

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
Физический факультет

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скobel'цына

На правах рукописи

Фурсова Надежда Юрьевна

**Фотоядерные реакции на изотопах эрбия, диспрозия, палладия
и молибдена**

Специальность 1.3.15.

Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Кузнецов Александр Александрович

Москва — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Экспериментальное определение выходов и сечений фотоядерных реакций	15
1.1 Методика проведения эксперимента	15
1.2 Методика обработки данных	22
1.2.1 Метод расчёта относительных выходов фотоядерных реакций	22
1.2.2 Учёт мёртвого времени детектора	30
1.2.3 Расчёт абсолютных выходов фотоядерных реакций	32
1.2.4 Расчёт сечений, взвешенных по тормозному спектру, и сечений на эквивалентный квант	34
Глава 2. Теоретическое описание фотоядерных реакций	37
2.1 Гигантский дипольный резонанс	37
2.2 Комбинированная модель фотонуклонных реакций	39
2.3 Программный код TALYS	49
Глава 3. Результаты исследования фотоядерных реакций на изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена	59
3.1 Фотоядерные реакции на изотопах эрбия	59
3.2 Фотоядерные реакции на изотопах диспрозия	68
3.3 Фотоядерные реакции на изотопах палладия	78
3.3.1 Выходы и сечения на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на изотопах палладия	78
3.3.2 Изомерные отношения изотопов палладия и родия	89
3.4 Фотоядерные реакции на изотопах молибдена	94
3.4.1 Выходы и сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена	94
3.4.2 Изомерные отношения изотопов молибдена и ниобия	110
3.5 Общие закономерности исследования фотоядерных реакций на средних и тяжёлых ядрах	114

Глава 4. Фотоядерные реакции в ядерной астрофизике и медицине	120
4.1 Фотоядерные реакции, приводящие к разрушению обойдённых ядер	120
4.2 Исследование фотоядерных реакций, приводящих к образованию медицинских изотопов	127
Заключение	139
Благодарности	141
Список литературы	142

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Исследование фотоядерных реакций служит инструментом для изучения структуры атомных ядер и механизмов их взаимодействия с излучением. В сечении поглощения γ -излучения ядрами в области энергий 8-30 МэВ наблюдается широкий максимум, обусловленный гигантским дипольным резонансом (ГДР) [1]. Этот процесс характеризуется преимущественным поглощением электрических дипольных ($E1$) γ -квантов, приводящим ядро в возбуждённое состояние. С точки зрения коллективных моделей, ГДР интерпретируется как согласованное колебательное движение протонов относительно нейтронов, а в рамках оболочечной модели описывается как совокупность одночастичных переходов нуклонов на вышележащие оболочки.

Экспериментальные исследования фотонуклонных реакций позволили открыть ряд важных особенностей ГДР, связанных со структурой и формой атомных ядер, таких как его деформационное, конфигурационное и изоспиновое расщепление. Однако эффекты конфигурационного и изоспинового расщеплений ГДР существенно лучше изучены только на относительно лёгких ядрах, поскольку для исследования этих эффектов на средних и тяжёлых ядрах не хватает экспериментальных данных.

Подавляющая часть существующих экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций была получена с использованием пучков квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов или тормозного γ -излучения. В исследованиях, выполненных с помощью объективных физических критериев, было установлено, что экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, представленные в различных работах для одних и тех же ядер, не соответствуют этим критериям и могут различаться между собой в несколько раз. Выбор различных реакций для нормировки может приводить к расхождениям в средних сечениях, измеряемых на тормозных пучках. Для фотопротонных и многонуклонных реакций на средних и тяжёлых ядрах экспериментальные сечения практически отсутствуют. Теоретические подходы, такие как TALYS [2], EMPIRE [3] и т.д., в основном не учитывают изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса, что приводит к занижению выходов и сечений реакций с вылетом протона. Следовательно, актуальным является получение новых экспериментальных данных о фотоядерных реакциях на средних и тяжёлых ядрах.

В диссертации были изучены выходы и сечения на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена.

В настоящее время для стабильных изотопов эрбия ($^{162,166,168}\text{Er}$) и его естественной смеси известны сечения некоторых фотоядерных реакций с вылетом нейтронов в области энергий до ~ 30 МэВ, в то время как фотопротонные каналы остаются неисследованными. Для диспрозия ранее были получены только сечения фотонейтронных реакций в области низких энергий, а также при энергиях 65 и 75 МэВ; измерены радиохимические выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов при энергии тормозного излучения 55 МэВ. В работах на изотопах палладия и молибдена в основном были измерены относительные выходы фотонуклонных реакций, сечения, взвешенные по тормозному спектру, и изомерные отношения. Следует отметить, что для некоторых изотопов данные, полученные на разных установках, но при одинаковой верхней энергии тормозного излучения, различаются.

Результаты настоящей работы актуальны не только для фундаментальной ядерной физики, но и имеют важное прикладное значение. Кроме изучения ГДР и его особенностей, выходы фотоядерных реакций могут применяться для решения таких задач, как наработка перспективных медицинских радионуклидов, исследования в области ядерной астрофизики, создание источников нейтронов и пучков радиоактивных ядер, трансмутация элементов и получение экзотических ядер.

В современной ядерной медицине радиоизотопы используются для диагностических процедур, радиоизотопной терапии и стерилизации медицинских изделий, а также научных исследований [4]. Для наработки медицинских изотопов в основном используются реакторы и циклотроны. В мире насчитывается не более десятка крупных реакторов, подходящих для таких целей, большинство из которых были запущены в середине прошлого века. Циклотронный метод ограничен использованием дорогостоящих установок, отсутствием или высокой стоимостью подходящих мишеней и сложностью получения целевого нуклида без побочных изотопов того же элемента, что может привести к переоблучению пациента. Из-за временной остановки в 2009 году реакторов в Нидерландах и Канаде, производивших ^{99}Mo , по всему миру возникли перебои в проведении диагностических процедур на основе его дочернего изотопа — ^{99m}Tc . Как следствие, наличие сложностей в применении реакторного и циклотронного методов стало предпосылкой для поиска новых способов наработки важных для меди-

цины изотопов. Наряду с широко используемыми радионуклидами (например, ^{99m}Tc), существуют изотопы, ядерно-физические и химические свойства которых делают их перспективными для применения в диагностике и терапии. Однако создание радиофармпрепаратов на основе таких радионуклидов часто невозможно из-за отсутствия простых методов наработки в масштабах, необходимых для до-клинических и клинических испытаний, и способов очистки целевого изотопа от мишенного материала.

Из-за вышеперечисленных факторов в настоящее время ведется поиск альтернативных вариантов получения медицинских радиоизотопов, в качестве одного из которых в мировых ускорительных центрах начинает изучаться фотоядерный способ наработки [4, 5]. Фотоядерный метод имеет ряд явных преимуществ, среди которых возможность использования компактных ускорителей электронов на базе медицинских учреждений, отсутствие для части перспективных изотопов иных способов наработки, а также в ряде случаев простая химия разделения целевого и побочных радионуклидов. Для оценки возможности наработки изотопов фотоядерным методом необходимо знать выходы реакций, приводящих к образованию не только целевого, но и побочных нуклидов, чтобы впоследствии надежно их разделить. В настоящее время показана перспективность производства изотопов $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ [6], ^{47}Sc [7, 8], ^{67}Cu [9], ^{167}Tm [10], ^{177}Lu [11], ^{225}Ac [12] и т.д. с помощью фотонейтронных и фотопротонных реакций.

Среди изучаемых в данной работе изотопов перспективными для медицины являются ^{161}Tb и ^{166}Ho . ^{161}Tb по своим свойствам очень похож на широко используемый терапевтический нуклид ^{177}Lu [13]. Однако ^{161}Tb излучает значительное количество конверсионных и оже-электронов, поэтому от его использования ожидается больший терапевтический эффект. ^{166}Ho представляет интерес для лучевой терапии [14]. Комплекс ^{166}Ho -DOTMP применяется для разрушения миеломных клеток в костном мозге [15], ^{166}Ho -EDTMP исследуется для паллиативного облегчения боли при костных метастазах [16], а микросфера, нагруженные ^{166}Ho , используются для радиоэмболизации при лечении рака печени [17]. Для фотопротонных реакций на стабильных изотопах эрбия и диспрозия, приводящих к получению медицинских нуклидов ^{161}Tb и ^{166}Ho , в базах ядерных данных (EXFOR) практически отсутствуют экспериментальные данные, поэтому актуальным является проведение экспериментального исследования этих реакций.

В астрофизике нерешённым остаётся вопрос образования обойдённых ядер (р-ядер) в процессе нуклеосинтеза. Стабильные ядра тяжелее железа образуются в основном в результате s- и г-процессов нуклеосинтеза (медленного и быстрого захвата нейтронов) [18]. Однако существует группа из 35 нейтронодефицитных ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , расположенных вдали от траекторий этих процессов. Одним из сценариев образования таких ядер считается р-процесс, включающий в себя: последовательность (p, γ) и (γ, n) реакций; фотоядерные реакции (γ, n), ($\gamma, 2\text{n}$), (γ, α) с последующим β -распадом [19]. Фотоядерные реакции являются пороговыми, поэтому для их протекания необходима высокая температура ($T=1\text{--}3.5$ ГК) [20]. Подобные условия возникают при прохождении ударной волны через слои предсверхновой звезды типа SnII после коллапса ядра сверхновой [21, 22].

Распространённость р-ядер оказывается ниже по сравнению с соседними тяжёлыми нуклидами. Современные астрофизические модели позволяют детально моделировать эволюцию состава звезды на всех стадиях термоядерного горения [23–25], тем не менее, различие в теоретических и экспериментальных данных может достигать нескольких порядков. Так, например, оценка распространённости лёгких изотопов молибдена, олова и рутения оказывается заниженной почти на два порядка по сравнению с солнечной, а распространённость обойдённых изотопов ртути и платины в 10 раз завышенной [19]. Основными причинами таких расхождений являются неточности в используемых скоростях соответствующих реакций и недостаток информации о концентрации исходных ядер р-процесса в момент взрыва. Из-за формы спектра γ -квантов при температуре взрыва сверхновых процесс образования р-ядер оказывается чрезвычайно чувствительным к изменению фотоядерных сечений в районе порога. Для расчётов необходимо знать скорости фотоядерных реакций, приводящих к образованию и распаду обойдённых ядер как на основных, так и на нескольких первых возбуждённых состояниях. Теоретические сечения могут значительно отличаться от экспериментальных данных из-за структурных особенностей ядер и отсутствия учёта в ряде моделей изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса и других механизмов возбуждения ядер (квадрупольного поглощения, обертона ГДР и т.д.). По этой причине актуальным является получение новой экспериментальной информации о сечениях фотоядерных реакций, приводящих к образованию и распаду р-ядер.

Важность исследований в области фотоядерных реакций подчеркивается планированием (VEGA (ELI-NP, Румыния)) и запуском (SLEGS (Китай), $\Pi\gamma S$ (США), NewSubaru (Япония)) новых источников монохроматического γ -излучения для исследования фотонуклонных реакций на базе ведущих научных центров. В России в Национальном центре физики и математики (г. Саров) ведётся работа по созданию такого источника. Принцип действия данной научной установки основан на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах. По проекту источника комптоновского излучения (ИКИ НЦФМ) его преимуществами перед подобными мировыми установками станут более высокая интенсивность и монохроматичность γ -излучения. Основными научными задачами источника являются исследования фотоядерных реакций, фотоделения, физики изомеров, ядерной спектроскопии, высокоточного изучения областей гигантского дипольного резонанса и пигми-дипольного резонанса и т.д. [26]. В отличие от результатов, полученных ранее на источниках квазимонохроматического излучения прошлого поколения, использование монохроматического γ -излучения позволит избежать модельной зависимости результатов исследований. Первые эксперименты на пучке источника комптоновского рассеяния планируется проводить γ -активационным методом, поэтому для их подготовки необходимы отработка экспериментальных техник, предварительная оценка сечений фотоядерных реакций, оптимизация мишней с учётом углового разброса и интенсивности пучка γ -квантов.

Основной целью работы является получение новых экспериментальных данных о выходах и сечениях фотоядерных реакций различной множественности на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена. Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Проведение экспериментов по облучению мишеней естественного изотопного состава из эрбия, диспрозия, палладия и молибдена.
2. Измерение и анализ спектров активности, наведённой в облучённых образцах.
3. Определение экспериментальных выходов и сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена. Расчёт изомерных отношений для изотопов палладия, родия, молибдена и ниобия.
4. Сравнение полученных экспериментальных сечений с результатами расчётов, выполненных на основе комбинированной модели фотонуклонных ре-

акций (КМФР) [27, 28] и программного кода TALYS [2] с параметрами по умолчанию, а также данными других экспериментальных работ.

5. Анализ и установление закономерностей в поведении сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций в зависимости от роста числа нейтронов в пределах одного изотопного ряда и при переходе к другим изотопам.
6. Анализ сечений фотоядерных реакций, приводящих к образованию и распаду обойдённых ядер ^{92}Mo и ^{102}Pd .
7. Расчёт радиохимических выходов фотоядерных реакций, приводящих к получению перспективных медицинских изотопов ^{161}Tb и ^{166}Ho , оценка оптимальных энергий для наработки данных радионуклидов.

Объектом исследования в настоящей работе были реакции на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена, происходящие под действием тормозного γ -излучения. **Предметом исследования** являлись выходы и сечения на эквивалентный квант для фотопротонных и фотонейтронных реакций на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена.

Научная новизна

Данные о сечениях и выходах фотопротонных реакций на средних и тяжёлых ядрах практически отсутствуют в международной базе данных о ядерных реакциях EXFOR, наиболее полной современной коллекции данных по реакциям под действием электронов, фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжёлых ионов. В диссертационной работе впервые измерены сечения на эквивалентный квант и абсолютные выходы фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия. Впервые получены сечения на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов эрбия, диспрозия и молибдена при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ. Применение гамма-активационной методики позволило в одном эксперименте с мишенью естественного изотопного состава измерить сечения на эквивалентный квант для ряда стабильных изотопов, что сделало возможным исследование зависимости сечений от массового числа ядра-мишени. В ходе работы показано уменьшение сечений на эквивалентный квант для реакций с вылетом одного протона с ростом массового числа в пределах одного изотопного ряда и общее уменьшение с ростом отношения N/Z. Кроме того, впервые определены оптимальные условия для фотоядерной наработки перспективных медицинских изотопов ^{161}Tb и ^{166}Ho .

