказания выходов различных изотопов в фотоядерных реакциях. Это может позволить подобрать оптимальный режим наработки радиоизотопов в зависимости от их назначения.

В связи с вышесказанным, исследование фотоядерных реакций с испусканием как протонов, так и α -частиц, позволяющих получить изотоп ^{89}Zr с характеристиками, обусловленными медицинскими целями, является не только важной научной, но и прикладной задачей, которая и решается в настоящей диссертационной работе.

Цель работы

Цель работы заключалась в исследовании фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц, приводящих к образованию изотопа ^{89}Zr , а также в разработке наиболее перспективного метода его получения с требуемыми для медицины характеристиками.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Определение выходов и сечений образования изотопа ^{89}Zr , также как и ряда других радиоизотопов в реакциях $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на мишенях природного молибдена, ниобия и циркония и на мишени, обогащенной по изотопу ^{94}Mo .
2. Сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими расчетами в рамках некоторых современных моделей ядра. Анализ полученных результатов и наблюдаемых закономерностей с точки зрения моделей атомного ядра и механизмов фотоядерных реакций.
3. Разработка новых и определение оптимальных подходов к прогнозным оценкам наработки ^{89}Zr и побочных радиоизотопов.
4. Детальное сравнение возможности производства изотопа ^{89}Zr как продукта реакций $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha Xn)^{89}\text{Zr}$ и как дочернего ядра изотопа ^{89}Nb , образующегося в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89g,m}\text{Nb}$.
5. Анализ возможных способов получения ^{89}Zr в фотоядерных реакциях с учетом образования примесных изотопов циркония и выбор наиболее перспективного канала для промышленного производства.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в настоящей работе являлись реакции ($\gamma, 1pXn$) и ($\gamma, 1\alpha Xn$) на изотопах молибдена, ниобия и циркония ($Z = 40, 41$ и 42) под действием тормозного излучения ускорителей электронов с энергиями пучка 20, 40 и 55 МэВ. Предметом исследования являлась активность изотопа ^{89}Zr , образующегося в указанных фотоядерных реакциях, а также минимально достижимое количество образующихся побочных стабильных и радиоактивных изотопов циркония.

Методология исследования

В работе использовались следующие методы:

1. Получение изотопа ^{89}Zr в различных фотоядерных реакциях с вылетом заряженных частиц при облучении молибденовых, ниобиевых и циркониевых мишеней тормозным излучением ускорителей электронов с энергиями пучка 20, 40 и 55 МэВ.
2. Идентификация изотопа ^{89}Zr и других радиоактивных продуктов исследованных реакций с помощью γ -активационного анализа: прикладная ядерная γ -спектрометрия с использованием полупроводниковых спектрометров с детекторами из сверхчистого германия для исследования облученных мишеней [9].
3. Моделирование спектров тормозного излучения ускоренных электронов с энергиями 20, 40 и 55 МэВ с использованием инструментария GEANT4 [10].
4. Сравнение экспериментальных сечений исследованных реакций с результатами теоретических расчетов в рамках некоторых моделей ядра, выполненных с использованием программных кодов TALYS1.96 [11] и КМФР [12].
5. Преобразования сечений реакции ($\gamma, 1n$) в сечения реакции ($\gamma, 1p$) на изотопах молибдена с использованием правил отбора по изоспину.

Положения, выносимые на защиту:

1. Использование правил отбора по изоспину позволяет преобразовать сечения фотонейтронной реакции на тяжелых ядрах в сечения испускания высокоэнергетических протонов и оценивать общий выход реакции ($\gamma, 1p$).
2. Реакции ($\gamma, 1\alpha Xn$) на ядрах с $Z = 40, 41, 42$ происходят в области гигантского дипольного резонанса несмотря на существование кулоновского барьера.
3. Сечения фотоядерных реакций с вылетом α -частиц в области ГДР у изотопов ^{94}Mo и ^{93}Nb имеют большие абсолютные величины по сравнению с другими ядрами в области

$Z = 40, 41, 42$ благодаря наличию у указанных изотопов в оболочечной структуре 2 нейтронов, расположенных поверх заполненной магической оболочки $N = 50$.

4. Фотоядерные реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ на пучках тормозного излучения ускорителей электронов способны составить конкуренцию традиционным способам наработки изотопа ^{89}Zr в реакциях под действием ускоренных протонов и дейтронов, реализуемых на циклотронах.

Научная новизна

1. Представленные в данной работе сечения реакций $(\gamma, 1\alpha Xn)$, большинства реакций $(\gamma, 1pXn)$, а также выходы активностей под действием тормозного излучения ускорителей электронов с энергией пучка 20, 40 и 55 МэВ получены впервые.
2. Разработан новый метод оценки выходов реакций $(\gamma, 1p)$ с использованием экспериментальных данных о реакциях $(\gamma, 1n)$ и правил отбора по изоспину.
3. Исследовано влияние оболочечной структуры ядра на сечения реакций $(\gamma, 1\alpha Xn)$ в области ГДР для ядер с $Z = 40, 41$ и 42.
4. Впервые исследованы и проанализированы способы получения изотопа ^{89}Zr на ускорителях электронов в реакциях $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, \alpha Xn)^{89}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$.

Практическая и теоретическая значимость

1. Предложены методики получения перспективного медицинского изотопа ^{89}Zr в реакциях $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha Xn)^{89}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$, способные составить конкуренцию традиционным способам наработки изотопа ^{89}Zr в реакциях под действием ускоренных протонов и дейтронов, реализуемых на циклотронах.
2. Полученные новые экспериментальные выходы активностей ^{89}Zr и других радиоизотопов при активации молибдена тормозным излучением электронов с энергией пучка 20 и 55 МэВ могут быть использованы для расчетов характеристик ^{89}Zr при его наработке для медицинских целей.
3. Разработанный метод оценки выходов реакций $(\gamma, 1p)$ с использованием экспериментальных данных о реакциях $(\gamma, 1n)$ и правил отбора по изоспину может быть использован для прогнозных оценок при планировании фотоядерных экспериментов.
4. Полученные новые экспериментальные данные о средневзвешенных сечениях реакций $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ могут быть использованы для улучшения существующих моделей атомного ядра.

Достоверность результатов

Достоверность научных результатов и выводов обеспечена использованием апробированных и общепринятых методик экспериментальных и теоретических исследований фотоядерных реакций, согласием результатов при повторных экспериментах, расчетом сечений исследованных реакций по данным для нескольких γ -пиков одного и того же изотопа с привлечением γ -пиков дочерних ядер распада, а также использованием справочных данных из авторитетных международных источников (МАГАТЭ).

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное и самое активное участие на всех этапах реализации диссертационной работы: планирование экспериментов, облучение мишеней на ускорителях электронов, измерение γ -спектров облученных мишеней полупроводниковыми спектрометрами с детекторами из сверхчистого германия OrtecTM и CanberraTM, моделирование спектров тормозного излучения использованных ускорителей электронов, определение экспериментальных средневзвешенных сечений реакций и выходов активности методами активационного анализа, расчеты теоретических значений сечений реакций в рамках современных моделей ядра и методик преобразования средневзвешенных и интегральных сечений реакции ($\gamma, 1n$) в соответствующие сечения реакции ($\gamma, 1p$) (последняя методика разработана лично автором). Автор принимал ключевое участие в подготовке научных статей по результатам исследований, являлся докладчиком на российских и международных конференциях.

Апробация результатов

Основные результаты и положения диссертации докладывались автором и обсуждались на 16 международных и всероссийских научных конференциях, среди которых:

- Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Фундаментальные вопросы и приложения – 2020, 2021, 2022
- Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» – 2021
- Всероссийский молодежный научный форум OpenScience – 2021, 2022
- Межвузовская молодежная научная школа-конференция имени Б.С. Ишханова «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» – 2018, 2020, 2021

- Научная конференция «Ломоносовские чтения» – 2020, 2021, 2022, 2023
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых Ломоносов – 2020, 2021, 2022

Доклад по теме диссертационной работы «Исследования фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц на тяжелых ядрах» был признан лучшим в секции «Физика атомного ядра и частиц» на Всероссийском молодежном научном форуме OpenScience 2022.

Поддержка исследования

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-32-90124 «Получение циркония-89 с помощью ускорителей электронов».

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, перечня сокращений, благодарностей и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 102 страницы, включая 35 рисунков и 14 таблиц. Список литературы содержит 169 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность исследований по теме диссертации, формулируется цель работы, приводятся основные результаты, обосновывается научная новизна, практическая значимость и достоверность результатов работы, описывается личный вклад автора работы, демонстрируется список публикаций и конференций, на которых были представлены результаты выполненных исследований, приводится структура и краткое содержание диссертации.

В первой главе описано использование изотопа ^{89}Zr в области радионуклидной диагностики. Представлен обзор перспективного метода диагностики онкологических заболеваний с использованием моноклональных антител, а также приводится сравнение диагностических изотопов, которыми возможно метить эти переносчики. Обосновывается, почему изотоп ^{89}Zr является наиболее оптимальным для этой диагностической методики. Приводится обзор ядерных реакций, в которых на сегодняшний день исследовано образование ^{89}Zr .