Научная и практическая значимость

Результаты исследований выходов фотонуклонных реакций на средних и тяжёлых ядрах необходимы для изучения механизмов фотоядерных реакций в области энергий за ГДР, а также для корректирования предсказаний моделей для описания подобных реакций. С практической точки зрения такие данные важны для развития медицины и астрофизики. Выходы фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия, приводящих к образованию ^{161}Tb и ^{166}Ho , необходимы для оценки возможностей наработки этих медицинских изотопов на ускорителях электронов фотоядерным методом. Результаты изучения фотопротонных и фотонейтронных реакций на обойдённых ядрах ^{92}Mo и ^{102}Pd представляют интерес для астрофизики, так как фотоядерные реакции являются одним из основных сценариев образования и распада таких изотопов в процессе нуклеосинтеза. Данные о выходах фотонуклонных реакций на средних и тяжёлых ядрах, полученные в настоящей работе, используются для разработки первых гамма-активационных экспериментов на источнике обратного комптоновского рассеяния ИКИ НЦФМ.

Методология и методы исследования

1. Гамма-активационный метод с γ -спектрометрией продуктов реакций на детекторе из сверхчистого германия [29–33], позволяющий в одном эксперименте получать данные по реакциям на нескольких стабильных изотопах мишени естественного состава.
2. Применение достаточно тонких тормозных вольфрамовых конверторов, позволяющее использовать в качестве основы для расчёта тормозных спектров сечения образования тормозных γ -квантов Зельцера-Бергера [34].
3. Методика последовательного измерения и записи спектров, позволяющая получать зависимости интенсивности распадов от времени и рассчитывать с помощью этих зависимостей периоды полураспада изотопов.
4. Методика расчёта эффективности детектора из сверхчистого германия, учитывающая его геометрию, расположение мишени и эффект самопоглощения γ -квантов в самой мишени с помощью пакета GEANT4 [35].
5. Способ расчёта выходов и сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена на основе КМФР и с помощью программного кода TALYS.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Анализ экспериментальных данных для фотопротонных реакций, полученных в гамма-активационных экспериментах на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с максимальной энергией 55 МэВ, позволил выявить тенденции уменьшения сечений на эквивалентный квант для реакции (γ , 1p) с ростом массового числа внутри одного изотопного ряда, а также общего уменьшения с ростом отношения N/Z.
2. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчётами, выполненными на основе КМФР и с помощью программного кода TALYS, указывает на необходимость учёта изоспинового расщепления ГДР для корректного описания фотопротонных реакций.
3. Расхождение экспериментальных и теоретических сечений на эквивалентный квант для реакций $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91}\text{Mo}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{91}\text{Nb}$ является одним из возможных источников существенного занижения теоретических оценок распространённости обойдённого ядра ^{92}Mo .
4. Экспериментальные радиохимические выходы фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия указывают на возможность фотоядерной наработки перспективных медицинских изотопов ^{161}Tb и ^{166}Ho . Расчёты на основе КМФР позволили определить оптимальные энергии пучка ускорителя электронов для наработки ^{161}Tb : 21-22 МэВ при использовании моноизотопной мишени из ^{162}Dy , 29-30 МэВ при использовании мишени из изотопа ^{163}Dy .

Степень достоверности

Достоверность научных результатов и выводов обеспечена использованием апробированных и общепринятых методик экспериментальных и теоретических исследований фотоядерных реакций. Экспериментальная часть диссертационной работы проведена с применением широко используемой в данной области гамма-активационной методики. Теоретические расчёты были основаны на использовании хорошо зарекомендовавших себя подходов для описания фотоядерных реакций, таких как КМФР и программный код TALYS, а также на применении оценённых ядерных данных (библиотека JENDL). Достоверность подтверждается согласием результатов расчётов выходов реакций по данным для нескольких фотопиков одного и того же изотопа со справочными данными из авторитетных международных источников (баз данных NNDC, МАГАТЭ), а также

согласием экспериментальных результатов с данными других работ и результатами теоретических расчётов (в тех случаях, когда такие сравнения возможны).

Апробация работы

Основные результаты и положения диссертации были представлены лично автором или в соавторстве с ним в 20 докладах на международных и всероссийских конференциях, научных школах и семинарах, среди которых:

- Семинар памяти профессора Б.С. Ишханова – 2024, 2025;
- Всероссийская школа НЦФМ по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорительной технике – 2024, 2025;
- Международная конференция «ЯДРО» – 2018, 2020, 2022 - 2025;
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» – 2025;
- «Ломоносовские чтения» – 2018, 2019, 2025;
- Научный семинар ОЭПВАЯ и кафедры общей ядерной физики – 2024;
- 28th International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2024) – 2024;
- XXIV Харитоновские чтения «Проблемы ускорительной физики и физики высоких энергий» - 2023;
- Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» – 2017-2019.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 статьях, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защит в диссертационном совете МГУ имени М.В. Ломоносова по специальности и отрасли наук [29–33, 36]:

1. **Фурсова Н.Ю.**, Белышев С.С., Кузнецов А.А., Порядина О.В., Ханкин В.В. Экспериментальное исследование фотоядерных реакций на изотопах молибдена // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2025. – Т. 80, №6. – 2560202. DOI: 10.55959/MSU0579-9392.80.2560202. Импакт-фактор: 0.169 (РИНЦ), Q4. 1.04 п.л., вклад соискателя: 50%.

2. **Фурсова Н.Ю.**, Алиев Р.А., Белышев С.С., Кузнецов А.А. Теоретические расчеты наработки ^{161}Tb на изотопах диспрозия // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2025. – Т. 80, №4. – 2540201. EDN: JIFGRW. Импакт-фактор: 0.169 (РИНЦ), Q4. 0.61 п.л., вклад соискателя: 50%.

Переводная версия:

Fursova N.Yu., Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A. Theoretical Calculations of ^{161}Tb Production on Dysprosium Isotopes // Moscow University Physics Bulletin. – 2025. – Vol. 80, №4. – pp. 698–706. EDN: FBODFV. Импакт-фактор: 0.159 (SJR), Q4. 0.65 п.л., вклад соискателя: 50%.

3. Poriadina O.V., Belyshev S.S., **Fursova N.Yu.**, Khankin V.V., Kuznetsov A.A. Photonuclear reactions on mercury isotopes // Nuclear Physics A. – 2025. – Vol. 1063. – 123206. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2025.123206. Импакт-фактор: 2.5 (JIF), Q2. 1.18 п.л., вклад соискателя: 30%.
4. Rasulova F.A., Aksenov N.V., Alekseev S.I., Belyshev S.S., Chuprakov I., **Fursova N.Yu.**, Madumarov A.S., Khushvaktov J.H., Kuznetsov A.A. Photonuclear reactions on stable isotopes of molybdenum at bremsstrahlung endpoint energies of 10–23 MeV // Physical Review C. – 2025. – Vol. 111, Iss. 2. – 024604. EDN: YSETLY. Импакт-фактор: 3.4 (JIF), Q1. 1.07 п.л., вклад соискателя: 20%.
5. Белышев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А., Орлин В.Н., Просняков А.А., **Фурсова Н.Ю.**, Ханкин В.В. Фоторасщепление изотопов палладия // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. –2020. – №6. – С. 3–27. EDN: UDPBIU. Импакт-фактор: 0.169 (РИНЦ), Q4. 1.65 п.л., вклад соискателя: 40%.

Переводная версия:

Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A., Orlin V.N., Prosnyakov A.A., **Fursova N.Yu.**, Khankin V.V. Photodisintegration of Palladium Isotopes // Moscow University Physics Bulletin. – 2020. – Vol. 75, №6. – pp. 513–540. EDN: JCIWJQ. Импакт-фактор: 0.159 (SJR), Q4. 1.81 п.л., вклад соискателя: 40%.

6. Белышев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А., Просняков А.А., **Фурсова Н.Ю.**, Ханкин В.В. Исследование фотонейтронных реакций, приводящих к образованию и распаду изотопа ^{102}Pd // Ядерная физика. – 2020. – Т. 83, №6. –

С. 474–481. EDN: MZIOJL. Импакт-фактор: 0.357 (РИНЦ), Q4. 0.55 п.л., вклад соискателя: 40%.

Переводная версия:

Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A., Prosnyakov A.A., Fursova N.J., Khankin V.V. Investigation of Photoneutron Reactions Leading to the Production and Decay of the Isotope ^{102}Pd // Physics of Atomic Nuclei. – 2020. – Vol. 83, №6. – pp. 787–795. EDN: YFNCCG. Импакт-фактор: 0.196 (SJR), Q4. 0.60 п.л., вклад соискателя: 40%.

Личный вклад

Автор принимал непосредственное и активное участие во всех этапах диссертационной работы: планировании и проведении экспериментов по облучению мишеней естественного изотопного состава из эрбия, диспрозия, палладия и молибдена на ускорителе РМ-55, обработке спектров остаточной активности и определении экспериментальных выходов и сечений фотоядерных реакций, выполнении теоретических расчётов на основе КМФР и программного кода TALYS, интерпретации полученных результатов. Автор принимал активное участие в подготовке научных статей по результатам исследований, являлся докладчиком на всероссийских и международных школах, конференциях и научных семинарах.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 150 страниц, включая 51 рисунок и 27 таблиц. Список литературы включает 161 наименование.

Глава 1. Экспериментальное определение выходов и сечений фотоядерных реакций

1.1. Методика проведения эксперимента

Экспериментальная часть настоящей диссертационной работы основана на применении гамма-активационной методики [37]. Основными преимуществами данного способа исследования фотоядерных реакций являются:

- однозначная идентификация ядерных реакций по остаточной радиоактивности конечных ядер, что, в отличие от методов прямой регистрации, обеспечивает эффективность разделения каналов с различной множественностью вылетающих частиц;
- высокая чувствительность метода, позволяющая регистрировать реакции с малыми сечениями, включая фотопротонные и многонуклонные каналы;
- возможность использования не только обогащённых мишеней, но и мишней естественного изотопного состава, что позволяет в одном эксперименте проследить влияние массового числа на характеристики фотоядерных реакций;
- возможность с помощью подбора параметров облучения образцов и режимов измерения спектров остаточной активности изучать как короткоживущие, так и долгоживущие радиоактивные ядра-продукты.

Гамма-активационный эксперимент состоит из двух последовательных этапов: облучения исследуемых образцов и измерения спектра ядер-продуктов фотонуклонных реакций (рисунок 1.1).

Облучение мишеней проводилось на двух установках: импульсном разрезном микротроне РМ-55 Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скobelьцина (НИИЯФ МГУ) [38] с максимальной энергией электронов 55 МэВ и микротроне МТ-25 Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) [39] при энергиях от 10 до 23 МэВ. Основные характеристики используемых ускорителей приведены в таблице 1. Общий вид ускорителя, расположенного в НИИЯФ МГУ, и его схема показаны на рисунке 1.2. Основными элементами разрезного микротрона являются линейный ускоритель и система поворотных магнитов, обеспечивающая многократное прохождение пучка через ускоряющую структуру.

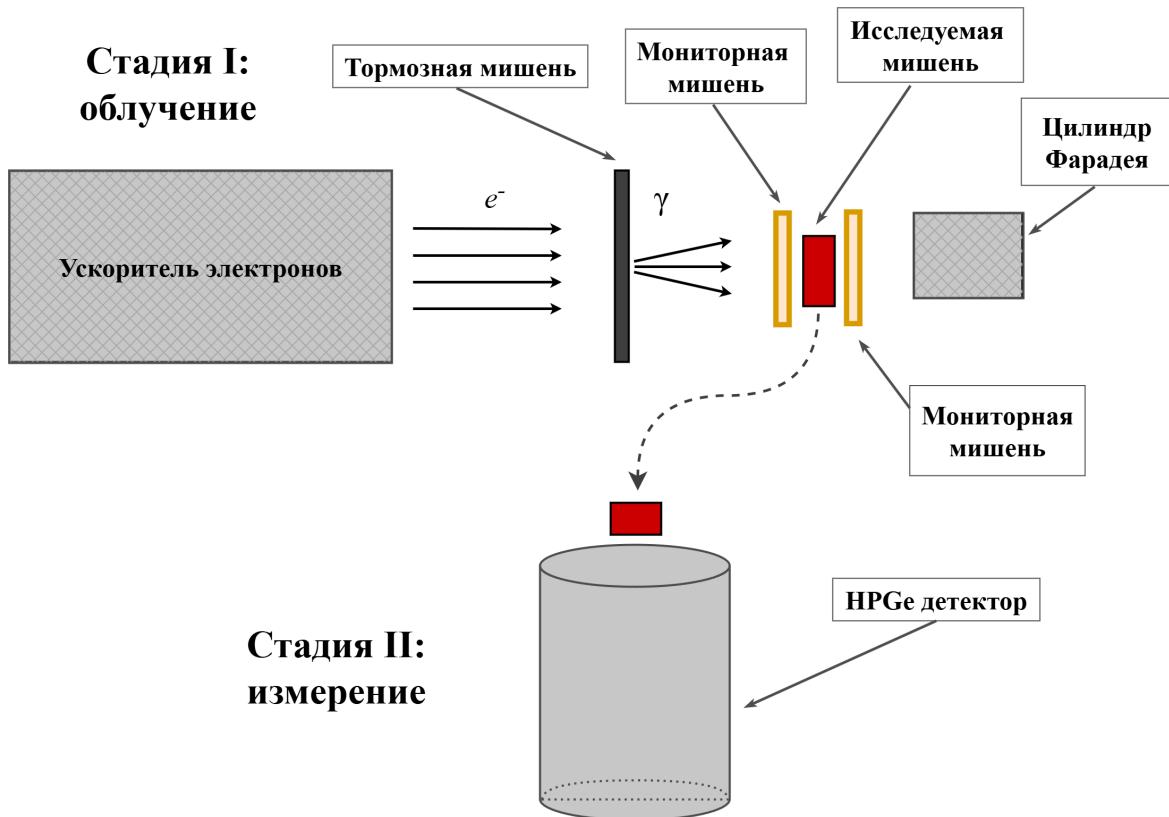


Рисунок 1.1 – Схема гамма-активационного эксперимента

Таблица 1 – Основные характеристики используемых в экспериментах ускорителей электронов

Характеристика	МТ-25 ОИЯИ	РМ-55 НИИЯФ МГУ
Максимальная энергия электронов на выходе	25 МэВ	55.5 МэВ
Прирост энергии на оборот	0.6 - 1 МэВ	5 МэВ
Число орбит	25	11
Рабочая частота	2794 МГц	2856 МГц
Максимальная частота следования импульсов	380 Гц	50 Гц
Длительность импульса	2.5 мкс	8 мкс
Импульсный ток ускоренного пучка	20 мА	10 мА

Электроны с энергией 50 кэВ от электронной пушки (1) направляются на ось ускорителя инжекционным магнитом (2), фокусируются соленоидальной линзой (3) и попадают в ускоряющую структуру (4), где их энергия увеличивается до 5 МэВ. После этого пучок отражается первым поворотным магнитом (5), повторно проходит через ускоряющую структуру, достигая энергии 10 МэВ, и вторым магнитом (6) выводится на первую замкнутую орбиту. Дальнейшее ускорение происходит за счёт девяти дополнительных проходов через ускоряющую структуру. Стабильность орбиты обеспечивается парой поворотных магнитов (5-6), а фокусировка пучка — квадрупольными линзами (7). На десятой орбите ускоренный пучок извлекается с помощью выводного магнита (8). Для точной настройки траектории и компенсации ошибок магнитной системы используются сильфоны с датчиками тока (9, 10) и корректирующие магниты (11).

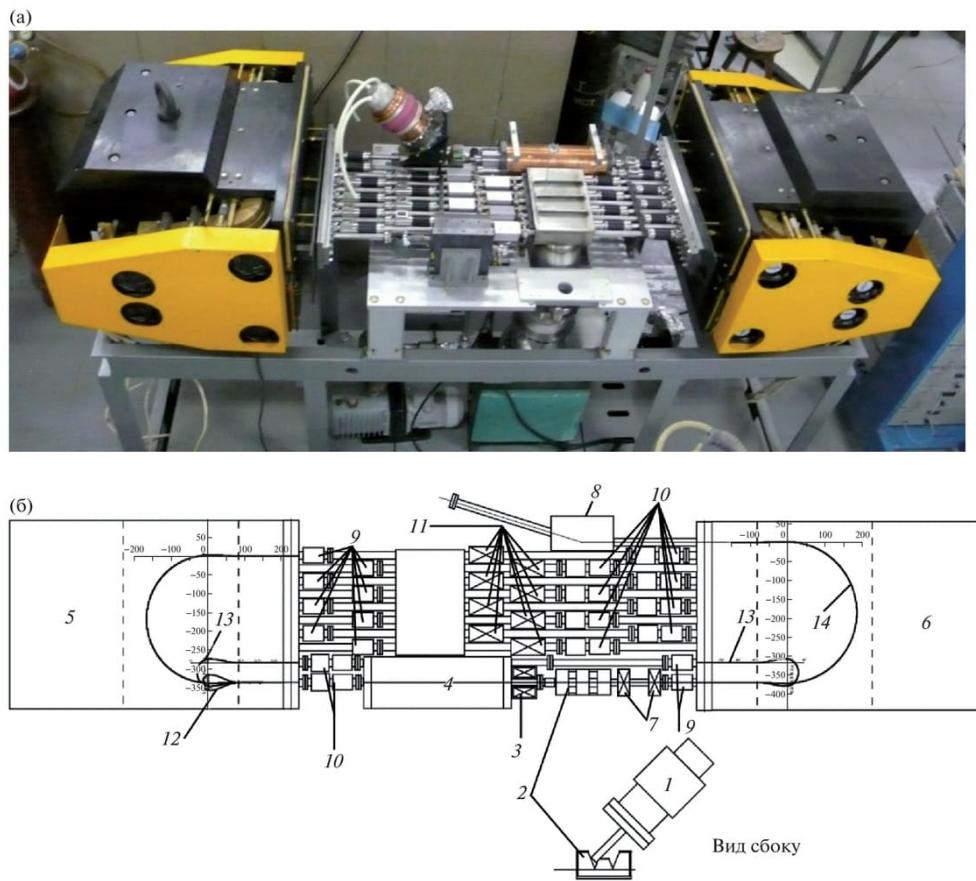


Рисунок 1.2 – Общий вид (а) и схема (б) импульсного разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с максимальной энергией 55 МэВ. Взят из работы [38]

Микротрон МТ-25 ОИЯИ представляет собой модернизированную версию микротрона МТ-22 (1980 г.), который, в свою очередь, является модификацией МТ-17 (1973 г.). Общий вид микротрона МТ-25 представлен на рисунке 1.3. МТ-25 является классическим микротроном, ускоряющим электроны по круговой

орбите и направляющим их на соответствующую мишень. Он оснащён двумя направляющими трубками, одна из которых содержит вольфрамовую мишень для генерации тормозного излучения, а другая — урановую мишень для получения нейтронов.



Рисунок 1.3 – Общий вид микротрона МТ-25 ОИЯИ

Для генерации тормозного излучения во всех проведённых экспериментах использовались мишени-конверторы. В качестве материала для тормозных мишеней, благодаря своим физическим и химическим характеристикам, был выбран вольфрам. Интенсивность процесса создания тормозного γ -излучения пропорциональна квадрату атомного номера (Z) материала, поэтому использование вольфрама с $Z=74$ позволяет получать интенсивное γ -излучение при взаимодействии электронного пучка с мишенью. Кроме того, тормозная мишень подвергается воздействию высокоэнергетических электронов, что приводит к значительному тепловыделению. Вольфрам имеет высокую температуру плавления (более 3422 °C), хорошую теплопроводность (154 Вт/(м·К)) и высокую плотность (19.3 г/см³), поэтому мишени из этого материала способны отводить тепло и оставаться устойчивыми к деформации во время бомбардировки электронным пучком. Сочетание вышеприведённых свойств делает вольфрам оптимальным материалом для тормозных мишеней в экспериментах на микротронах и других типах электронных ускорителей.

Образовавшиеся тормозные γ -кванты попадали на исследуемые мишени естественного изотопного состава. Основным способом взаимодействия

γ -квантов с ядрами мишней в изучаемом в работе энергетическом диапазоне являются фотоядерные реакции. В результате фотопротонных и фотонейтронных реакций образовывались ядра с дефицитом нуклонов, чаще всего подверженные β -распадам. Распад этих продуктов обычно сопровождался γ -излучением, энергетический спектр которого дискретен и уникален для каждого изотопа, что позволяло находить и идентифицировать конкретные изотопы в спектре остаточного γ -излучения, зарегистрированного детектором.

Контроль дозы γ -излучения проводился с помощью цилиндра Фарадея. Заряд регистрировался с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и записывался в запоминающее устройство, а затем использовался при обработке данных. Для контроля параметров облучения и калибровки тока ускорителя в зависимости от материала исследуемой мишени использовались мониторы из меди и кобальта.

После завершения этапа облучения каждая исследуемая мишень перемещалась в специальное низкофоновое помещение, расположенное рядом с ускорительным залом, для стадии измерения наведенной активности. Помещение располагалось близко к ускорительному залу, что позволяло проводить измерения спектров остаточной активности образца через несколько минут после окончания облучения. В НИИЯФ МГУ измерения γ -спектров в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3.7 МэВ проводились с использованием системы на основе коаксиального детектора из сверхчистого германия n-типа с относительной эффективностью 30% (Canberra GC3019). Его энергетическое разрешение составляло 0.8 кэВ при энергии 150 кэВ и 1.9 кэВ при энергии 1332 кэВ. Измерительная система включала зарядочувствительный предусилитель, формирующий усилитель, аналого-цифровой преобразователь (АЦП), цифровой многоканальный анализатор InSpector 1250, высоковольтный блок питания детектора и управляющий компьютер со специализированным программным обеспечением. Для дополнительного улучшения фоновых условий детектор был помещён в свинцовую низкофоновую защиту с измерительной камерой, внутри которой облучённые мишени находились во время измерений. В экспериментах, проведённых на ускорителе МТ-25 ОИЯИ, использовался детектор из сверхчистого германия с разрешением 16 кэВ при 1332 кэВ в сочетании со стандартной измерительной электроникой, аналого-цифровым преобразователем и многоканальным анализатором Multiport II Canberra.

Калибровка детекторов по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калибровочных источников ОСГИ, таких как ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{241}Am . Используя программу GEANT4 [35], производилось моделирование эксперимента с учётом геометрических характеристик мишеней, мониторов и детектора. С помощью изменения положения детектора в пространстве и применения метода правдоподобия для каждого эксперимента рассчитывалась эффективность регистрации γ -квантов детектором. Дальнейшая корректировка эффективности происходила на основе экспериментов по облучению мониторных мишеней.

Идентификация изотопов проводилась с использованием метода γ -спектроскопии [40]. Поиск изотопов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, проводился с помощью анализа энергий γ -линий и фотопиков в спектрах остаточной активности, а также периодов полураспада ядер. Спектры γ -квантов облучённого образца в режиме реального времени записывались в специально созданную базу данных и были доступны для обработки сразу после каждого измерения. Поиск максимумов в спектрах γ -квантов и расчёт их интенсивностей осуществлялся с помощью автоматической системы набора и анализа спектров, которая позволяла проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся максимумов и их аппроксимацию [41]. Каждый пик аппроксимировался суммой гауссовой функции, описывающей форму пика, и функции, моделирующей комптоновскую подложку. Комптоновская подложка под пиком аппроксимировалась прямой линией. Пример аппроксимации пиков в спектре остаточной активности изотопов эрбия с помощью автоматической системы представлен на рисунке 1.4. Для уменьшения ошибки в расчёте выхода фотоядерной реакции необходимо определять площадь пика полного поглощения за временной интервал, превышающий период полураспада в несколько раз.

В случае низкой интенсивности пиков в измеренном спектре остаточной активности их аппроксимация, определение центроида, ширины и площади (интенсивности) фотопиков проводились с помощью программы PeakFit (Systat Software). Примером такой ситуации является получение вышеуказанных параметров для пиков с энергиями 778 и 788 кэВ (^{169}Ho с периодом полураспада 4.72 мин). Результат использования программы PeakFit для данного случая показан на рисунке 1.5.

Идентификация изотопов в спектре наведённой активности производилась не только по энергии γ -квантов, но и по периоду полураспада. Интенсивность

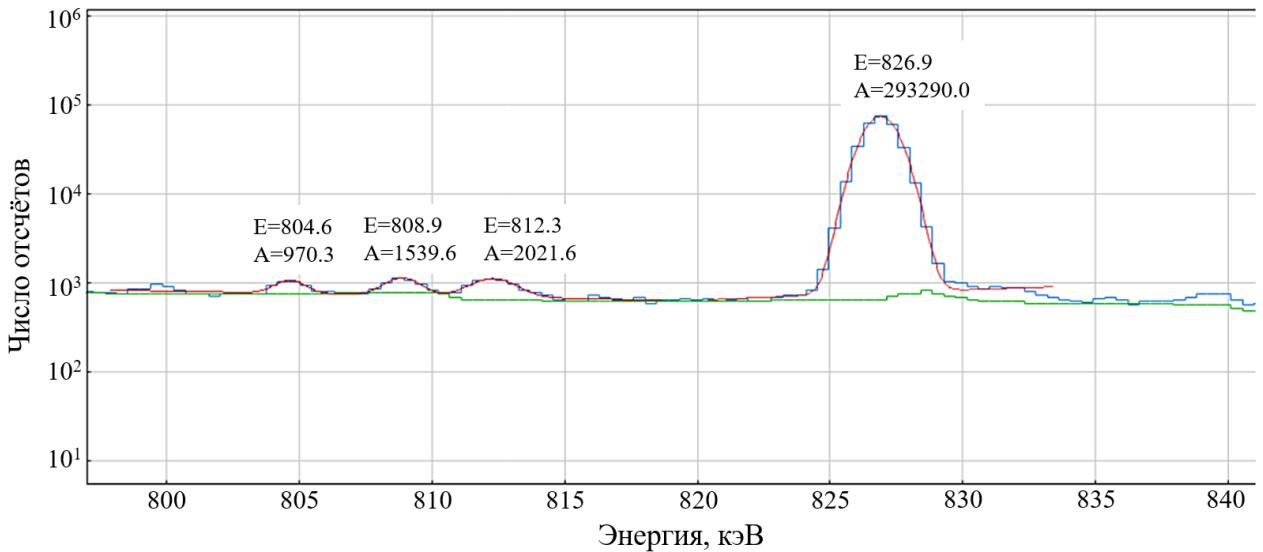


Рисунок 1.4 – Аппроксимация пиков в спектре остаточной активности изотопов эрбия с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [41]

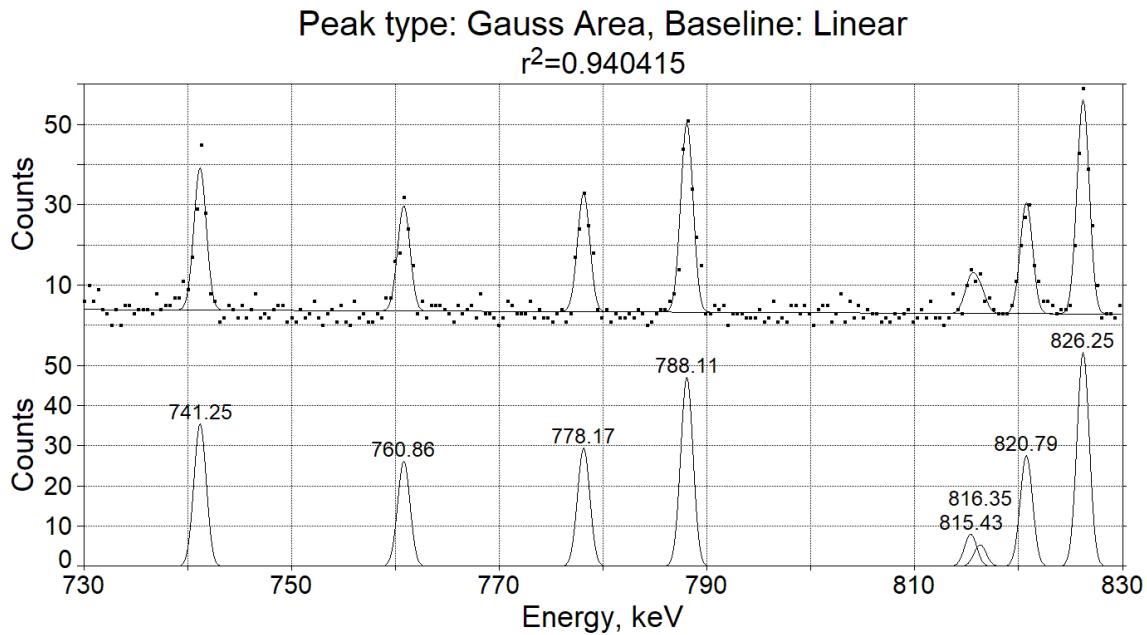


Рисунок 1.5 – Аппроксимация пиков с энергией 778 и 788 кэВ в спектре остаточной активности эрбия с помощью программы PeakFit

(площадь) пика в спектре наведённой активности экспоненциально убывает в соответствии с законом радиоактивного распада. Аппроксимация уменьшения площади пика в спектре от времени позволяла получить период полураспада изотопа. Используемая система набора и обработки спектров [41] автоматически проводила аппроксимацию и рассчитывала период полураспада. Для проверки полученных данных для ряда изотопов аппроксимация проводилась вручную. Определение периода полураспада на примере ^{96}Nb с помощью аппроксимации

уменьшения интенсивности пиков с энергиями 460, 569, 850 и 1091 кэВ представлено на рисунке 1.6. Сравнение результатов аппроксимации на рисунке 1.6 со значением периода полураспада ^{96}Nb из баз данных (NNDC, МАГАТЭ) указывает на хорошую точность идентификации изотопов в спектрах остаточной активности.