Вторая глава посвящена обзору и сравнению существующих способов производства медицинских радиоизотопов. Рассматриваются методы наработки изотопов на ускорителях

тяжелых заряженных частиц, в исследовательских ядерных реакторах, в радионуклидных генераторах и на ускорителях электронов.

В **третьей главе** рассмотрена проблематика изучения фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц под действием тормозного излучения электронов. В таком методе возможно определение средневзвешенного сечения реакций (Рис. 1). Для его нахождения в каждом эксперименте необходимо использование мониторных мишеней. Обсуждается возможное влияние данных о мониторных реакциях на итоговые средневзвешенные сечения изучаемых реакций. Приводится обзор литературных данных о фотоядерных реакциях с испусканием заряженных частиц, обсуждается степень их изученности. Анализируется влияние изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР) на сечения фотопротонных реакций, рассматриваются немногочисленные на сегодняшний день работы по изучению фотоядерных реакциях с вылетом α -частиц.

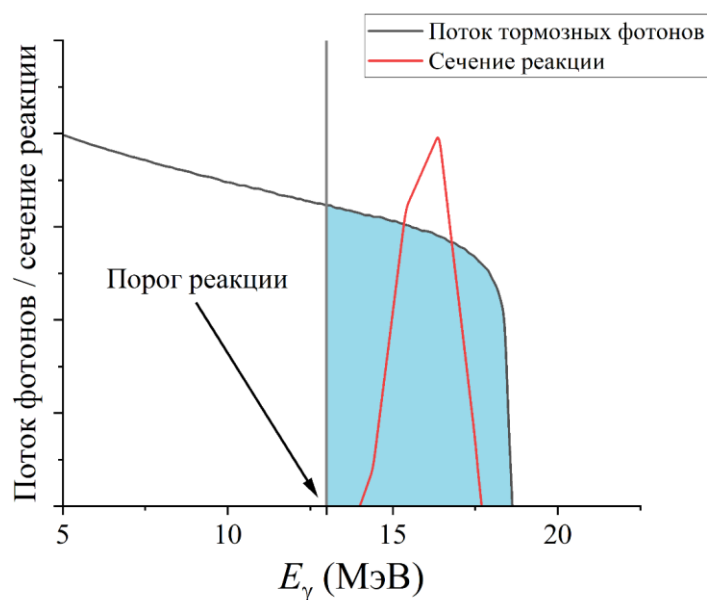


Рис. 1: Иллюстрация к понятию средневзвешенного по потоку тормозного излучения сечения реакции.

В низкоэнергетической области (10 – 30 МэВ) ядром поглощаются преимущественно $E1$ -фотоны. Они формируют составное ядро, характеризующееся энергией возбуждения, а также некоторым спектром возможных значений спина и четности. Сечение фотопоглощения в области ГДР можно представить в виде одного или нескольких лоренцианов, параметры которых известны экспериментально или могут быть определены различными эмпирическими способами [13–15].

При энергиях от ~ 40 МэВ основную роль играют процессы фотодейтронного поглощения [16,17]. Амплитуда ГДР значительно выше уровня сечений квазидейтронного поглощения, а поток тормозного излучения убывает с ростом энергии тормозных фотонов в спектре, поэтому реакции в области ГДР вносят основной вклад в средневзвешенные сечения и при более высоких энергиях. По этой причине реакции в области ГДР являются важным объектом исследования.

Для описания второй стадии фотоядерной реакции в области ГДР – распада, снятия возбуждения – применяются экситонная [18] и испарительная [19] модели. Вероятность конкретного канала распада зависит пороговой и остаточной энергий, спинов и четностей возбужденного и конечного ядер. В настоящее время собрана большая экспериментальная база по реакциям (γ, Xn), и современные модели ядра ориентированы преимущественно на описание этих данных. Поэтому сечения фотонейтронных реакций предсказываются с высокой точностью. В то же время корректность и достаточность этих моделей при расчете сечений фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц – предмет продолжающихся исследований.

Так экспериментальные выходы реакций ($\gamma, 1p$) в области ГДР на порядки превышают значения, рассчитанные по часто используемым моделям фотоядерных реакций [11]. Изначально этот эффект объяснялся прямым механизмом вылета протона [20]. Позднее была разработана теория изоспинового расщепления ГДР, учитывающая правила отбора по изоспину. Квантовое число изоспин T отражает инвариантность нуклон-нуклонных сил. Это квантовое число может принимать значения от $(N - Z)/2$ до $A/2$. Ядра с $N \neq Z$ имеют в основном состоянии изоспин $T_0 = (N - Z)/2$. Фотон с мультипольностью $E1$ ведёт себя как частица с изоспином 1 и проекцией изоспина 0. Согласно правилам векторного сложения, при поглощении такого фотона ядром могут возбуждаться две группы состояний: $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$. Испускаемый нуклон уносит изоспин $\tau = 1/2$. Конечными ядерными состояниями являются состояния ядер $(N, Z-1)$ и $(N-1, Z)$ с различными изоспинами. Вероятности различных нуклонных ветвей распада $T_<$ и $T_>$ состояний ГДР ядра (N, Z) определяются квадратами коэффициентов Клебша-Гордана (Рис. 2). При этом имеет место запрет по изоспину нейтронного канала распада состояния $T_>$, а кулоновский потенциал затрудняет испускание

протонов из состояний $T_<$. Поэтому в тяжелых ядрах состояниям с изоспинами $T_<$ и $T_>$ можно поставить в примерное соответствие фотонейтронный и фотопротонный каналы распадов.

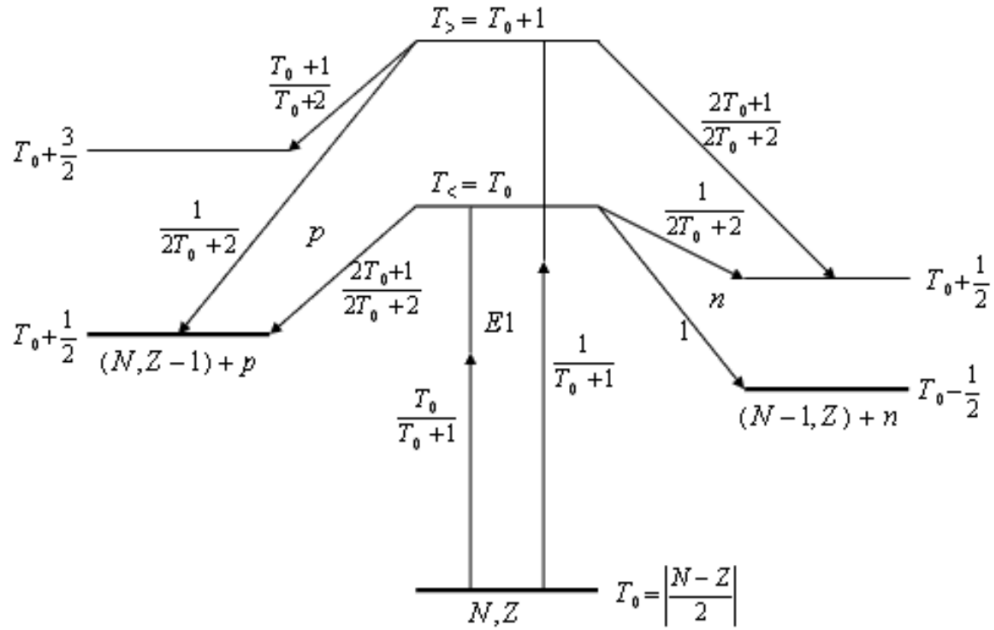


Рис. 2: Схема возбуждения и распада состояний ядра с различными значениями изоспина [21].

Разработанная в НИИЯФ МГУ Комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) учитывает изоспиновые эффекты путем модификации полной и экситонной плотности состояний [12,15]. Такой метод значительно увеличивает точность расчетов выходов реакций $(\gamma, 1p)$, но отдельные предсказанные значения могут заметно отличаться от экспериментальных [22].

Поэтому актуальной является разработка различных способов описания ГДР, которые позволят избежать сложных расчетов процесса фоторасщепления и, используя взятые из опыта ядерные характеристики и полуэмпирические соотношения, учесть приближенно все основные эффекты, влияющие на формирование и распад ГДР [23].

Согласно Fallieros и Goulard [24], энергетическое расщепление компонент $T_<$ и $T_>$ ГДР составляет величину

$$\Delta E = E_> - E_< = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \quad (1)$$

Вероятности возбуждения этих компонент относятся как

$$\frac{P(T_>)}{P(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1,5T_0A^{-2/3}}{1 + 1,5A^{-2/3}} \right) \quad (2)$$

В работе [21] отмечено, что формулу (2) можно отнести к связи средневзвешенных сечений $(\gamma, 1p)$ и $(\gamma, 1n)$ реакций. Была разработана и опробована методика преобразования средневзвешенного сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в средневзвешенное сечение реакции $(\gamma, 1p)$ [25,26]. Для некоторых ядер ($^{96-98}\text{Mo}$, ^{180}Hf) это позволило получить выходы, близкие к экспериментальным, для других (^{92}Mo , $^{91, 92, 94}\text{Zr}$) – заметно отличающиеся [25,26]. Возможно, к этому результату приводит то, что в части экспериментов максимальная энергия фотонов была расположена в области ГДР. С одной стороны, в этой области компонента $T_>$ покрывается тормозным спектром лишь частично, в то время как компонента $T_<$ – практически полностью. Это, может отражаться в определенном завышении средневзвешенного сечения реакции $(\gamma, 1p)$. С другой стороны, средневзвешенное сечение этой реакции сильно зависит от потока тормозного излучения, а в указанной области на компоненту $T_>$ приходится высокоэнергетическая область спектра. По этим причинам средневзвешенное сечение реакции $(\gamma, 1p)$ может быть сильно чувствительно к пороговой энергии реакции и потоку γ -излучения.