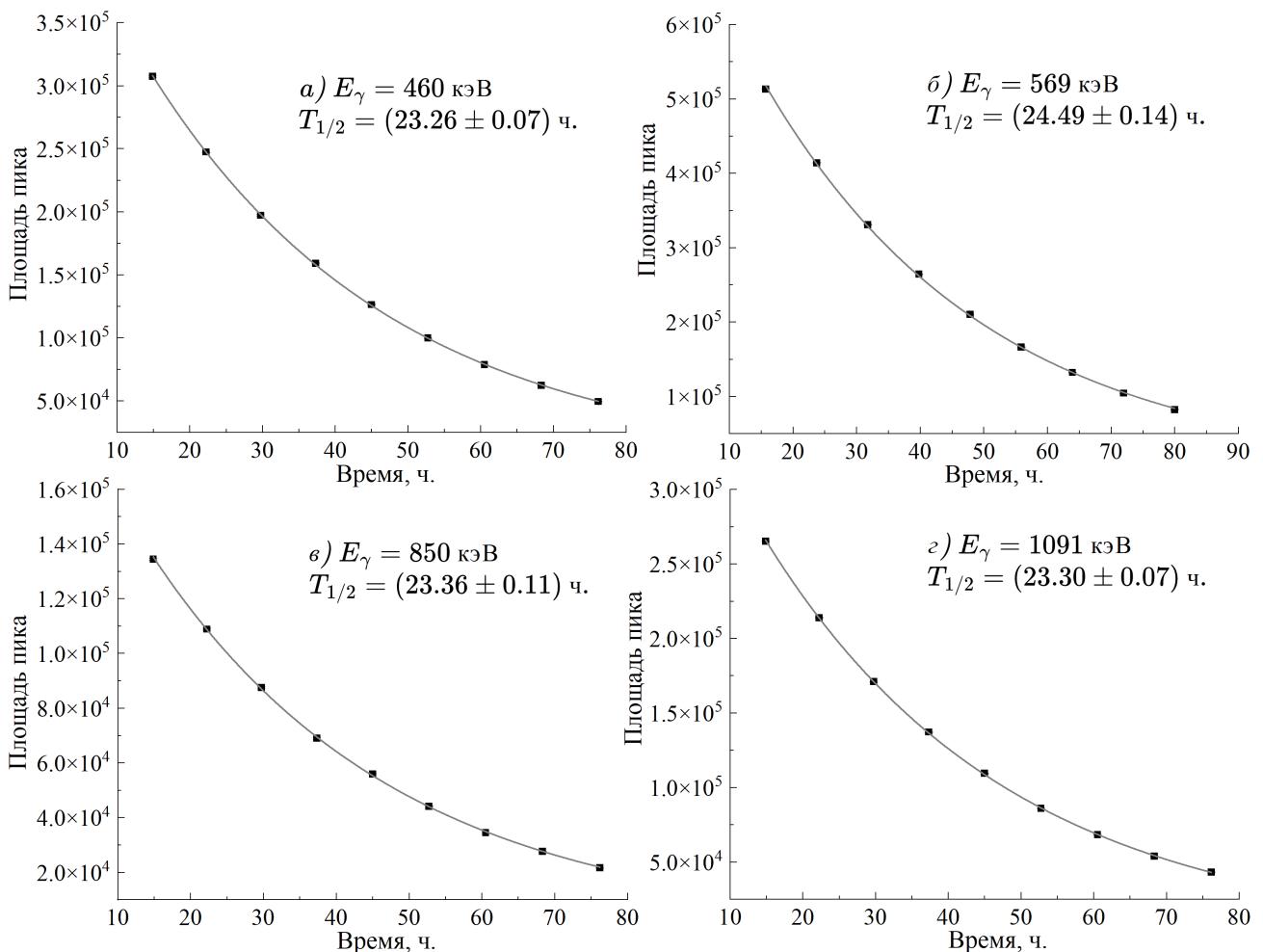


Рисунок 1.6 – Определение периода полураспада на примере ^{96}Nb с помощью аппроксимации уменьшения интенсивности пиков с энергиями 460, 569, 850 и 1091 кэВ соответственно

1.2. Методика обработки данных

1.2.1. Метод расчёта относительных выходов фотоядерных реакций

При работе с непрерывным энергетическим спектром одной из основных величин считается выход фотоядерной реакции:

$$Y(E^m) = \eta \alpha \int_{E_{thr}}^{E^m} W(E, E^m) \cdot \sigma(E) dE = \eta n \int_{E_{thr}}^{E^m} \lambda(E, E^m) \cdot \sigma(E) dE, \quad (1.1)$$

где η - содержание исследуемого изотопа в природной смеси, $\alpha = \frac{\rho_{\text{пов}} N_A}{A}$ - количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^2 мишени, $\rho_{\text{пов}}$ - поверхностная плотность, N_A - число Авогадро, A - массовое число, $W(E, E^m)$ - плотность распределения числа тормозных фотонов с данной энергией на один электрон пучка ускорителя, $\sigma(E)$ - сечение исследуемой фотоядерной реакции, $n = \frac{\rho N_A}{A}$ - количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^3 мишени, ρ - объёмная плотность, $\lambda(E, E^m)$ - пробег тормозных фотонов с данной энергией (см).

При работе с мишенями естественного изотопного состава необходимо учитывать все возможные реакции, приводящие к образованию конечного ядра:

$$Y(E^m) = \alpha \sum \eta_i \int_{E_{thr_i}}^{E^m} W(E, E^m) \cdot \sigma_i(E) dE = n \sum \eta_i \int_{E_{thr_i}}^{E^m} \lambda(E, E^m) \cdot \sigma_i(E) dE, \quad (1.2)$$

где индекс i соответствует номеру реакции, дающей вклад в образование исследуемого изотопа.

Формулы (1.1) и (1.2) использовались для теоретических расчётов выходов фотоядерных реакций. Для экспериментального определения выходов фотонуклонных реакций применялись измеренные спектры наведённой активности. Время проведения гамма-активационного эксперимента было разделено на три основных этапа:

- 1) облучение мишени: от $t_0=0$ до момента окончания облучения t_1 ;
- 2) перенос мишени к детектору: от t_1 до времени начала измерения спектра t_2 ;
- 3) измерение детектором спектра остаточной активности облученной мишени: от t_2 до момента окончания измерений t_3 .

Если конечное ядро образуется только в результате фотоядерной реакции, то случай называется одноканальным и схематически показан на рисунке 1.7.

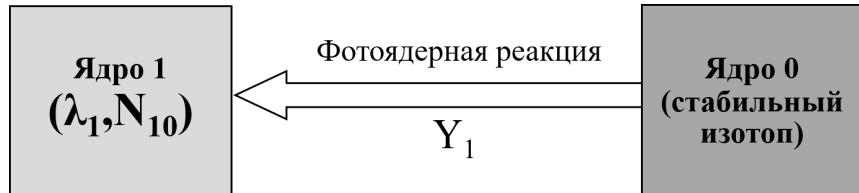


Рисунок 1.7 – Схема одноканальной реакции

Уравнение, описывающее изменение числа ядер во время и после облучения, выглядит следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_1, \quad (1.3)$$

где N_1 - число радиоактивных ядер, λ_1 - постоянная распада, $I(t)$ - ток ускорителя, Y_1 - выход образования ядра в результате фотоядерной реакции.

График изменения числа радиоактивных ядер в таком случае представлен на рисунке 1.8. В начальный момент времени число радиоактивных ядер равно нулю ($N_1(t = 0) = 0$), а в момент окончания облучения N_{10} ($N_1(t = t_1) = N_{10}$).

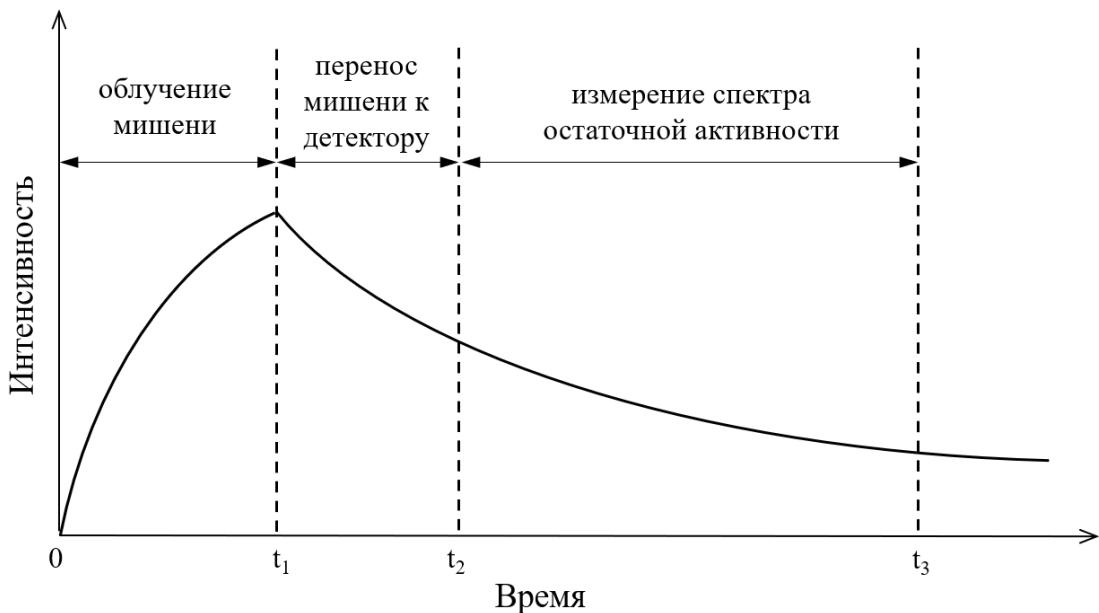


Рисунок 1.8 – Накопление и распад радиоактивных ядер в одноканальном случае во время облучения и после него

Во время измерения спектра γ -квантов ($t > t_1$) количество ядер изменяется следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1. \quad (1.4)$$

Решая данное линейное однородное дифференциальное уравнение первого порядка, получим количество нераспавшихся ядер в конкретный момент времени:

$$N_1(t) = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}, \quad (1.5)$$

где N_{10} - число радиоактивных ядер на момент окончания облучения ($t = t_1$).

Как было показано выше, в гамма-активационных экспериментах измеряется площадь фотопиков (пиков полного поглощения) в спектрах остаточной активности облучённого образца:

$$S_1 = k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 N(t) dt = k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} dt = k_1 N_{10} \cdot \left(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)} \right), \quad (1.6)$$

где k_1 - коэффициент, зависящий от ε_{γ_1} - эффективности регистрации детектором γ -квантов и I_{γ_1} - квантового выхода γ -квантов с определенной энергией E_γ . Тогда, измерив площадь пика полного поглощения S_1 , получаем количество ядер на момент окончания облучения:

$$N_{10} = \frac{S_1}{k_1 \cdot (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}. \quad (1.7)$$

Для определения выхода в одноканальном случае необходимо найти решение уравнения (1.3) при $t < t_1$. Уравнение (1.3) является неоднородным линейным дифференциальным уравнением первого порядка относительно N_1 . Запишем уравнение в общем виде:

$$\frac{dN}{dt} + \lambda N = f(t). \quad (1.8)$$

Решение будем искать с помощью умножения обеих частей уравнения (1.8) на интегрирующий множитель $e^{\int \lambda dt} = e^{\lambda t}$:

$$e^{\lambda t} \frac{dN}{dt} + \lambda e^{\lambda t} N_1 = f(t) e^{\lambda t}. \quad (1.9)$$

Используя правило дифференцирования произведения получаем:

$$\frac{d}{dt} \left[N e^{\lambda t} \right] = f(t) e^{\lambda t}. \quad (1.10)$$

Проинтегрируем уравнение (1.10):

$$N(t) e^{\lambda t} = \int f(\tau) e^{\lambda \tau} d\tau + C. \quad (1.11)$$

Таким образом, общее решение уравнения (1.8) будет иметь вид:

$$N(t) = C e^{-\lambda t} + e^{-\lambda t} \int f(\tau) e^{\lambda \tau} d\tau. \quad (1.12)$$

Из общего вида решения неоднородного линейного дифференциального уравнения следует, что решение уравнения (1.3) определяется следующим образом:

$$N_1(t) = C_1 e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_1 t} \int I(t) \cdot Y_1 e^{\lambda_1 t} dt. \quad (1.13)$$

Так как до начала облучения в образце не было радиоактивных ядер, то $C_1 = 0$. В течение облучения ток был практически постоянен $I(t) = I_{avr}$, поэтому число ядер на момент окончания облучения (t_1) будет иметь вид:

$$N_1(t_1) = N_{10} = Y_1 I_{avr} e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} e^{\lambda_1 t} dt = \frac{Y_1 I_{avr}}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_1}). \quad (1.14)$$

Таким образом, для выхода одноканальной реакции получаем:

$$Y_1 = \frac{\lambda_1 N_{10}}{I_{avr} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 t_1})}. \quad (1.15)$$

Изменение числа ядер N_1 во время облучения ($t < t_1$) выглядит следующим образом:

$$N_1(t) = \frac{I_{avr} Y_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}). \quad (1.16)$$

Учитывая выражение для выхода (1.15) получаем:

$$N_1(t) = \frac{I_{avr} \cdot \lambda_1 \cdot N_{10}}{\lambda_1 \cdot I_{avr} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 t_1})} (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}. \quad (1.17)$$

Следует отметить, что не все изотопы, которые были идентифицированы в спектрах наведённой активности, образуются только за счёт фотоядерных реакций. Часть ядер может быть получена не только в ходе фотоядерной реакции на стабильном изотопе, но и в результате распада других ядер на изучаемый изотоп, как показано на рисунке 1.9.

Выходы фотоядерных реакций в двухканальном случае являются решениями системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \chi \lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_2 \end{cases} \quad (1.18)$$

где λ_1 и λ_2 - постоянные распада родительского и дочернего изотопов, Y_1 и Y_2 - выходы образования ядер 1 и 2, χ - коэффициент распада родительского изотопа на дочерний.