В данной диссертационной работе предлагается способ оценки сечения реакции $(\gamma, 1p)$, не зависящий от формы спектра тормозного излучения. Сечение возбуждения состояния $T_>$ и, соответственно, его распада посредством испускания протона представляется в виде лоренциана (3), параметры которого находятся путем преобразования параметров резонанса сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в соответствии с формулами (1) и (2), как на Рис. 3. Сечения $\sigma_{(\gamma, 1p)}(E_\gamma)$ могут быть взяты из литературы или рассчитаны. Центр масс реакции $(\gamma, 1p)$ представляется смещенным выше центра масс резонанса $(\gamma, 1n)$ $E_{(\gamma, 1n)}^M$ по энергиям на величину ΔE (2). Амплитуда резонанса в сечении реакции $(\gamma, 1p)$ находится умножением амплитуды резонанса реакции $(\gamma, 1n)$ $\sigma_{(\gamma, 1n)}^M$ на величину расщепления изоспиновых компонент (1). Полная ширина на половине высоты в данном случае слабо влияет на средневзвешенное сечение и принимается равной соответствующей характеристике резонанса фотонейтронной реакции $\Gamma_{(\gamma, 1n)}$.

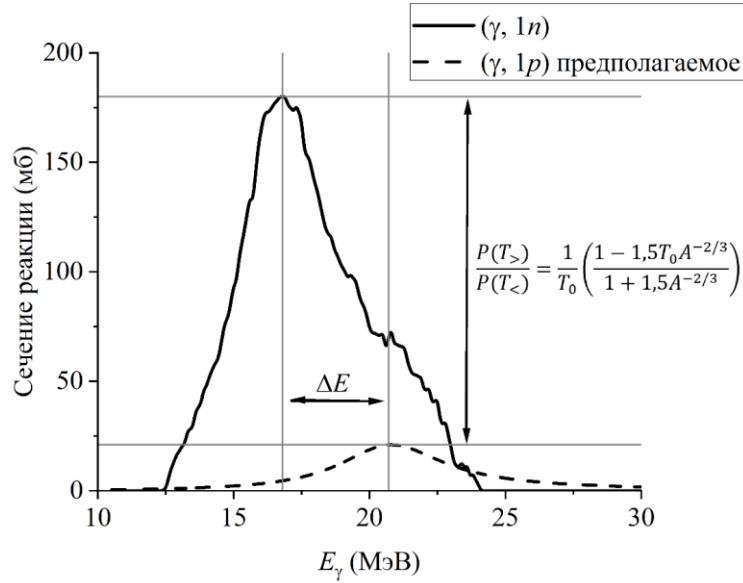


Рис. 3: Преобразование сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в сечение реакции $(\gamma, 1p)$, происходящей по полупрямому механизму.

$$\sigma_{(\gamma, 1p)}(E_\gamma) = \left(\sigma_{(\gamma, 1n)}^M \frac{P(T_>)}{P(T_<)} \right) \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{(\gamma, 1n)}^2}{((E_{(\gamma, 1n)}^M + \Delta E)^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{(\gamma, 1n)}^2} \quad (3)$$

Так как коллективизация в средних и тяжелых ядрах характерна преимущественно для состояний $T_<$ [21], то испускание протона из состояния $T_>$ соответствует распаду $1p1h$ состояния и является по определению реакцией, происходящей по полупрямому механизму. Такое представление разделяет вылетающие фотопротоны на 2 класса: низкоэнергетические испарительные и высокоэнергетические полупрямые. При суммировании сечений реакции $(\gamma, 1p)$, рассчитанных по статистическим законам (и поэтому соответствующими состояниям $T_<$), с сечениями, найденными по описанным в данном разделе методам, получается общее сечение реакции $(\gamma, 1p)$.

Теоретические средневзвешенные сечения реакций определялись методом свертки (4) теоретических сечений σ_i для монохроматического γ -излучения, вычисленных по различным теоретическим моделям [11,15,26], по спектрам тормозного излучения ускорителей

$$\langle \sigma^{\text{теор}} \rangle = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_e)} \quad (4)$$

где φ_i – весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производилось от энергетического порога фотоядерной реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии фотонов в тормозном спектре, соответствующей энергии ускоренных электронов (E_e).

В четвертой главе приводится экспериментальная методика определения средневзвешенных сечений и выходов активностей радиоизотопов. Представлена схема проведенных экспериментов, аппаратное и программное обеспечение для записи и обработки измеренных спектров.

В экспериментах облучались мишени из природной смеси изотопов молибдена, ниобия и циркония различных геометрий (цилиндрическая форма, пластинки, порошок, гранулы) массами от 0.007 до 1.82 г. Облучение мишеней тормозным излучением электронов с энергией пучка 20 МэВ производилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy (вольфрамовая тормозная мишень) [27], с энергией пучка 40 МэВ – на линейном ускорителе ЛИНАК-200 (ОИЯИ, тормозная мишень из свинца толщиной 3 мм) [28], с энергией пучка 55 МэВ – на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [29] (танталовая мишень толщиной 2.1 мм). Спектры тормозного излучения использованных ускорителей были получены при моделировании экспериментов в среде GEANT4 [10] (Рис. 4).

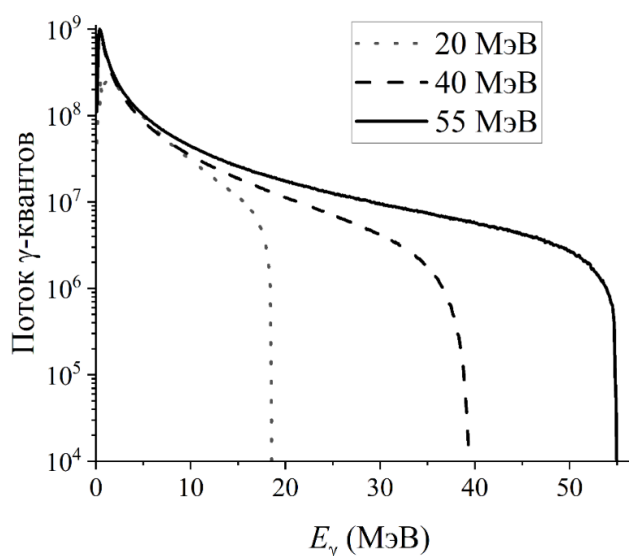


Рис. 4: Спектры тормозного излучения использованных ускорителей электронов.

Спектры наведенной активности измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия. Далее с использованием мониторинговых реакций для нахождения прямых продуктов исследуемых реакций $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ определялись средневзвешенные сечения

$$\langle \sigma^{\text{эксп}} \rangle = \frac{\lambda SM}{Fmp(1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}})e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})\theta\eta\epsilon k'} \quad (5)$$

где S – площадь рассматриваемого фотопика в спектре (отсчеты); F – интегральная (от энергетического порога реакции до максимальной энергии в спектре) плотность потока тормозного излучения ($1/\text{см}^2\text{с}$); m – масса облучаемой мишени (г); M – масса ядра изотопа-мишени (г); p – содержание изотопа-мишени в облучаемой смеси; $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{охл}}$ и $t_{\text{изм}}$ – время активации и охлаждения мишени и время измерения спектра соответственно (с); θ – отношение живого времени записи спектра к реальному; η – квантовый выход γ -линии изотопа; ε – эффективность регистрации этой γ -линии детектором; k – коэффициент самопоглощения γ -линии исследуемой мишенью.

Для нахождения средневзвешенных сечений реакций по излучению дочерних изотопов решались соответствующие случаю системы дифференциальных уравнений. Так изотоп ^{89}Zr , наработка которого исследуется в данной работе, при высоких энергиях тормозного излучения может образовываться в нескольких реакциях: $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha Xn)^{89}\text{Zr}$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89m}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89g}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$. Случаю активации отвечает следующая система уравнений:

$$\begin{cases} N_{89m,gNb} \dot{=} F_{89m,gNb} n_{92Mo} \sigma_{89m,gNb} - \lambda_{89m,gNb} N_{89m,gNb} \\ N_{89Zr} \dot{=} F_{89Zr} n_{94+95Mo} \sigma_{89Zr} + \lambda_{89mNb} N_{89mNb} + \lambda_{89gNb} N_{89gNb} - \lambda_{89Zr} N_{89Zr} \\ N_{89mNb}(t=0) = N_{89gNb}(t=0) = N_{89Zr}(t=0) = 0 \end{cases} \quad (6)$$

В системе (6) уравнения для изотопов ^{89m}Nb и ^{89g}Nb объединены в одно, так как имеют одинаковый вид. Однако эти изотопы обладают отличающимися константами распада, поэтому с разной скоростью превращаются в изотоп ^{89}Zr . Также не выделена отдельно реакция $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo}$. Ядро ^{89}Mo быстро превращается в ^{89g}Nb , что позволяет упростить временную динамику.