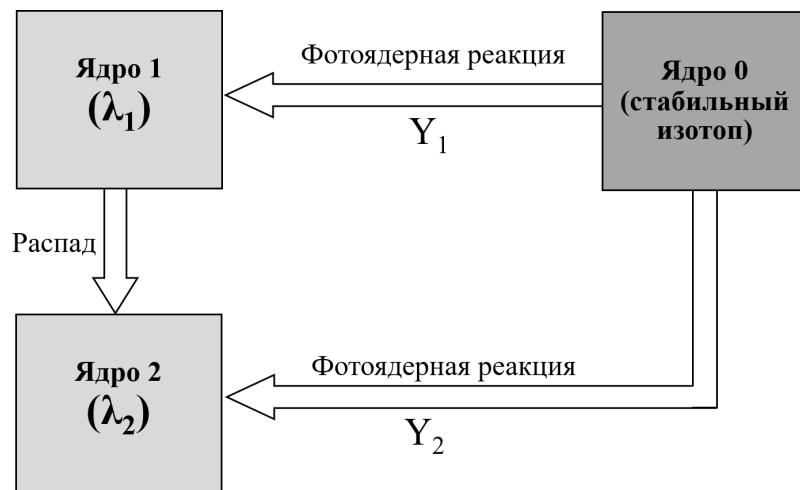


Рисунок 1.9 – Схема образования ядер в двухканальном случае

Аналогично одноканальному случаю, эксперимент разбивается на несколько временных интервалов (рисунок 1.10). В течение времени от $t = 0$ до t_1 происходит облучение, то есть процесс накопления и распада изотопов. После окончания облучения (при $t > t_1$) исследуемая мишень переносится на детектор и происходит измерение спектров. Спектры наведённой активности для дальнейшего расчёта выходов и сечений фотоядерных реакций измеряются в интервале времени $t_2 - t_3$.

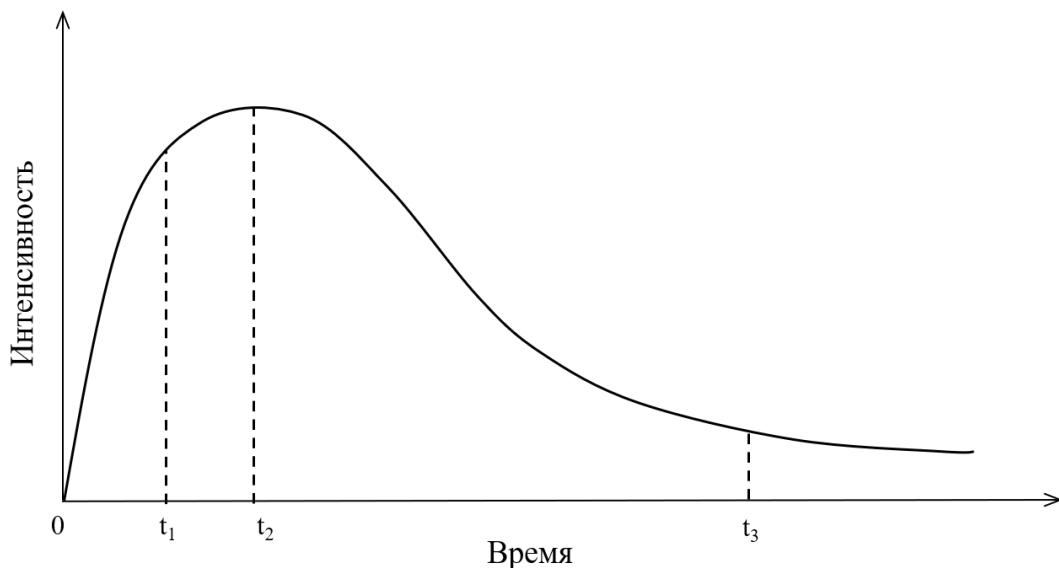


Рисунок 1.10 – Накопление и распад радиоактивных ядер в двухканальном случае во время облучения и после него

Поскольку измерение спектров происходит при $t > t_1$, уравнение изменения количества радиоактивных ядер 2 можно переписать в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \chi \lambda_1 N_1 \quad (1.19)$$

Выражение (1.19) относится к классу неоднородных линейных дифференциальных уравнений (1.8), поэтому, используя общее решение вида (1.12) при $f(t) = \chi\lambda_1 N_1$, получим:

$$\begin{aligned} N_2(t) &= C_2 \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + e^{-\lambda_2(t-t_1)} \int_{t_1}^t e^{\lambda_2\tau} \chi\lambda_1 N_1(\tau) d\tau = \\ &= C_2 \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + e^{-\lambda_2(t-t_1)} \int_{t_1}^t \chi\lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2-\lambda_1)\tau} d\tau = \\ &= C_2 \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left(e^{-\lambda_1(t-t_1)} - e^{-\lambda_2(t-t_1)} \right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Так как на момент окончания облучения число ядер 2 равнялось N_{20} , то $N_{20} = N_2(t = t_1) = C_2$. Тогда для числа радиоактивных ядер 2 получаем:

$$\begin{aligned} N_2(t) &= N_{20} \cdot e^{-\lambda_2(t-t_1)} + \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left(e^{-\lambda_1(t-t_1)} - e^{-\lambda_2(t-t_1)} \right) = \\ &= e^{-\lambda_2(t-t_1)} \left(N_{20} - \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1(t-t_1)} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Площадь пика, характеризующего число распавшихся радиоактивных ядер 2 за время измерения спектра, имеет вид:

$$\begin{aligned} S_2(t_2, t_3) &= k_2 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_2 N_2(t) dt = k_2 \lambda_2 \int_{t_2}^{t_3} \left[e^{-\lambda_2(t-t_1)} \left(N_{20} - \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1(t-t_1)} \right] dt = k_2 \left(N_{20} - \frac{\chi\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) \left(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)} \right) + \\ &\quad + k_2 \frac{\chi\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)} \right) \end{aligned} \quad (1.22)$$

Выразим число ядер 2 на момент окончания облучения:

$$\begin{aligned} N_{20} &= \frac{S_2}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{\chi\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{\chi\lambda_2 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} = \\ &= \frac{S_2}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{\chi N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\lambda_1 - \lambda_2 \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} \right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

В уравнении (1.23) первый член, содержащий площадь пика, отвечает за распад ядер 2 без накопления, а второй член представляет накопление ядер 2. Изменение количества радиоактивных ядер 2 в момент времени $t < t_1$ имеет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \chi \lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_2 \quad (1.24)$$

Решение неоднородного линейного дифференциального уравнения (1.22) находим с помощью общего решения вида (1.8) при $f(t) = \chi \lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_2$:

$$N_2 = C_3 e^{-\lambda_2 t_1} + e^{-\lambda_2 t_1} \int \left(\chi \lambda_1 N_1 + I(t) \cdot Y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt \quad (1.25)$$

В начальный момент времени число радиоактивных ядер 2 равно нулю, а на момент окончания облучения - N_{20} , поэтому получаем, что $C_3 = 0$. Подставим в уравнение (1.25) данные условия, выражение для количества ядер 1 во время облучения (1.17) и учтём, что ток в течение облучения практически не менялся $I(t)=I_{avr}$:

$$\begin{aligned} N_2(t = t_1) = N_{20} &= e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} \left(\chi \lambda_1 N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} + I_{avr} Y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt = \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\chi \lambda_1 N_{10}}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \int_0^{t_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) e^{\lambda_2 t} dt + e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} I_{avr} Y_2 e^{\lambda_2 t} dt = \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\chi \lambda_1 N_{10}}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \left(\frac{e^{\lambda_2 t_1} - 1}{\lambda_2} - \frac{e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t_1} - 1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - \frac{I_{avr} Y_2}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t_1} (1 - e^{\lambda_2 t_1}) = \\ &= \frac{\chi \lambda_1 N_{10}}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{I_{avr} Y_2}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t_1}) \end{aligned} \quad (1.26)$$

Для выхода реакции с образованием ядра 2 получаем уравнение:

$$Y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{I_{avr}(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} - \frac{\chi \lambda_1 N_{10}}{I_{avr}(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \quad (1.27)$$

Поскольку выход ядра 1 определяется по одноканальной формуле (1.15), выход реакции с образованием ядра 2 можно представить в следующем виде:

$$Y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{I_{avr}(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} - \chi Y_1 \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \quad (1.28)$$

1.2.2. Учёт мёртвого времени детектора

Для используемого в настоящей работе детектора из сверхчистого германия существует минимальный промежуток времени, который должен разделять два события, чтобы они были зарегистрированы как два отдельных импульса. Такое время называется временем простоя системы или мёртвым временем. Из-за случайного характера радиоактивного распада всегда существует некоторая вероятность того, что истинное событие будет упущенено, поскольку оно произойдёт слишком быстро после предыдущего. Количество таких незарегистрированных событий может стать значимым при высокой скорости счёта, поэтому любые точные измерения, проводимые в таких условиях, должны включать коррекцию этих потерь.

Живое время детектора регистрируется с помощью автоматической системы записи спектров. Для учёта потерь, связанных с существованием мёртвого времени, в случаях высокой загрузки детектора была произведена аппроксимация отношения живого времени к реальному $\frac{t_{live}}{t_{real}}$ с помощью экспоненциальной функции вида:

$$\frac{t_{live}}{t_{real}} = A_0 + A_1 \cdot e^{-Bt} \quad (1.29)$$

Пример такой аппроксимации представлен на рисунке 1.11.

С учётом мёртвого времени детектора площадь фотопика S_1 будет определяться выражением:

$$\begin{aligned} S_1 &= k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 \frac{t_{live}}{t_{real}} N(t) dt = k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot (A_0 + A_1 \cdot e^{-Bt}) dt = \\ &= k_1 N_{10} A_0 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) + \frac{k_1 \lambda_1 N_{10} A_1}{\lambda_1 + B} (e^{-(\lambda_1+B)(t_2-t_1)} - e^{-(\lambda_1+B)(t_3-t_1)}) \end{aligned} \quad (1.30)$$

Следовательно, число ядер на момент окончания облучения в одноканальном случае будет иметь вид:

$$N_{10} = \frac{S_1}{k_1 A_0 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) + \frac{k_1 \lambda_1 A_1}{\lambda_1 + B} (e^{-(\lambda_1+B)(t_2-t_1)} - e^{-(\lambda_1+B)(t_3-t_1)})} \quad (1.31)$$

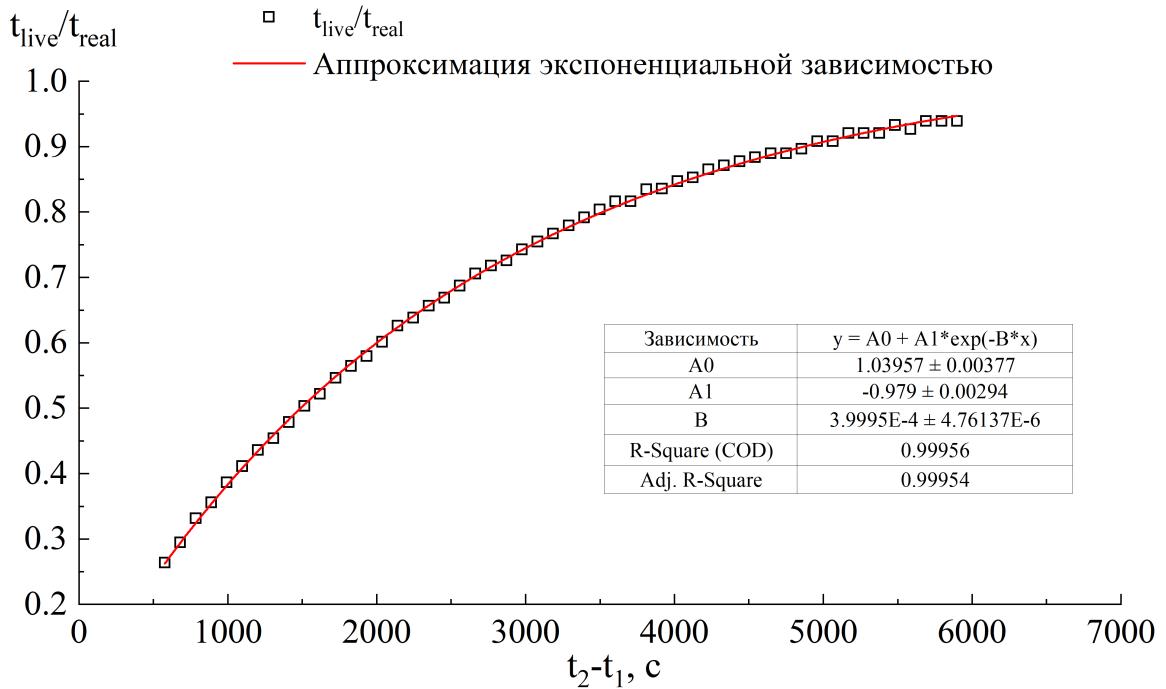


Рисунок 1.11 – Аппроксимация отношения живого времени к реальному $\frac{t_{live}}{t_{real}}$ с помощью экспоненциальной функции

В двухканальном случае площадь фотопика S_2 определяется формулой:

$$\begin{aligned}
 S_2(t_2, t_3) &= k_2 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_2 \frac{t_{live}}{t_{real}} N_2(t) dt = k_2 \lambda_2 \int_{t_2}^{t_3} \left(A_0 + A_1 e^{-Bt} \right) \left[e^{-\lambda_2(t-t_1)} \left(N_{20} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{\chi \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + \frac{\chi \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1(t-t_1)} \right] dt = k_2 A_0 \left(N_{20} - \frac{\chi \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) q_2 + \\
 &\quad + k_2 \frac{\chi A_0 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} q_1 + \frac{k_2 A_1 \lambda_2}{\lambda_2 + B} \left(N_{20} - \frac{\chi \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) p_2 + k_2 \frac{\chi A_1 \lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + B)(\lambda_2 - \lambda_1)} N_{10} p_1,
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

где $q_i = e^{-\lambda_i(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_i(t_3-t_1)}$; $p_i = e^{-(\lambda_i+B)(t_2-t_1)} - e^{-(\lambda_i+B)(t_3-t_1)}$; $i = 1, 2$.

Число ядер на момент окончания облучения в двухканальном случае будет иметь вид:

$$N_{20} = \frac{S_2}{k_2 A_0 \cdot q_2 + \frac{k_2 \lambda_2 A_1}{\lambda_2 + B} \cdot p_2} + \frac{\chi N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[\lambda_1 - \lambda_2 \frac{\frac{A_0 \cdot q_1 + \frac{A_1}{\lambda_1 + B} \cdot p_1}{A_0 \cdot q_2 + \frac{A_1}{\lambda_2 + B} \cdot p_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right] \tag{1.33}$$

Таким образом, при высокой загрузке детектора для расчёта количества ядер N_{10} и N_{20} на момент окончания облучения использовались формулы (1.31) и (1.33), а затем по ним с помощью соотношений (1.15) и (1.28) вычислялись выходы.

1.2.3. Расчёт абсолютных выходов фотоядерных реакций

По описанным ранее формулам были рассчитаны относительные выходы фотонейтронных и фотопротонных реакций. Для определения абсолютных выходов фотоядерных реакций проводилась калибровка тока ускорителя. С этой целью одновременно с исследуемой мишенью облучались мониторы из меди или кобальта. Теоретический выход реакции связан с экспериментальным следующим образом:

$$Y_{\text{без нормир}} = K_{\text{нормир}} Y_{\text{теор}} = K_{\text{нормир}} \frac{\eta \rho_{\text{пов}} N_A}{A} \int_{E_{thr}}^{E^m} W(E, E^m) \sigma(E) dE \quad (1.34)$$

где $Y_{\text{без нормир}}$ — относительный экспериментальный выход; $K_{\text{нормир}}$ — коэффициент нормировки тока ускорителя.

Коэффициент нормировки был получен с помощью сравнения экспериментально измеренных относительных выходов фотонейтронных реакций $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co}$ и $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$ с теоретическими расчётом. Коэффициент нормировки вычислялся с помощью следующего соотношения:

$$K_{\text{нормир}} = \frac{Y_{\text{монитор}}^{\text{без нормир}}}{Y_{\text{теор}}^{\text{монитор}}}. \quad (1.35)$$

Реальный ток ускорителя выше измеренного из-за утечек, поэтому относительный экспериментальный выход оказывается больше абсолютного. Для получения абсолютных выходов фотопротонных и фотонейтронных реакций значения, рассчитанные по формулам (1.15) и (1.28), были разделены на коэффициент нормировки:

$$Y_{\text{абс эксп}} = \frac{Y_{\text{без нормир}}}{K_{\text{нормир}}}. \quad (1.36)$$

Как было указано выше, для нормировки использовались реакции $(\gamma, 1n)$ на изотопах ^{65}Cu и ^{59}Co . В результате $(\gamma, 1n)$ на изотопе ^{65}Cu получается ядро ^{64}Cu , испытывающее β^- -распад с образованием $^{64}\text{Zn}(38.5\%)$ и β^+ -распад с образованием $^{64}\text{Ni}(61.5\%)$. В последнем случае излучаются γ -кванты с энергией 1345.77 кэВ

($I_{\gamma}=0.472\%$). Поиск именно этой γ -линии в спектре остаточной активности позволяет идентифицировать изотоп ^{64}Cu и рассчитать экспериментальный выход реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$. Сечение реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$, используемой для калибровки, было изучено в работах [42–44]. На рисунке 1.12 представлено сравнение данных, полученных в работах [42–44] с результатами расчётов на основе КМФР и по программе TALYS 2.0. Для теоретических расчётов в диссертации использовалось сечение из работы [43].

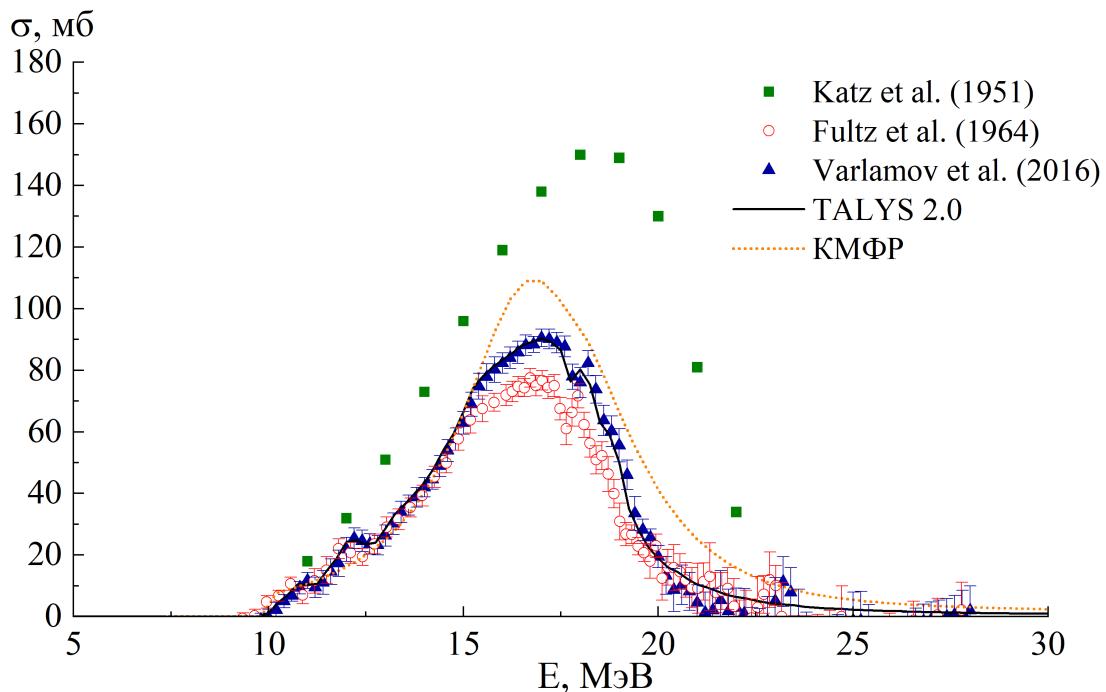


Рисунок 1.12 – Сечения фотоядерной реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$, полученные в работах [42, 43], [44] (суммарное с $(\gamma, 1n1p)$) и рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

В результате реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)$ образуется изотоп ^{58}Co в метастабильном ($T_{1/2}=8.856$ ч) и основном ($T_{1/2}=70.883$ дн) состояниях. ^{58m}Co испытывает γ -переход на основное состояние (99.99 %) с периодом $T_{1/2}=8.856$ ч, испуская γ -кванты с энергией 24.89 кэВ ($I_{\gamma}=3.35\%$). В результате β^+ -распада ^{58}Co образуется ^{58}Fe . В этом случае испускаются γ -кванты с энергией 810.759 кэВ ($I_{\gamma}=99.45\%$). Сечения реакций $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co} + ^{59}\text{Co}(\gamma, 1n1p)^{57}\text{Fe}$ были изучены в работах [45–48]. Сечения данных реакций и результаты расчётов на основе комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS 2.0 представлены на рисунке 1.13. Для теоретических расчётов в диссертации были использованы данные работы [48].

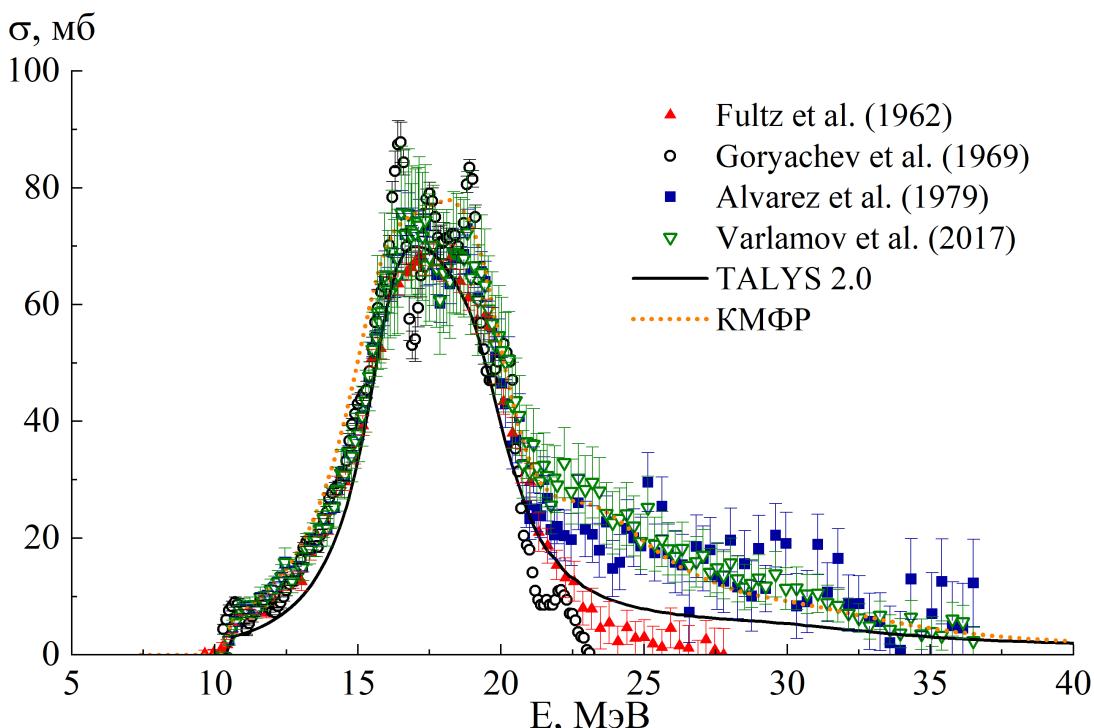


Рисунок 1.13 – Сечения фотоядерных реакций $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co} + ^{59}\text{Co}(\gamma, 1n1p)^{57}\text{Fe}$, полученные в работах [46–48] и рассчитанные на основе КМФР и TALYS 2.0, а также сечение реакции $^{59}\text{Co}(\gamma, 1n)^{58}\text{Co}$ из работы [45]

1.2.4. Расчёт сечений, взвешенных по тормозному спектру, и сечений на эквивалентный квант

Для экспериментов на тормозных пучках, выполненных в различной геометрии, абсолютные выходы фотоядерных реакций отличаются друг от друга из-за разницы в потоке тормозных фотонов. Чтобы сравнить результаты таких работ, необходимо использовать предположение о том, что формы тормозного спектра в сравниваемых экспериментах не различаются, а разница наблюдается только в общем числе фотонов. Использование такого допущения позволяет получить выходы реакций, отнесённые не к заряду пучка, а к числу тормозных фотонов. Прямой способ нормировки на число фотонов невозможен, так как их число в низкоэнергетической части тормозного спектра ведёт себя как $1/E$, что приводит к расходимости интеграла. В связи с этим существуют два способа нормировки выхода.

Первым способом является нормировка выхода фотоядерной реакции на число фотонов в тормозном спектре от порога конкретной реакции:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_{thr}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_{thr}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (1.37)$$

В случае использования мишени естественного изотопного состава формула принимает вид:

$$\langle \sigma^{nat} \rangle = \sum_i \eta_i \frac{\int_{E_{thr_i}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_{thr_i}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (1.38)$$

Формулы (1.37) и (1.38) использовались для теоретических расчётов на основе КМФР и программного кода TALYS 2.0. В экспериментах, проводимых в настоящей диссертационной работе, измерялась сумма $\sum_i \eta_i \int_{E_{thr_i}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE$, поэтому среднее сечение, взвешенное по тормозному спектру, определялось только в случаях существования доминирующего канала реакции:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{Y(E^m)}{\eta \alpha \int_{E_{thr}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (1.39)$$

Второй метод подразумевает нормировку выхода реакции на число эквивалентных квантов.

$$\sigma_q = \frac{\int_{E_{thr}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \cdot W(E, E^m) dE}. \quad (1.40)$$

Данная величина называется сечением на эквивалентный квант и, как и предыдущее определение, имеет размерность сечения. Однако численное значение, полученное по формуле (1.40), отличается от среднего сечения, взвешенного по тормозному спектру. Преимуществом использования сечений на эквивалентный квант является независимость нормировочного коэффициента от порога реакции. В случае реакций на природной смеси изотопов сечение на эквивалентный квант будет включать все возможные каналы образования конечного изотопа с учётом процентного содержания исходных ядер:

$$\sigma_q^{prod} = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_{thr_i}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \cdot W(E, E^m) dE}. \quad (1.41)$$

Формулы (1.40) и (1.41) использовались для теоретических расчётов, а экспериментальные сечения на эквивалентный квант были рассчитаны на основе измеренных на естественной смеси изотопов выходов фотоядерных реакций:

$$\sigma_q^{prod} = \frac{Y(E^m)}{\alpha \frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E \cdot W(E, E^m) dE}. \quad (1.42)$$

Из-за предположения о неизменности формы тормозного спектра, для расчётов среднего сечения, взвешенного по тормозному спектру, и сечения на эквивалентный квант в качестве функции $W(E, E^m)$ в случае отсутствия тормозных спектров можно использовать сечения образования тормозных фотонов $\sigma(E, E^m)$, рассчитанные по таблицам Зельцера-Бергера [34].

Глава 2. Теоретическое описание фотоядерных реакций

2.1. Гигантский дипольный резонанс

Гигантским дипольным резонансом (ГДР) называют коллективное возбуждение атомных ядер, возникающее при поглощении электромагнитного излучения в области энергий 8–30 МэВ и проявляющееся в виде широкого максимума в сечениях фотоядерных реакций. Возбуждение ГДР происходит, когда длина волны падающего фотона значительно превышает размер ядра, в результате чего электрическое поле фотона синхронно воздействует на все протоны, вызывая их согласованное смещение относительно нейтронов вдоль направления поля. Каждое ядро характеризуется собственной резонансной частотой таких дипольных колебаний, которая определяет положение максимума ГДР (E_m).

Для теоретического описания ГДР применяются коллективные и микроскопические модели. Исторически первым описанием стала гидродинамическая модель Мигдала [49], в которой ядро представляется как совокупность двух взаимопроникающих жидкостей — протонной и нейtronной. Данная модель позволила не только предсказать зависимость энергии максимума E_m от массового числа ядра, но и объяснить расщепление резонанса в деформированных ядрах на две компоненты, соответствующие колебаниям вдоль малой и большой осей ядерного эллипсоида.

В рамках микроскопического подхода, основанного на оболочечной модели, ГДР интерпретируется как когерентная суперпозиция одночастично-однодырочных ($1p1h$) возбуждений, соответствующих переходам нуклонов между оболочками. Продолжительность существования такого коллективного состояния составляет $\sim 10^{-21}$ секунды. Учёт остаточного взаимодействия между нуклонами позволил понять, как из отдельных межоболочечных переходов возникает коллективное дипольное состояние, характерное для ГДР. Распад данного резонанса может происходить в результате нескольких механизмов. Схема возбуждения и распада ГДР представлена на рисунке 2.1.