В работе учитывалась сложная динамика изменения числа ядер изотопа ^{89}Zr , а также других радиоактивных и стабильных изотопов циркония, важных для разработки метода производства ^{89}Zr для ядерной медицины. В качестве другого примера можно привести определение сечения реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{87}\text{Zr}$ по γ -излучению изотопа ^{87}Y , образующегося в цепочке $^{87}\text{Zr} \rightarrow ^{87m}\text{Y} \rightarrow ^{87}\text{Y}$.

Для практических оценок выходов радиоактивных изотопов с периодом полураспада много большим времени активации введена величина выход активности (7) в единицах Бк/(мкА \times ч \times г), нормированная на I – ток электронов ускорителя (мкА):

$$Y = \frac{\lambda S}{Im\theta\eta\epsilon kt_{\text{акт}} e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}. \quad (7)$$

Для расчета активности изотопов с $T_{1/2} \sim t_{\text{акт}}$ использовалась формула

$$A = A_{\text{уд}}^{\text{нас}} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (8)$$

где t – предполагаемое время активации мишени, $A_{уд}^{нас}$ (Бк/(мкА×г)) – удельная активность насыщения

$$A_{уд}^{нас} = \frac{\lambda S}{I m \theta \eta \epsilon k (1 - e^{-\lambda t_{акт}}) e^{-\lambda t_{охл}} (1 - e^{-\lambda t_{изм}})} \quad (9)$$

В пятой главе представлены экспериментальные данные о сечениях исследованных ($\gamma, 1pXn$) и ($\gamma, 1\alpha Xn$) реакций на изотопах с $Z = 40, 41$ и 42 , их сравнение с расчетами по теоретическим моделям и анализ наблюдаемых закономерностей. На основании экспериментальных данных и теоретических расчетов разрабатываются методы наработки изотопа ^{89}Zr в реакциях $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha Xn)^{89}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ с учетом медицинских требований к этому изотопу. Указанные способы сравниваются между собой и со стандартным способом получения ^{89}Zr на циклотронах в реакциях под действием тяжелых заряженных частиц. Делаются выводы о преимуществах разрабатываемых методов.

Реакции ($\gamma, 1p$) обладают наибольшим выходом среди фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц и поэтому являются наиболее перспективными для производства радиоизотопов. В то же время теоретические расчеты выходов таких реакций для тяжелых ядер часто сильно отличаются от экспериментальных. В диссертационной работе экспериментально определены средневзвешенные сечения реакций ($\gamma, 1p$) на изотопах молибдена (Табл. 1) [30]. Экспериментальные данные детально сравниваются с результатами теоретических вычислений по различным моделям ядра:

- статистический подход к описанию распада возбужденного ядра (TALYS1.96) [11],
- модификация полной и экситонной плотности состояний изоспиновыми эффектами (КМФР) [12],
- метод преобразования средневзвешенных сечений $\langle \sigma_{(\gamma, 1n)} \rangle$ в $\langle \sigma_{(\gamma, 1p)} \rangle$ с использованием правил отбора по изоспину [26],
- метод определения сечения полупрямого испускания протона $\sigma_{(\gamma, 1p)}(E_\gamma)$ по данным $\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_\gamma)$ с использованием правил отбора по изоспину (разработанный метод).

Табл. 1: Сравнение новых полученных $\langle \sigma^{эксп} \rangle$ реакций ($\gamma, 1p$) с $\langle \sigma^{теор} \rangle$, рассчитанными по различным современным моделям ядра.

Реакция	E_e , МэВ	$\langle \sigma^{эксп} \rangle$ [30], мб	$\langle \sigma^{теор} \rangle$, мб			
			[11]	[12]	[26] + [11]	$\sigma_{(\gamma, 1p)}(\text{п.п.}) + [11]$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{91\text{m}}\text{Nb}$	20	23±2	19	21	34	21

	40	25±2	23	26	33	28
	55	16±2	19	23	26	24
$^{96}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{95}\text{Nb}$	20	2.8±0.3	0.07	0.7	1.7	1.2
$^{96}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{95}\text{Nb} +$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{95}\text{Nb}$	40	3.2±0.4	0.27	3.2	2.1	2.5
	55	2.4±0.3	0.32	3.2	2.0	2.2
$^{97}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{96}\text{Nb}$	20	1.7±0.2	0.05	0.4	0.4	0.7
$^{97}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{96}\text{Nb} +$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{96}\text{Nb}$	55	0.9±0.1	0.22	1.4	0.6	0.9
$^{98}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{97}\text{Nb}$	20	1.4±0.2	0.01	0.3	0.7	0.7
	55	2.8±0.2	0.2	3.0	1.8	2.4
δ (%)			77	49	46	36

Для сравнения точности использованных методов была введена величина δ , характеризующая среднеквадратическое отклонение теоретических значений, вычисленных по конкретному методу, от экспериментальных [31]:

$$\delta^j = 100\% \times \sqrt{\sum \frac{(1 - \frac{\sigma_i^{\text{теор}}(j)}{\sigma_i^{\text{эксп}}})^2}{n}}, \quad (10)$$

где j относится к способу вычисления теоретических сечений реакций, i – к конкретной реакции, n – общее число исследованных реакций.

Наименьшее расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями для изотопов молибдена получено при использовании разработанного метода преобразования интегрального сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в интегральное сечение полупрямого испускания протона. Это может свидетельствовать о том, что для слабдеформированных тяжелых ядер ГДР можно представлять в виде двух резонансов (в работе для обоих использована форма лоренциана), соответствующих состояниям изоспина возбужденного ядра $T_<$ и $T_>$. Ядро в состоянии $T_<$ по сути представляет собой систему, для описания распада которой нет необходимости учета квантового числа изоспин. Распад такой системы происходит по традиционным статистическим законам: для большинства тяжелых ядер вероятность вылета нейтрона намного выше, чем вероятность вылета протона. Это происходит, потому что энергия фотона равновесно распределяется по ядру. Поэтому энергия, остающаяся одному нуклону, сравнительно небольшая. Вылет протона в сравнении с нейтроном затрудняется ввиду существования кулоновского барьера.

Для большинства изученных в работе изотопов ($^{96}, ^{97}, ^{98}\text{Mo}$) существенно влияние изоспиновой компоненты $T_>$ на общий выход реакций $(\gamma, 1p)$. Состояния этой компоненты расположены выше по энергии на ΔE (1). Кроме того, на состояниях $T_>$ меньше сказываются эффекты коллективизации [21]. По правилам отбора по изоспину, нейтронный распад состояний $T_>$ запрещен, а поэтому энергии, которыми обладают состояния $T_>$, выше энергий состояний $T_<$, и эти энергии могут передаваться только протонам. Более высокоэнергетические протоны с большей вероятностью преодолевают кулоновский барьер, и выход протонов из состояний $T_>$ может оказываться на порядки выше, чем их выход из состояний $T_<$, где их энергия на несколько МэВ меньше.

^{92}Mo – особенное ядро. Среди стабильных изотопов молибдена оно обладает наименьшим количеством нейтронов. Вследствие этого энергия отделения $1n$ высока (почти 13 МэВ), а энергия отделения $1p$ – относительно низка (7.5 МэВ). Выход протонов «аномально» высок, но в то же время достаточно точно описывается статистическими законами распада возбужденного ядра. Изоспиновое расщепление ГДР имеет место (Рис. 5), но состояния с возбужденным значением изоспина $T_>$ вносят сравнительно малый вклад в общее сечение реакции $(\gamma, 1p)$ (в пределах экспериментальной погрешности сечения фотопротонного распада $T_<$).

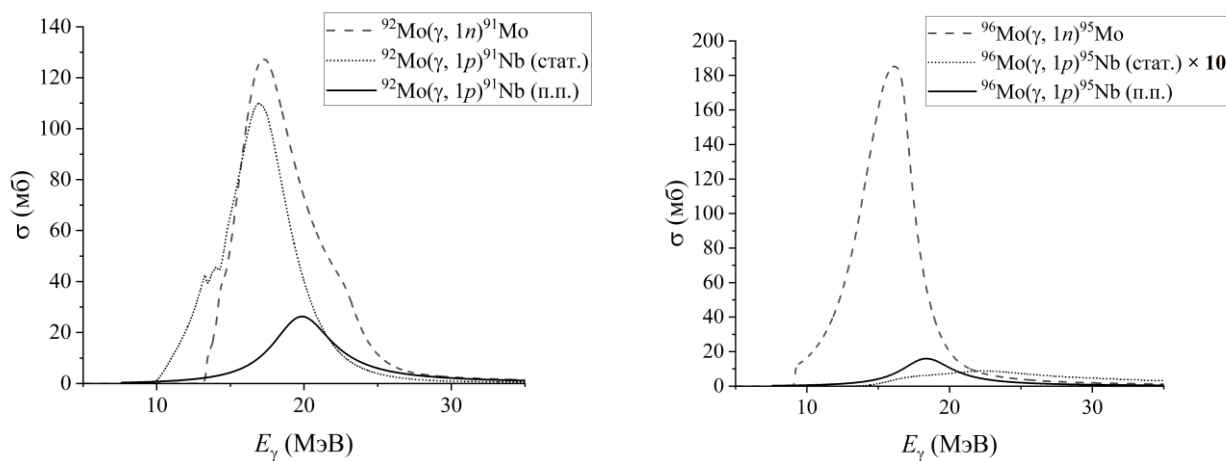


Рис. 5: Компоненты ГДР, соответствующие реакциям $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$, происходящим по испарительному механизму, и реакции $(\gamma, 1p)$ с вылетом высокоэнергетических протонов (полупрямой механизм).

Данный результат может свидетельствовать о том, что физика реакций $(\gamma, 1p)$ в современных моделях статистического распада возбужденного ядра описывается корректно, однако для большинства тяжелых ядер преобладает полупрямой вылет протона. За этот распад

ответственно состояние ядра с возбужденным изоспином $T_>$. Современные модели учета изоспиновых эффектов способны качественно описать этот процесс, но нуждаются в повышении точности.

Как видно из Табл. 1, при повышении энергии электронов, создающих тормозное излучение, средневзвешенное сечение реакции $(\gamma, 1p)$ может как возрастать, так и убывать. На это влияет энергетическое положение максимумов сечений конкретной реакции. Напротив, абсолютный выход фотоядерных реакций монотонно растет. По этой логике для наработки изотопов в фотоядерных реакциях выгодно увеличение энергии используемых электронов. Однако при превышении энергетических порогов, параллельно с реакциями $(\gamma, 1p)$ происходят реакции $(\gamma, 1pXn)$. Такие реакции были исследованы на изотопах молибдена под действием тормозного излучения ускорителя электронов с энергией пучка 55 МэВ (Табл. 2) [32].

Табл. 2. Сравнение новых полученных $\langle\sigma^{\text{эксп}}\rangle$ реакций $(\gamma, 1pXn)$ под действием тормозного излучения пучка электронов с энергией 55 МэВ с $\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$, рассчитанными по статистическим законам распада составного ядра.

Реакция	$\langle\sigma^{\text{эксп}}\rangle$ [32], мб	$\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$ [11], мб
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89m}\text{Nb}$	1.0 ± 0.1	0.7
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89g}\text{Nb} +$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89g}\text{Nb}$	2.4 ± 0.2	1.9
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{90}\text{Nb}$	3.5 ± 0.5	5.9
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{92m}\text{Nb} +$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{92m}\text{Nb}$	0.77 ± 0.05	0.77
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{98m}\text{Nb}$	0.20 ± 0.06	0.10

Как видно, точность расчетов по испарительной модели удовлетворительная. Теоретическое изомерное отношение $^{89m/(m+g)}\text{Nb}$ равно 0.29, экспериментальное – 0.27. Изомерные отношения сильно зависят от плотности уровней, которая важна при расчете вероятностей каналов распадов возбужденного ядра. Наблюдаемое относительное согласие экспериментальных и теоретических сечений может свидетельствовать о доминировании статистического механизма $(\gamma, 1pXn)$ реакций на ядрах с $Z = 42$ при энергии ускоренных электронов 55 МэВ и возможности использования статистических законов для расчета выходов реакций $(\gamma, 1pXn)$.

Для фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц важную роль играет кулоновский барьер, для расчета величины которого часто используется формула [33]

$$B_{\text{кул}} \approx \frac{Zz}{A^{1/3}} \quad (11)$$

Испускание α -частицы возбужденным составным ядром подобно распаду α -радиоактивного ядра. При увеличении кинетической энергии α -частицы растет вероятность ее туннелирования через кулоновский барьер. Для ядер с $Z = 40, 41, 42$ величина барьера (11) ~ 18 МэВ. Для реакций $(\gamma, 1\alpha 1n)$ в области $Z \sim 40$ величины $E_{\text{пор}} + B_{\text{кул}}$ составляют ~ 30 МэВ. Соответственно, продукты реакций с вылетом α -частиц должны наблюдаться только под действием фотонов, энергии которых превышают $E_{\text{пор}} + B_{\text{кул}}$.

Для исследования природы реакций $(\gamma, 1\alpha Xn)$ в данной работе было произведено облучение мишеней с $Z = 40, 41, 42$ тормозным излучением электронов с энергией 20 МэВ. Если α -частицы испускаются ядром по испарительному механизму, то выход таких реакций в данных условиях ожидается пренебрежимо малым.

Экспериментальные сечения фотоядерных реакций с вылетом α -частиц [34] представлены в Табл. 3. Факт наблюдения в выполненных экспериментах реакций $(\gamma, 1\alpha 1n)$ свидетельствует о том, что на данные реакции в области $Z = 40, 41, 42$ кулоновский барьер оказывает слабое влияние.

Табл. 3: Сравнение новых полученных $\langle \sigma^{\text{экс}} \rangle$ реакций $(\gamma, 1\alpha Xn)$ под действием тормозного излучения пучка электронов с энергией 20 МэВ с $\langle \sigma^{\text{теор}} \rangle$, рассчитанными по статистическим законам распада составного ядра.

Реакция	$E_{\text{пор}} + B_{\text{кул}}$, МэВ	$\langle \sigma^{\text{экс}} \rangle$ [34], мб	$\langle \sigma^{\text{теор}} \rangle$ [11], мб
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha)^{88}\text{Zr}$	23	0.09±0.01	0.05
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$	32	1.01±0.07	0
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{95}\text{Zr}$	28	0.05±0.01	0
$^{93}\text{Nb}(\gamma, 1\alpha 1n)^{88}\text{Y}$	30	1.01±0.07	0
$^{90}\text{Zr}(\gamma, 1\alpha 1n)^{85}\text{Sr}$	35	0.03±0.01	0
$^{91}\text{Zr}(\gamma, 1\alpha)^{87m}\text{Sr}$	22	0.007±0.001	0.001
$^{96}\text{Zr}(\gamma, 1\alpha)^{92}\text{Sr}$	21	0.006±0.001	0.001
$^{96}\text{Zr}(\gamma, 1\alpha 1n)^{91}\text{Sr}$	30	0.015±0.005	0

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для ядер $Z = 40, 41, 42$ в области ГДР возможен распад ядра с вылетом α -частиц. Такие процессы происходят до равновесного распределения энергии налетающего фотона по ядру. Высокоэнергетические α -частицы покидают ядро, преодолевая кулоновский барьер. Этот барьер, как и в случае с протонами, в большей степени затрудняет вылет испарительных, низкоэнергетических α -частиц.

Сечения реакций с вылетом α -частиц на ядрах ^{93}Nb и ^{94}Mo на порядок превышают сечения аналогичных реакций на других ядрах. Изотоп ^{88}Y , являющийся продуктом реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, 1\alpha 1n)^{88}\text{Y}$, характеризуется двумя интенсивными γ -переходами, поэтому достоверно определяется в экспериментах. Для подтверждения сечения реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$ было дополнительно произведено облучение молибденовой мишени, обогащённой по изотопу ^{94}Mo (Рис. 6).

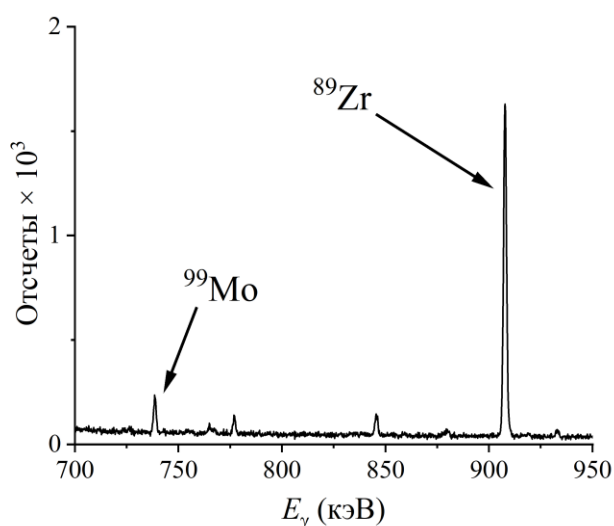


Рис. 6: Фрагмент спектра наведенного γ -излучения обогащенного по изотопу ^{94}Mo молибдена, облученного на ускорителе электронов с энергией 20 МэВ.

Полученные в эксперименте сечения реакций на ядрах ^{93}Nb и ^{94}Mo значительно превосходят сечения аналогичных реакций на других изотопах в области $Z = 40, 41, 42$. Это можно объяснить тем, что у обоих ядер поверх заполненной магической оболочки $N = 50$ располагается 2 нейтрона на оболочке $1g_{7/2}$. Энергия отделения α -частицы у этих изотопов ~ 2 МэВ. Энергии отделения α -частиц у других изученных изотопов выше на несколько МэВ, поэтому для осуществления таких реакций требуются фотоны более высоких энергий. В то же время количество фотонов при приближении к максимальной энергии тормозного излучения в спектре резко убывает приближённо пропорционально $1/E_\gamma$. Поэтому средневзвешенные

сечения реакций ($\gamma, 1\alpha 1n$) на изотопах ^{93}Nb и ^{94}Mo имеют абсолютные величины заметно более высокие по сравнению с сечениями на других изотопах в исследованной области.