Наиболее быстрым является прямой процесс ($\sim 10^{-23}\text{--}10^{-22}$ секунд), при котором нуклон покидает ядро, не успев образовать квазистационарное одночастично-однодырочное ($1p1h$) состояние. Вклад этого процесса в общий выход фотонуклонных реакций в области ГДР незначителен. Полупрямой распад ($\sim 10^{-21}$ секунды) соответствует эмиссии нуклона непосредственно из сформированного когерентного $1p1h$ -состояния, в результате чего система переходит

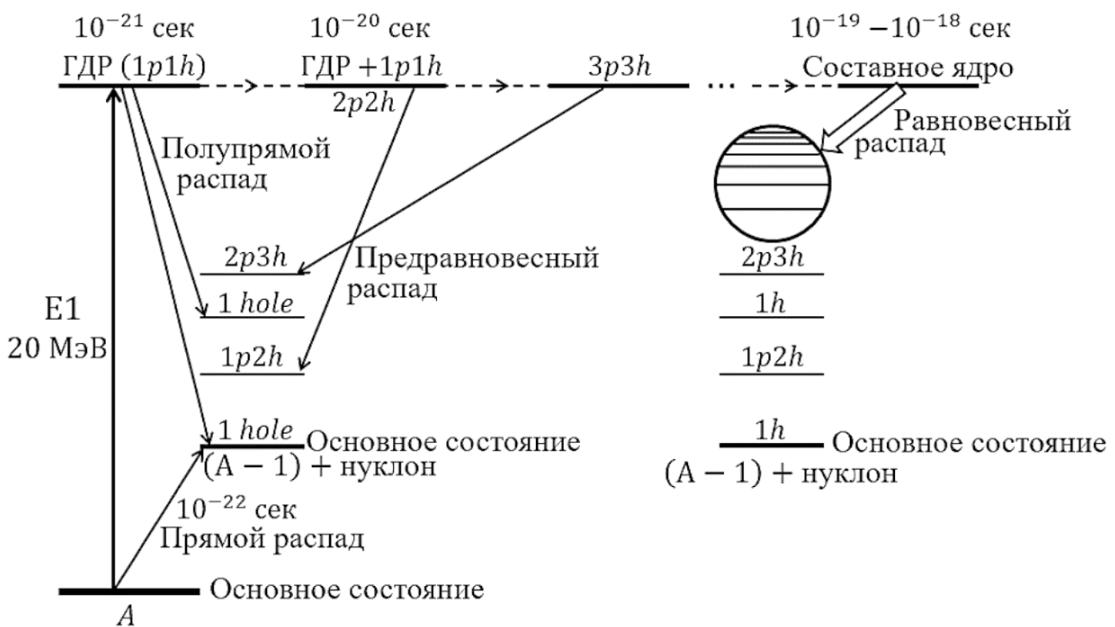


Рисунок 2.1 – Схема возбуждения и распада ГДР. Взят из работы [50]

в конфигурацию с одной дыркой ($1h$), а испускаемые нуклоны называют полупрямыми. Альтернативный путь релаксации связан с передачей энергии от возбуждённой частицы или дырки к невозбуждённому нуклону, что приводит к рождению второй частично-дырочной пары (процесс $1p1h \rightarrow 2p2h$). После образования конфигурации $2p2h$ система оказывается перед двумя путями дальнейшей эволюции. Первый путь заключается в эмиссии нуклона, в результате чего формируется состояние с одной частицей и двумя дырками ($1p2h$). Второй вариант связан с продолжением каскадного процесса, при котором происходит последовательное увеличение числа частично-дырочных пар через переходы вида $2p2h \rightarrow 3p3h$ и т.д. Такой каскад может развиваться до тех пор, пока в системе не установится термодинамическое равновесие, соответствующее стадии составного ядра. Важно отметить, что на любой промежуточной (предравновесной) стадии этот процесс может быть прерван вследствие вылета нуклона из ядра. В силу преимущественно двухчастичного характера нуклон-нуклонных сил увеличение числа $1p1h$ -пар происходит последовательно: $1p1h \rightarrow 2p2h \rightarrow 3p3h \rightarrow 4p4h \rightarrow \dots$ Вместе с тем возможны и обратные переходы, обусловленные аннигиляцией одной из пар при передаче энергии частице или дырке. Вероятность обратных переходов возрастает с увеличением числа частиц и дырок в системе и становится сравнимой с вероятностью прямых переходов при достижении теплового равновесия. Таким образом, в соответствии с различными стадиями релаксации возбуждения, фотонуклоны классифици-

руются на три типа: полупрямые, образованные при распаде когерентного $1p1h$ -состояния; предравновесные, возникающие в процессе каскадного умножения числа частично-дырочных пар; равновесные (статистические), испускаемые после достижения теплового равновесия в составном ядре [50, 51].

Корректная модель для описания фотоядерных реакций в области ГДР должна учитывать особенности его образования и распада. Для описания ГДР используются следующие основные характеристики:

- E_m – положение максимума резонанса;
- σ_m – величина сечения в максимуме резонанса;
- Γ – ширина резонанса на половине высоты максимума;
- $\sigma_{\text{инт}}$ – интегральное сечение – сечение резонанса, проинтегрированное по области энергии ГДР.

2.2. Комбинированная модель фотонуклонных реакций

В основе комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) лежит постулат Бора [52], в соответствии с которым ядерная реакция может быть представлена в виде двух независимых стадий: образования составной системы (стадия фотопоглощения) и её последующего распада на конечные продукты (стадия эмиссии нуклонов и фотонов). Считается, что для ядер с массовыми числами A примерно от 40 до трансурановых элементов достаточно рассматривать три основных конкурирующих канала распада возбуждённого ядра: нейтронный, протонный и фотонный каналы. КМФР объединяет несколько теоретических подходов для последовательного описания всех этапов реакции: полумикроскопическую модель для описания образования гигантских резонансов (ГР) [53]; квазидейtronную модель для учёта механизмов поглощения при высоких энергиях [54, 55]; экситонную [56–59] и испарительную модели для статистического описания предравновесной и равновесной эмиссии нуклонов.

В области энергий фотона $E_\gamma \lesssim 30\text{--}40$ МэВ преобладает возбуждение гигантских резонансов, наиболее интенсивным из которых является ГДР. Полумикроскопическая модель ГДР базируется на представлении о том, что коллективные колебания нуклонов, движущихся в среднем одиночественном потенциале, индуцируются их взаимодействием через вибрационное поле, которое возникает при генерации входных $1p1h$ -возбуждений. Это взаимодействие

эффективно учитывается введением сепарабельных двухчастичных сил соответствующей мультипольности.

Энергетические параметры ГДР, такие как положение максимума E_m и ширина $\Gamma_{\text{ГДР}}$, описываются полуэмпирическими формулами, учитывающими зависимость от массового числа A и диффузности ядерной поверхности [60]:

$$E_m \approx 86A^{-1/3}\theta^{-1}(A)(\text{МэВ}), \quad (2.1)$$

$$\Gamma \approx 0.0293 I(A)E^2(\text{МэВ}), \quad (2.2)$$

где

$$\theta(A) = \left[(1 + \frac{10}{3}\pi^2x^2 + \frac{7}{3}\pi^4x^4)/(1 + \pi^2x^2) \right]^{1/2}, \quad (2.3)$$

$$I(A) = \left(1 - 3x(1 + y/3)/(1 + y) \right) / \left(1 + y \right) \quad (2.4)$$

Параметры $x = a_0/(r_0A^{1/3})$, $y = \pi^2x^2$, а $a_0 = 0.55$ Фм и $r_0 = 1.07$ Фм характеризуют Ферми-фактор, описывающий распределение вещества в сферических ядрах. Константы 86 и 0.0293 подобраны с помощью имеющихся экспериментальных данных.

Интегральное сечение ГДР соответствует классическому правилу сумм Томаса–Райха–Куна с поправкой на обменные токи:

$$\sigma_{\text{инт}}(\text{ГДР}) = (1 + \alpha) 60 \frac{NZ}{A} \quad (\text{МэВ} \cdot \text{мб}), \quad (2.5)$$

где $\alpha \approx 0.3$ – параметр, учитывающий зависимость ядерных сил от импульсов нуклонов в ядре.

Использование деформированного одночастичного потенциала позволяет последовательно учесть три основных типа расщепления ГДР, влияющих на форму сечения фотопоглощения: конфигурационное, деформационное и изоспиновое.

Конфигурационное расщепление возникает в немагических ядрах с частично заполненными оболочками, где возможны электрические дипольные переходы из внешней незаполненной оболочки в ближайшую свободную (низкоэнергетическая ветвь А) и переходы из глубокой заполненной оболочки в частично

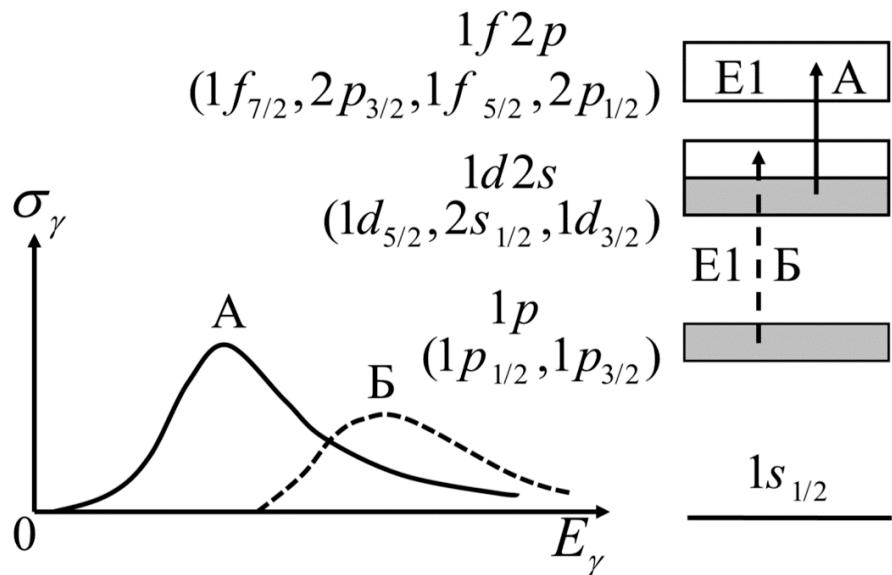


Рисунок 2.2 – Конфигурационное расщепление ГДР для ядер с незаполненной $1d2s$ оболочкой. Взят из работы [50]

заполненную внешнюю (высокоэнергетическая ветвь Б) [61]. Схема формирования данного расщепления для ядер с незаполненной $1d2s$ оболочкой представлена на рисунке 2.2.

Переходы типа Б характеризуются большей энергией по сравнению с переходами типа А, что приводит к энергетическому расщеплению ГДР на две компоненты. Причина расщепления заключается в неравномерном изменении энергий связи нуклонов в различных оболочках при изменении числа валентных частиц. Нуклоны, находящиеся на замкнутых оболочках, испытывают значительное увеличение энергии связи по мере роста числа частиц во внешней валентной оболочке. Этот эффект обусловлен действием обменной компоненты ядерных сил (сил Майорана), благодаря которой добавленный во внешнюю оболочку нуклон эффективно взаимодействует с нуклонами в заполненных оболочках. Данное взаимодействие создаёт дополнительное эффективное притяжение и приводит к смещению энергий глубоких одночастичных состояний вниз, увеличивая их энергию связи. В то же время энергия связи нуклона вблизи уровня Ферми, являющегося конечным состоянием для переходов ветви А, слабо зависит от числа валентных нуклонов и остаётся практически постоянной. Эта стабильность объясняется тем, что валентные оболочки уже частично заполнены, и добавление новых частиц приводит преимущественно к изменению кинетической энергии и прямому взаимодействию, а не к существенной модификации обменных корреляций. В результате формируется энергетический разрыв между ветвями А и Б ГДР,

обусловленный постепенным опусканием заполненных оболочек относительно стабильного уровня Ферми. Таким образом, конфигурационное расщепление является прямым следствием оболочечной структуры и обменных взаимодействий в ядре.

Для сферических ядер сечение ГДР с хорошей точностью аппроксимируется единой лоренцевой кривой с параметрами E_m , $\Gamma_{\text{ГДР}}$ и $\sigma_{\text{инт}}$. В случае аксиально-симметричных деформированных ядер, однако, возникает деформационное расщепление ГДР на две компоненты, соответствующие колебаниям протонной и нейтронной подсистем относительно друг друга вдоль (\parallel) и перпендикулярно (\perp) оси симметрии ядра. Это расщепление приводит к характерной двухвершинной («двугорбый») структуре сечения фотопоглощения, где каждый максимум соответствует определённому типу колебаний: низкоэнергетический максимум соответствует поперечным колебаниям, а высокоэнергетический — продольным. Качественное различие в форме сечений для сферических и деформированных ядер представлено на рисунке 2.3.

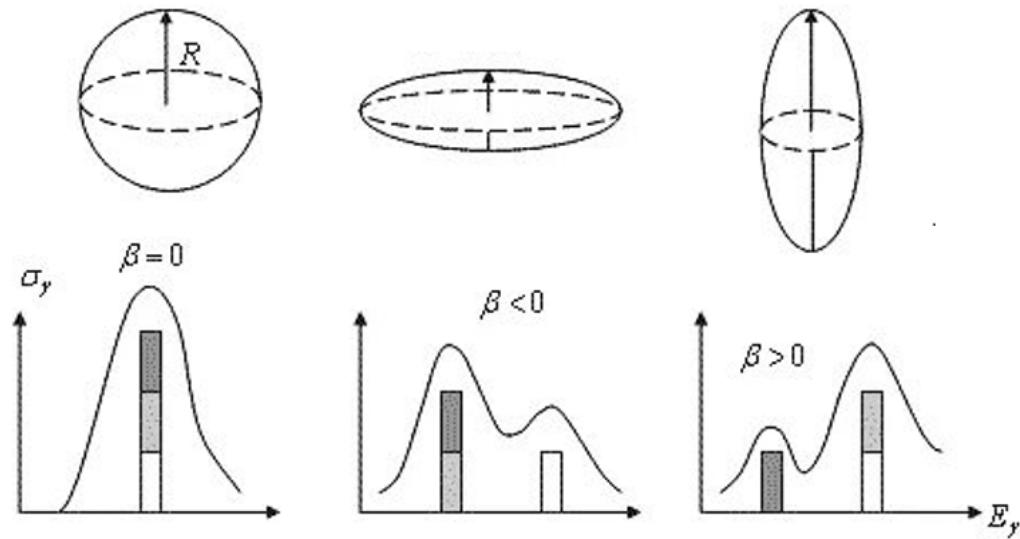


Рисунок 2.3 – Схема деформационного расщепления ГДР

Количественное описание деформационного расщепления в рамках модели Даноса–Окомото [62, 63] связывает интегральные сечения и энергии компонент с геометрией ядра:

$$\frac{\sigma_{\text{инт}}^{\perp}}{\sigma_{\text{инт}}^{\parallel}} = 2, \quad \frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} = 0.911 \cdot \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} + 0.089, \quad (2.6)$$

где R_{\parallel} и R_{\perp} — полуоси ядерного сфероида.

Первое соотношение в выражении (2.6) отражает геометрию деформированного ядра: два поперечных направления колебаний (оси 1 и 2) и одно продольное (ось 3), что объясняет соотношение 2:1 в интегральных сечениях соответствующих пиков ГДР. Второе соотношение связывает энергетическое расщепление с отношением полуосей, что позволяет по измеренным положениям максимумов сечения определить параметры деформации.

Степень деформации ядра количественно характеризуется безразмерным параметром квадрупольной деформации β_2 , который может быть оценён по данным Стоуна [64] о статистических квадрупольных моментах. Данный параметр связан с отношением полуосей ядерного сфероида:

$$\frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} = \sqrt{\frac{4\beta_2 + 3}{3 - 2\beta_2}}. \quad (2.7)$$

Зная β_2 , можно вычислить как отношение полуосей по формуле (2.7), так и энергии отдельных компонент ГДР через соотношения (2.6). При этом средняя энергия ГДР (центр тяжести резонанса) определяется как

$$E_{\text{ГДР}} = \frac{E_{\parallel} + 2E_{\perp}}{3}, \quad (2.8)$$

что обеспечивает выполнение правила сумм для полной силы осциллятора.