У изотопов молибдена поверх заполненной оболочки $2p_{1/2}$ расположено 2 протона. Это способствует большей вероятности испускания этих протонов в составе α -частицы, чем в случае изотопов циркония, и узости энергетического распределения этих α -частиц. У изотопов циркония протонная оболочка замкнута, поэтому при их возбуждении возникает большее количество возможных конфигураций, а испускание α -частиц затрудняется.

В Табл. 4 и 5 приведены экспериментальные и теоретические сечения реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{89}\text{Zr}$ и других подобных реакций при энергии пучка 40 и 55 МэВ [35]. Изотопы иттрия, являющиеся продуктами реакций ($\gamma, 1\alpha Xn$) на ниобии, обладают несколькими характерными γ -переходами, что повышает надежность их идентификации. В реакциях ($\gamma, 1\alpha Xn$) на молибдене они являются дочерними ядрами некоторых радиоизотопов циркония, что позволяет подтвердить достоверность результатов других экспериментов.

Табл. 4: Сравнение полученных новых $\langle\sigma^{\text{экс}}\rangle$ реакций ($\gamma, 1\alpha Xn$) под действием тормозного излучения пучка электронов с энергией 40 МэВ с $\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$, рассчитанными по статистическим законам распада составного ядра.

Реакция	$\langle\sigma^{\text{экс}}\rangle$ [35], мб	$\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$ [11], мб
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha)^{88}\text{Zr}$	0.21±0.02	0.17
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{87}\text{Zr}$	0.14±0.03	0.03
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr} +$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{89}\text{Zr}$	0.27±0.02	0.04
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{95}\text{Zr}$	0.022±0.003	0.006
$^{93}\text{Nb}(\gamma, 1\alpha 1n)^{88}\text{Y}$	0.242±0.015	0.05
$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha 2n)^{87}\text{Y}$	0.176±0.015	0.005

Табл. 5: Сравнение полученных новых $\langle\sigma^{\text{экс}}\rangle$ реакций ($\gamma, 1\alpha Xn$) под действием тормозного излучения пучка электронов с энергией 55 МэВ с $\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$, рассчитанными по статистическим законам распада составного ядра.

Реакция	$\langle\sigma^{\text{экс}}\rangle$ [35], мб	$\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$ [11], мб
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha)^{88}\text{Zr}$	0.21±0.02	0.17

$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{87}\text{Zr}$	0.25 ± 0.05	0.05
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{86}\text{Zr}$	0.05 ± 0.01	0.03
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr} +$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{89}\text{Zr}$	0.19 ± 0.04	0.08

Из Табл. 3 – 5 видно, что для большинства реакций $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на ядрах с $Z = 40, 41, 42$ наблюдаются значительные занижения сечений, рассчитанных по испарительной модели, по сравнению с экспериментальными данными. Так как поток тормозного излучения убывает с ростом энергии, то реакции, происходящие в низкоэнергетической области (в области ГДР), формируют основной вклад и при более высоких энергиях.

Хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными наблюдается, тем не менее, для реакции $(\gamma, 1\alpha)$ на изотопе ^{92}Mo . Как уже было отмечено в случае с реакциями $(\gamma, 1pXn)$, статистические законы распада возбужденного ядра довольно точно предсказывают сечения таких реакций. Различные каналы распада возбужденного ядра конкурируют между собой. При этом сечения реакций (γ, Xn) [36], $(\gamma, 1p)$, $(\gamma, 1p2n)$ и $(\gamma, 1\alpha)$ на данном изотопе предсказываются довольно точно, при этом сечение реакции $(\gamma, 1p1n)$ завышается, а сечения реакций $(\gamma, 1\alpha 1n)$ и $(\gamma, 1\alpha 2n)$ – напротив, занижаются. Занижение сечений последних указанных реакций может частично объясняться завышением вероятностей других каналов, а также испусканием неравновесных α -частиц, как на других исследованных изотопах.

По итогу анализа реакций на изотопе ^{92}Mo можно сделать заключение о том, что фотоядерные реакции с вылетом заряженных частиц на этом ядре более точно описываются статистическими законами, чем реакции на других изотопах молибдена. Статистический механизм распада данного ядра можно назвать доминирующим.

Фотоядерные реакции с испусканием заряженных частиц на ядрах в области $Z = 40, 41, 42$ изучались для разработки метода получения изотопа ^{89}Zr , очищенного от побочных изотопов циркония. Так при анализе экспериментальных сечений реакций $(\gamma, 1pXn)$ на изотопах молибдена (Табл. 1, 2) было оценено, что при наработке ^{89}Zr в реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, 1p3n)^{89}\text{Zr}$ его доля в смеси изотопов циркония будет составлять менее 1 %. Поэтому наиболее перспективными каналами были выбраны реакции $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на изотопах молибдена.

Эксперименты показали, что наработка ^{89}Zr в фотоядерных реакциях на молибдене с вылетом заряженных частиц в количествах, используемых в ядерной медицине (от 37 МБк [37]), возможна при использовании высокоточных ускорителей электронов и соответствующих

масс мишеней. Сравнение основных методов получения ^{89}Zr в $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ реакциях представлено в Табл. 6.

Табл. 6: Сравнение основных методов получения ^{89}Zr в $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ реакциях при облучении молибдена пучком тормозного излучения на ускорителях электронов.

Реакция, энергия ускоренных электронов	Мишень	$Y \left(\frac{\text{кБк}}{\text{мкА}\cdot\text{ч}\cdot\text{г}} \right)$ для ^{89}Zr / $A_{\text{уд}}^{\text{нас}} \left(\frac{\text{кБк}}{\text{мкА}\cdot\text{ч}\cdot\text{г}} \right)$ для $^{89m}, ^g\text{Nb}$	Время для достижения 37 МБк ^{89}Zr при $m = 5$ г и $I = 0.4$ мА	Содержание ^{89}Zr в смеси изотопов Zr после выделения	РНЧ ^{89}Zr после выделения Zr
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$, 20 МэВ	$^{\text{nat}}\text{Mo}$	0.73 ± 0.04	~ 25 ч	< 20 %	~ 94 %
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$, 20 МэВ	99 % ^{94}Mo	8.1 ± 0.5	~ 2.3 ч	< 60 %	~ 99.9 %
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{89}\text{Zr}$, 55 МэВ	$^{\text{nat}}\text{Mo}$	70 ± 4	~ 15 мин	< 10 %	~ 90 %
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 2n)^{89}\text{Zr}$, 55 МэВ	36 % ^{94}Mo , 63 % ^{95}Mo	280 ± 15	~ 4 мин	< 33 %	~ 99 %
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89m}\text{Nb}$ + $^{92}\text{Mo}(\gamma, X)^{89g}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$, 55 МэВ	$^{\text{nat}}\text{Mo}$	$(8.5 \pm 0.5) \times 10^3$; $(18.0 \pm 0.9) \times 10^3$	~ 30 мин облучение + 30 мин охлаждение	~ 90 %	~ 99.9 %

Основным источником изотопа ^{89}Zr при облучении природного молибдена тормозным излучением является реакция $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)^{89}\text{Zr}$ с энергетическим порогом 14.0 МэВ. Другие фотоядерные реакции с вылетом α -частиц на изотопах молибдена приводят к образованию побочных изотопов циркония и, соответственно, понижению чистоты ^{89}Zr . От большинства побочных изотопов циркония можно избавиться, облучая мишени, обогащенные по изотопу ^{94}Mo . Основываясь на экспериментальных результатах, можно ожидать, что использование обогащенных мишеней позволит обеспечить радионуклидную чистоту ^{89}Zr порядка 99.9 % после химического выделения. Однако параллельно с реакцией $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha 1n)$ будет

происходить реакция $^{94}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha)$, в результате которой образуется стабильный изотоп ^{90}Zr . Химически выделенный из молибденовой матрицы цирконий будет состоять из смеси двух изотопов: ^{89}Zr и ^{90}Zr . Исходя из сравнения экспериментальных и теоретических сечений реакций $(\gamma, 1\alpha)$ в Табл. 3–5 можно сделать вывод, что статистические законы недооценивают выход α -частиц. Однако на основе таких расчетов можно сделать нижнюю оценку примесей стабильных изотопов циркония, которая представлена в Табл. 6.

При наработке ^{89}Zr в реакциях $(\gamma, 1\alpha Xn)$ образование побочных стабильных изотопов циркония ощутимо понизит эффективность использования ^{89}Zr для медицинской диагностики.

Изотоп ^{89}Zr может быть получен как дочерний относительно изотопа ^{89}Nb . Этот изотоп обладает двумя состояниями (основным и изомерным), которые с различной скоростью превращаются в искомый изотоп ^{89}Zr .

На Рис. 7 представлен фрагмент спектра наведенной активности молибденовой мишени, облученной тормозным излучением электронов с энергией 55 МэВ. На нем показаны γ -пики изотопов ^{89g}Nb , ^{89m}Nb и ^{89}Zr . Основным источником ядер ^{89g}Nb и ^{89m}Nb служит реакция $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)$. Изотоп ^{89g}Nb может также образовываться в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89g}\text{Nb}$. Это отдельный способ наработки ^{89}Zr , в котором для получения очищенного ^{89}Zr необходимо двухэтапное химическое выделение.

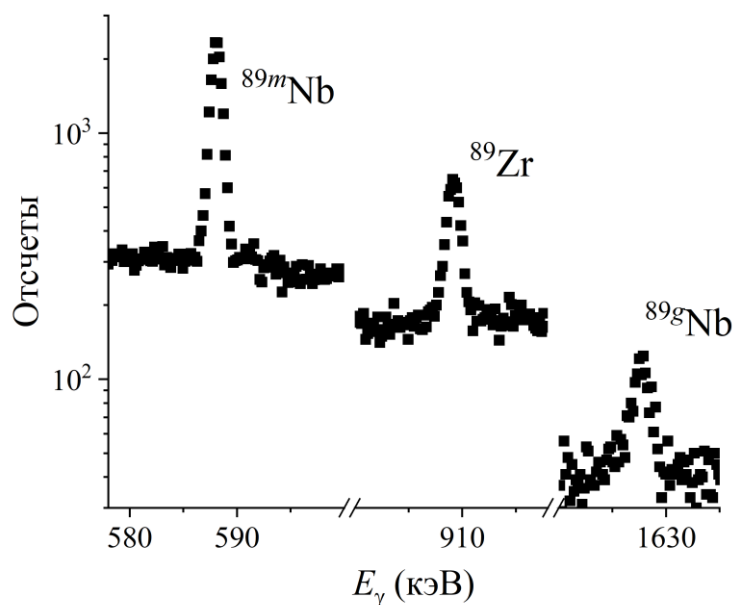


Рис. 7: Фрагменты спектра γ -излучения природного молибдена, облученного на ускорителе электронов с энергией 55 МэВ. Показаны γ -пики, характерные для изотопов ^{89m}Nb , ^{89g}Nb , которые могут служить источником медицинского радиоизотопа ^{89}Zr , и γ -пик 909 кэВ изотопа ^{89}Zr .

На первом этапе после активации молибдена следует выделять из облученной мишени ниобий. В его составе будут как обсуждаемые радиоактивные изотопы $^{89m,g}\text{Nb}$, так и стабильные или сверхдолгоживущие изотопы $^{91-94}\text{Nb}$, а также другие радиоактивные изотопы ($^{90, 95-99}\text{Nb}$). Дочерними ядрами распадов изотопов $^{95-99}\text{Nb}$ являются изотопы молибдена (Рис. 8). Дочерними ядрами распадов изотопов $^{89,90}\text{Nb}$ – изотопы циркония. То есть часть ядер выделенного на первом этапе ниобия будет постепенно превращаться в изотопы молибдена, часть – в изотопы циркония (^{89}Zr и ^{90}Zr). Ядра изотопа ^{89}Zr , как уже обсуждалось, образуются из ядер $^{89m,g}\text{Nb}$. Изотоп ^{90}Zr образуется в двух цепочках распадов: $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p1n)^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \rightarrow ^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$. Если после паузы из выделенного на первом этапе ниобия выделить цирконий, то полученная смесь будет состоять из ядер ^{89}Zr и ^{90}Zr .



Рис. 8: Иллюстрация продуктов распада радиоизотопов ниобия, образующихся при активации молибдена.

Изотопы ^{89g}Nb и ^{89m}Nb обладают короткими периодами полураспада, поэтому их выход по мере активации мишени уменьшается. Увеличивать наработку $^{89m,g}\text{Nb}$ и, соответственно, ^{89}Zr следует не за счет увеличения времени облучения, а за счет увеличения массы мишени и тока ускорителя.

С использованием экспериментально определенных выходов изотопов ^{89g}Nb , ^{89m}Nb , ^{90}Nb и ^{90}Mo рассчитано, что при облучении 5 г природного молибдена тормозным излучением электронов с энергией 55 МэВ и током пучка 0.4 мА в течение получаса наработанные количества ^{89g}Nb и ^{89m}Nb будут таковы, что далее активность их дочернего изотопа ^{89}Zr , равная 37 МБк, образуется уже через 30 мин после окончания облучения. В это время доля ядер ^{89}Zr в смеси изотопов ^{89}Zr и ^{90}Zr будет составлять выше 90 %. Такой уровень примеси не сильно скажется на чувствительности радиоизотопной диагностики и удовлетворителен.

Большим преимуществом обсуждаемого метода наработки изотопа ^{89}Zr является возможность использования мишени из природного молибдена. Реакции, которые служат

образованию ^{89}Zr , происходят на изотопе молибдена с наименьшей атомной массой среди стабильных ($A = 92$), а реакции на других изотопах будут слабо влиять на чистоту получаемого таким способом продукта.

В итоге для расчета активности ^{89}Zr , образующегося из $^{89m,g}\text{Nb}$, можно использовать формулу (12)

$$A_{89Zr} = \sum_{i=1;2} A_{уд(i)}^{нас} mI(1 - e^{-\lambda_i t_{обл}}) \frac{\lambda_{89Zr}}{\lambda_{89Zr} - \lambda_i} (e^{-\lambda_i t_{охл}} - e^{-\lambda_{89Zr} t_{охл}}) \quad (12)$$

Формула (12) учитывает экспериментальные выходы $^{89m,g}\text{Nb}$ (Табл. 6) и параметры времени облучения и охлаждения, массы мишени и тока ускорителя. Индекс i относится к состоянию ядра ^{89}Nb : m или g .

Стандартно в медицине изотоп ^{89}Zr нарабатывается на циклотронах в реакциях $^{89}\text{Y}(p, 1n)^{89}\text{Zr}$ и $^{89}\text{Y}(d, 2n)^{89}\text{Zr}$. Облучение протонами энергий 14 – 14.5 МэВ и током 65 – 80 мкА длится 2 – 3 часа [38]. Выходы ^{89}Zr могут достигать нескольких десятков $\frac{\text{МБк}}{\text{мкА} \times \text{ч}}$ [39]. Протоны с энергиями 10 – 20 МэВ имеют пробег в веществе порядка долей миллиметра [40]. Массы циклотронных мишеней имеют соответствующую толщину и массу. В противоположность этому, поле тормозного излучения имеет широкий профиль и высокую проникающую способность. Это позволяет облучать мишени массой до десятков или даже сотен граммов и масштабировать производство ^{89}Zr .

Рассмотренный способ производства ^{89}Zr , основанный на использовании распада ^{89}Nb , во-первых, позволяет получить изотоп свободный от примесей радионуклидов циркония и с низким содержанием стабильного изотопа ^{90}Zr , а во-вторых, обладает преимуществом перед циклотронным способом производства, заключающимся в возможности производства больших количеств ^{89}Zr .

В заключении приводятся основные результаты, полученные в данной диссертационной работе:

1. Определены выходы и сечения образования изотопа ^{89}Zr и некоторых других (побочных) радиоизотопов в реакциях $(\gamma, 1pXn)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на мишенях природного молибдена, ниобия и циркония и на мишени, обогащённой по изотопу ^{94}Mo .
2. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами теоретических расчетов в рамках нескольких современных моделей ядра и определены подходы к прогнозным оценкам наработки как изотопа ^{89}Zr , так и побочных радиоизотопов.

3. Осуществлено детальное сравнение возможностей производства изотопа ^{89}Zr как продукта реакций $^{94,95}\text{Mo}(\gamma, 1\alpha Xn)^{89}\text{Zr}$ и как дочернего изотопа ядра $^{89g,m}\text{Nb}$, образующегося в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89g,m}\text{Nb}$.
4. На основании результатов детального анализа возможных способов получения ^{89}Zr в фотоядерных реакциях с учетом образования примесных изотопов циркония предложен наиболее перспективный канал для промышленного производства: $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p2n)^{89g,m}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$.
5. Обнаружено, что реакции $(\gamma, 1p)$ и $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на большинстве исследованных ядер с $Z = 40, 41$ и 42 происходят преимущественно до равновесного распределения энергии по ядру.
6. Достоверно показано, что реакции $(\gamma, 1\alpha Xn)$ на ядрах с $Z = 40, 41$ и 42 могут происходить в области ГДР, несмотря на существование кулоновского барьера.
7. Обнаружено, что сечения большинства реакций с испусканием заряженных частиц на изотопе ^{92}Mo довольно точно предсказывается статистическими законами распада составного ядра. Это может свидетельствовать о существовании определенного набора тяжелых ядер, для которых фотоядерные реакции с испусканием заряженных частиц происходят преимущественно через составное ядро.
8. Разработан метод оценки выходов реакций $(\gamma, 1p)$, который предсказывает сечения указанного типа реакций на изотопах молибдена точнее других существующих моделей ядра. Согласно этому методу, протоны в области ГДР испускаются двух видов: испарительные (из равновесного состояния ядра) и высокоэнергетические (полупрямые).

Основные результаты диссертации изложены в 6 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых в базах RCSI, Web of Science и SCOPUS ([3,25,30,32,34,35] в списке литературы):

1. **Remizov P.D.**, Zheltonozhskaya M.V., Chernyaev A.P., et. al. Measurements of the flux-weighted yields for $(\gamma, \alpha Xn)$ reactions on molybdenum and niobium // European Physical Journal A. 2023. Vol. 59, no. 141. (Q2, SJR 0.97)
2. Zheltonozhskaya M.V., **Remizov P.D.**, Chernyaev A.P. Study of Photonuclear Reactions with the Alpha Particles' Emission on Zirconium, Niobium, and Molybdenum // Applied Radiation and Isotopes. 2023. Vol. 199, no. 110871. (Q3, SJR 0.42)

3. **Ремизов П.Д.**, Желтоножская М.В., Черняев А.П. и др. Фотопротонные реакции на молибдене // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2023. Т. 87, №8. С. 1092–1098.
Remizov P.D., Zheltonozhskaya M.V., Chernyaev A.P. et al. Photoproton reactions on molybdenum // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2023. Vol. 87, no.8. P. 1112–1117. (**Q3**, SJR 0.21)
4. Желтоножский В. А., Желтоножская М. В., **Ремизов П. Д.** и др. Исследование реакций с вылетом протонов на ^{179}Hf , ^{180}Hf // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2022. Т. 86, № 9. С. 1305–1309.
V. A. Zheltonozhskiy, M. V. Zheltonozhskaya, P. D. Remizov et al. Study of reactions with the emission of protons on ^{179}Hf , ^{180}Hf // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2022. Vol. 86, no. 9. P. 1309–1314. (**Q3**, SJR 0.21)
5. **Ремизов П. Д.**, Желтоножская М. В., Черняев А. П. и др. (γ , pxn)-реакции на естественном молибдене // Ядерная физика. 2023. Т. 86, № 1. С. 99–103.
P. D. Remizov, M. V. Zheltonozhskaya, A. P. Chernyaev et al. (γ , pxn) reactions on natural molybdenum // Physics of Atomic Nuclei. 2022. Vol. 85, no. 6. P. 818–822. (**Q3**, SJR 0.24)
6. **Ремизов П. Д.** Современные медицинские радионуклиды для иммуно-ПЭТ // Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2022. Т. 67, № 3. С. 67–74.
Remizov P. D. Novel Immuno-PET Medical Radionuclides // Medical Radiology and Radiation Safety. 2022. Vol. 67, No. 3. P. 67–74. (**Q4**, SJR 0.16)

Список литературы

1. Reddy S., Robinson M.K. Immuno-Positron Emission Tomography in Cancer Models // Semin Nucl Med. 2010. Vol. 40, № 3. P. 182–189.
2. van Dongen G.A.M.S. et al. Immuno-PET: A Navigator in Monoclonal Antibody Development and Applications // Oncologist. 2007. Vol. 12, № 12. P. 1379–1389.
3. Remizov P.D. Novel Immuno-PET Medical Radionuclides // Medical Radiology And Radiation Safety. 2022. Vol. 67, № 3. P. 67–74.
4. Zheltonozhsky V.A. et al. Excitation of ^{177}Lu , ^{178}Lu in reactions with bremsstrahlung with escaping of charged particles // Nucl Instrum Methods Phys Res B. 2020. Vol. 476. P. 68–72.
5. Hovhannisyanyan G.H. et al. Production of ^{47}Sc in photonuclear reactions on natTi targets at the bremsstrahlung endpoint energy of 30 and 40 MeV // Applied Radiation and Isotopes. 2022. Vol. 182. P. 110138.
6. Aliev R.A. et al. Production of medical radioisotope ^{167}Tm by photonuclear reactions on natural ytterbium // Nucl Instrum Methods Phys Res B. 2021. Vol. 508. P. 19–23.
7. Inagaki M. et al. Production of $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ by photonuclear reaction using a natMoO_3 target // J Radioanal Nucl Chem. 2020. Vol. 324, № 2. P. 681–686.
8. Kazakov A.G. et al. Photonuclear Alchemy: Obtaining Medical Isotopes of Gold from Mercury Irradiated on Electron Accelerators // Molecules. 2022. Vol. 27, № 17. P. 5532.

9. Zheltonozhskaya M. V. et al. Developing a Way of Processing Complex X-Ray and Gamma Spectra in the Range of Low Energies // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2021. Vol. 85, № 10. P. 1122–1127.
10. Agostinelli S. et al. Geant4—a simulation toolkit // *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. 2003. Vol. 506, № 3. P. 250–303.
11. Koning A.J., Rochman D. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // *Nuclear Data Sheets*. 2012. Vol. 113, № 12. P. 2841–2934.
12. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Modified version of the combined model of photonucleon reactions // *Physics of Atomic Nuclei*. 2015. Vol. 78, № 5. P. 557–573.
13. Capote R. et al. RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations // *Nuclear Data Sheets*. 2009. Vol. 110, № 12. P. 3107–3214.
14. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Semimicroscopic description of the gross structure of a giant dipole resonance in light nonmagic nuclei // *Physics of Atomic Nuclei*. 2003. Vol. 66, № 7. P. 1229–1238.
15. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Combined model of photonucleon reactions // *Physics of Atomic Nuclei*. 2011. Vol. 74, № 1. P. 19–39.
16. Levinger J.S. The High Energy Nuclear Photoeffect // *Physical Review*. 1951. Vol. 84, № 1. P. 43–51.
17. Levinger J.S. Modified quasi-deuteron model // *Physics Letters B*. 1979. Vol. 82, № 2. P. 181–182.
18. Cline C.K., Blann M. The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model // *Nucl Phys A*. 1971. Vol. 172, № 2. P. 225–259.
19. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Москва: Изд-во иностр. лит., 1954. 660 с.
20. Levinger J.S. Nuclear photo-disintegration. Oxford: Oxford University Press, 1960.
21. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research // *Physics-Uspekhi*. 2021. Vol. 64, № 2. P. 141–156.
22. Belyshev S.S. et al. Photodisintegration of cadmium isotopes // *Physics of Atomic Nuclei*. 2014. Vol. 77, № 7. P. 809–816.
23. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер: история предсказания, открытия, изучения уникального явления. 75 лет исследований. Москва: ЛЕНАНД, 2021. 280 с.
24. Fallieros S., Goulard B. Isovector excitations in nuclei // *Nucl Phys A*. 1970. Vol. 147, № 3. P. 593–600.
25. Zheltonozhskiy V.A. et al. Study of Reactions with the Emission of Protons on $^{179, 180}\text{Hf}$ // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2022. Vol. 86, № 9. P. 1083–1087.
26. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. Investigation of (γ, p) -reactions on zirconium and molybdenum nuclei // *The European Physical Journal A*. 2022. Vol. 58, № 7. P. 118.
27. Brualla L. et al. PENELOPE/PRIMO-calculated photon and electron spectra from clinical accelerators // *Radiation Oncology*. 2019. Vol. 14, № 1. P. 6.
28. Krmar M. et al. Beam energy measurement on LINAC-200 accelerator and energy calibration of scintillation detectors by electrons in range from 1 MeV to 25 MeV // *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. 2019. Vol. 935. P. 83–88.
29. Ermakov A.N. et al. A Multipurpose Pulse Race-Track Microtron with an Energy of 55 MeV // *Instruments and Experimental Techniques*. 2018. Vol. 61, № 2. P. 173–191.
30. Remizov P.D. et al. Photoproton Reactions on Molybdenum // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2023. Vol. 87, № 8. P. 1112–1117.

31. Митин И.В., Русаков В.С. Анализ и обработка экспериментальных данных: Учебно-методическое пособие для студентов младших курсов. Москва: Типография Издательства Московского университета, 2002. 39 с.
32. Remizov P.D. et al. (γ , pxn)-Reactions on Natural Molybdenum // *Physics of Atomic Nuclei*. 2022. Vol. 85, № 6. P. 818–822.
33. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Москва: Атомиздат, 1974. 376 с.
34. Zheltonozhskaya M.V., Remizov P.D., Chernyaev A.P. Study of photonuclear reactions with the alpha particles' emission on zirconium, niobium, and molybdenum // *Applied Radiation and Isotopes*. 2023. Vol. 199. P. 110871.
35. Remizov P.D. et al. Measurements of the flux-weighted yields for (γ , α Xn) reactions on molybdenum and niobium // *The European Physical Journal A*. 2023. Vol. 59, № 6. P. 141.
36. Belyshev S.S. et al. Photonuclear Reactions on Bypassed Nuclei ^{84}Sr and ^{92}Mo // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2018. Vol. 82, № 6. P. 702–707.
37. Deri M.A. et al. PET imaging with ^{89}Zr : From radiochemistry to the clinic // *Nucl Med Biol*. 2013. Vol. 40, № 1. P. 3–14.
38. Zhang Y., Hong H., Cai W. PET Tracers Based on Zirconium-89 // *Current Radiopharmaceuticalse*. 2011. Vol. 4, № 2. P. 131–139.
39. Sadeghi M., Enferadi M., Bakhtiari M. Accelerator production of the positron emitter zirconium-89 // *Ann Nucl Energy*. 2012. Vol. 41. P. 97–103.
40. Synowiecki M.A., Perk L.R., Nijssen J.F.W. Production of novel diagnostic radionuclides in small medical cyclotrons // *EJNMMI Radiopharm Chem*. 2018. Vol. 3, № 1. P. 3.