Следовательно, наличие и характер деформационного расщепления ГДР служат прямым экспериментальным доказательством несферичности ядра в его основном состоянии.

Важной отличительной особенностью КМФР является учёт изоспинового расщепления ГДР [65, 66]. Идея данного расщепления заключается в том, что при взаимодействии налетающих γ -квантов с ядром, имеющим изоспин основного состояния $T_0 = \frac{(N-Z)}{2} \neq 0$, в нём происходит возбуждение двух групп уровней с изоспинами $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, причём последняя располагается выше по энергии (рисунок 2.4).

Обычно распад $T_<$ -состояний может происходить с испусканием как нейтронов, так и протонов, в то время как для $T_>$ -состояний распад по нейтронному каналу на основное и низкорасположенные состояния с $T_0 - 1/2$ ядра ($N - 1, Z$) запрещён правилами отбора по изоспину. В результате вероятность распада верхней компоненты $T_>$ ГДР, которая в модели без учёта изоспиновой структуры распределялась бы между разными каналами, оказывается сконцентрирована в разрешённом протонном канале. Следовательно, учёт изоспинового расщепления

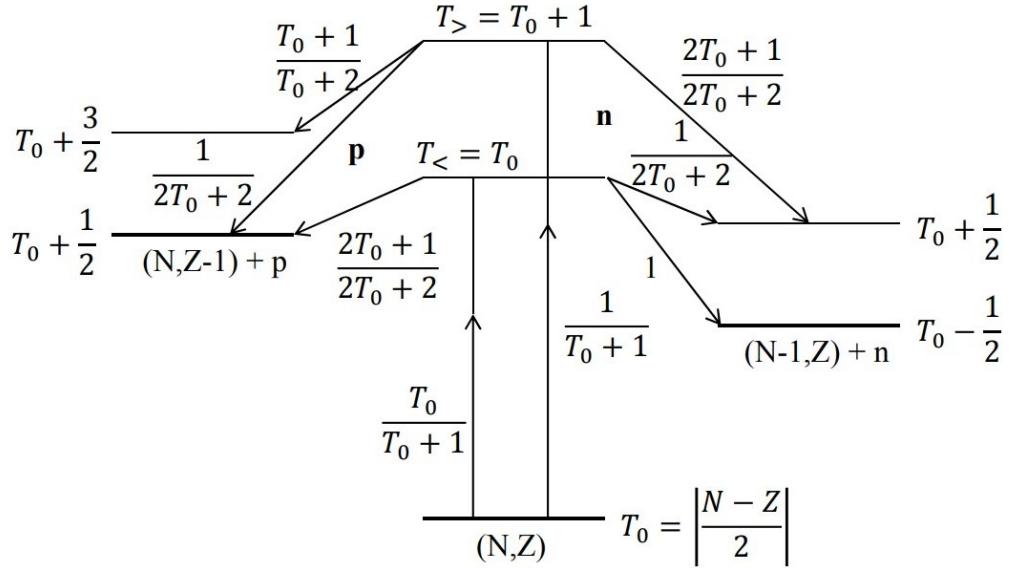


Рисунок 2.4 – Схема возбуждения и распада изоспиновых состояний $T_<$ и $T_>$ в ядре (N, Z)

ГДР приводит к значительному увеличению расчётных сечений фотопротонных реакций на ядрах с $N \neq Z$.

Величина изоспинового расщепления состояний $T_<$ и $T_>$ равна:

$$\Delta E = E(T_>) - E(T_<) = \frac{60}{A}(T_0 + 1) \text{МэВ.} \quad (2.9)$$

Отношение сечений образования состояний $\sigma_>(T_>)$ и $\sigma_<(T_<)$ согласно [66] определяется соотношением:

$$\frac{\sigma_>}{\sigma_<} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}}. \quad (2.10)$$

При увеличении атомного номера наблюдается рост энергии расщепления ветвей ГДР с различным изоспином. При фиксированном числе протонов Z расщепление состояний $T_>$ и $T_<$ увеличивается при росте нейтронного избытка. К примеру, для стабильных изотопов эрбия эта величина меняется от 5.29 (^{162}Er) до 6.35 МэВ (^{170}Er). Для ядер с одинаковым массовым числом A , но разным количеством протонов Z изоспиновое расщепление уменьшается с увеличением числа протонов. Например, для ^{162}Dy величина расщепления составляет 5.93 МэВ, а для ^{162}Er 5.29 МэВ.

В энергетической области 20–40 МэВ заметный вклад в сечения фотопоглощения вносят изовекторный гигантский квадрупольный резонанс (КР) и обертон

ГДР (ГДР2). Их параметры в рамках полумикроскопической модели имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{\text{КР}} &\approx 132A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad \sigma_{\text{инт}}^{\text{КР}} \approx 0.99A \text{ (МэВ}\cdot\text{Фм}^2\text{)}, \\ E_{\text{ГДР2}} &\approx 122A^{-1/4} \text{ МэВ}, \quad \sigma_{\text{инт}}^{\text{ГДР2}} \approx 0.025 \sigma_{\text{инт}}^{\text{КР}}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

При энергиях выше ГДР ($E_\gamma \gtrsim 40$ МэВ) доминирующим становится квазидейtronный механизм, при котором фотон поглощается коррелированной протон-нейтронной парой внутри ядра, с передачей энергии через виртуальный пионный обмен. В КМФР для описания квазидейtronного механизма фотопоглощения используется подход, предложенный Чадвиком [55].

После поглощения фотона образовавшееся возбуждённое состояние ядра (составная система) претерпевает сложную эволюцию, прежде чем распасться на конечные продукты. В КМФР эта эволюция описывается в рамках экситонной модели [56–59], которая рассматривает процесс как каскад переходов между конфигурациями с разным числом возбуждённых частиц и дырок (экситонов). Особенностью КМФР является вычисление плотностей экситонных состояний не по упрощённой эквидистантной модели, а на основе более реалистичной модели ферми-газа, что позволяет корректно учесть энергетическую зависимость плотностей одночастичных уровней и влияние энергии Ферми.

Ключевым моментом в описании распада ГДР является учёт его коллективной природы. Входное состояние представляет собой не просто набор случайных одночастично-однодырочных возбуждений, а когерентную суперпозицию таких конфигураций, определяемую матричными элементами дипольного оператора. Игнорирование этой когерентности в стандартных статистических моделях приводит к некорректному описанию полуправильного фотоэффекта – процесса непосредственного вылета нуклона из входного дипольного состояния. В КМФР эта проблема решается путём явного учёта вероятностей заселения различных оболочечных конфигураций и соответствующих коэффициентов прохождения для нуклонов с разными квантовыми числами в рамках R-матричной теории.

Особое внимание в модели уделяется изоспиновым эффектам, которые критически важны для правильного описания конкуренции нейтронного и протонного каналов распада. Для $T_>$ -компоненты ГДР в ядрах с нейтронным избытком нейтронный канал распада сильно подавлен правилами отбора по изоспину, что делает эту компоненту основным источником фотопротонов. В экситонной модели это учитывается через введение поправок в плотности конечных состояний: для нейтронного распада $T_>$ -компоненты используются плотности состояний с

повышенным на единицу изоспином, которые значительно меньше обычных плотностей.

На предравновесной стадии эволюция системы описывается через вероятности переходов между экситонными состояниями с различными значениями изоспина. При этом для каждого промежуточного ядра учитываются всего два значения изоспина – основного состояния и на единицу большее. Такой подход существенно упрощает вычислительную схему, сохраняя при этом корректность описания процессов в энергетической области ГДР.

После того как система достигает состояния теплового равновесия (термализации), дальнейший распад описывается в рамках испарительной модели. Плотности ядерных уровней вычисляются по формуле Гильберта-Камерона [67], которая сочетает ферми-газовое приближение для высоких энергий возбуждения и приближение постоянной температуры для низких энергий. Изоспиновые эффекты на этой стадии учитываются аналогично предравновесной – через эффективный энергетический сдвиг для состояний с повышенным изоспином. Таким образом, КМФР обеспечивает последовательное описание всей цепочки распада возбуждённого ядра – от начального дипольного состояния через каскад предравновесных процессов до окончательного испарительного распада.

Комплексный учёт изоспиновых эффектов, коллективной природы входного состояния и реалистичных плотностей уровней позволяет КМФР достигать хорошего согласия с экспериментальными данными для широкого диапазона ядер и энергий.

Как было указано ранее в параграфе 2.1 одной из основных характеристик, описывающих ГДР является интегральное сечение реакции полного поглощения и парциальных реакций:

$$\sigma_{\text{инт}}(E^m) = \int_{E_{thr}}^{E^m} \sigma(E) dE. \quad (2.12)$$

Интегральные сечения реакций зависят от величины сечения реакции $\sigma(E)$ и области энергии, в которой расположено сечение реакции $E_{thr} - E^m$. Результаты расчёта интегральных сечений на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, молибдена и палладия с помощью КМФР представлены в таблицах 2–5.

Таблица 2 – Интегральные сечения реакции полного фотопоглощения (γ , abs) и парциальных реакций на стабильных изотопах эрбия $^{162,164,166-168,170}\text{Er}$, рассчитанные на основе КМФР в области энергий от порога реакций до 55 МэВ

A	Интегральное сечение $\sigma_{\text{инт}}$, МэВ · мб						
	(γ , abs)	(γ , 1n)	(γ , 2n)	(γ , 3n)	(γ , 1p)	(γ , 1n1p)	(γ , 2n1p)
162	3264	2136	541	165	103	32.5	23.3
164	3298	2072	638	194	94.6	31.0	21.5
166	3320	1951	793	214	81.0	27.5	19.4
167	3363	1878	859	288	60.3	36.5	15.6
168	3353	1806	960	232	68.7	26.2	18.6
170	3411	1657	1112	266	57.6	21.9	16.2

Таблица 3 – Интегральные сечения реакции полного фотопоглощения (γ , abs) и парциальных реакций на стабильных изотопах диспрозия $^{156,158,160-164}\text{Dy}$, рассчитанные на основе КМФР в области энергий от порога реакций до 55 МэВ

A	Интегральное сечение $\sigma_{\text{инт}}$, МэВ · мб						
	(γ , abs)	(γ , 1n)	(γ , 2n)	(γ , 3n)	(γ , 1p)	(γ , 1n1p)	(γ , 2n1p)
156	3229	1935	695.1	156.9	118.0	32.5	26.2
158	3252	1956	733.3	165.1	94.7	32.3	26.1
160	3275	1888	836.0	188.4	81.8	28.3	23.6
161	3320	1865	832.0	279.3	74.1	36.5	18.8
162	3286	1738	992.4	216.4	71.9	23.4	19.7
163	3359	1758	933.1	302.3	66.4	30.8	17.2
164	3337	1583	1149	236.9	60.6	20.6	17.8

Анализируя данные, представленные в таблицах 2-5, можно заметить ряд закономерностей в изменении интегральных сечений:

- Наблюдается влияние чётно-нечётного эффекта на сечения фотоядерных реакций на изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена.
- С ростом атомного номера Z (при движении от изотопов молибдена к изотопам эрбия) увеличивается полное сечение фотопоглощения (γ , abs).
- Основным каналом фотоядерных реакций на всех рассматриваемых стабильных изотопах является реакция (γ , 1n).

Таблица 4 – Интегральные сечения реакции полного фотопоглощения (γ , abs) и парциальных реакций на стабильных изотопах палладия $^{102,104-106,108,110}\text{Pd}$, рассчитанные на основе КМФР в области энергий от порога реакций до 55 МэВ

A	Интегральное сечение $\sigma_{\text{инт}}$, МэВ · мб						
	(γ , abs)	(γ , 1n)	(γ , 2n)	(γ , 3n)	(γ , 1p)	(γ , 1n1p)	(γ , 2n1p)
102	2027	1243	231	43.2	289	120	73.3
104	2094	1261	388	90.0	193	57.2	45.0
105	2150	1262	416	148	146	72.1	31.1
106	2143	1226	511	120	133	36.7	27.6
108	2179	1149	632	137	101	26.1	21.0
110	2219	1049	765	152	79.8	22.3	18.7

Таблица 5 – Интегральные сечения реакции полного фотопоглощения (γ , abs) и парциальных реакций на стабильных изотопах молибдена $^{92,94-98,100}\text{Mo}$, рассчитанные на основе КМФР в области энергий от порога реакций до 55 МэВ

A	Интегральное сечение $\sigma_{\text{инт}}$, МэВ · мб						
	(γ , abs)	(γ , 1n)	(γ , 2n)	(γ , 3n)	(γ , 1p)	(γ , 1n1p)	(γ , 2n1p)
92	1519	693	67.4	8.3	519	90.6	32.8
94	1753	1107	274	12.6	185	70.0	75.0
95	1774	1043	309	88.2	167	98.3	29.4
96	1900	1080	439	99.2	155	53.4	20.3
97	1988	1095	440	139	123	99.6	19.2
98	1994	1010	572	124	131	56.4	18.8
100	2044	845	782	133	105	47.8	19.5

- С увеличением массового числа A внутри одного изотопного ряда сечения реакции (γ , 1n) уменьшаются, а сечения реакции (γ , 2n) увеличиваются, что объясняется смещением порога реакции (γ , 2n) в сторону меньших энергий.
- Интегральные сечения реакции (γ , 1p) для изотопов одного элемента уменьшаются с увеличением массового числа A , что объясняется повышением порога реакции (γ , 1p) и увеличением интегральных сечений конкурирующих каналов с вылетом нейтронов.

2.3. Программный код TALYS

Программный код TALYS [2] был создан в 2000 году в Nuclear Research and Consultancy Group (Нидерланды) и Commissariat à l'énergie atomique (Франция). К дальнейшей работе над усовершенствованием программного обеспечения позже присоединились Université Libre de Bruxelles (Бельгия) и Международное агентство по атомной энергии (Вена, Австрия).

Программный код TALYS предназначен для анализа ядерных реакций, происходящих под действием фотонов, нейtronов, протонов, дейтронов, тритонов, ядер ^3He и альфа-частиц в диапазоне энергий налетающих частиц от 1 кэВ до 200 МэВ. TALYS по умолчанию использует библиотеку RIPL-3 [68], где параметры подобраны так, чтобы соответствовать наибольшему количеству имеющихся экспериментальных данных. Для моделирования различных каналов фотоядерных реакций в TALYS необходима оценка полного сечения фотопоглощения. В области низких энергий величина данного сечения непосредственно связана с фотонной силовой функцией. В TALYS 2.0 существует 10 фотонных силовых функций, отвечающих феноменологическим и микроскопическим моделям:

1. Модель на основе обобщённого лоренциана Копецки-Уля (Korecky-Uhl generalized Lorentzian model, GLO) [69, 70]. В этой феноменологической модели ширина ГДР явным образом зависит от температуры ядра. Подход корректирует поведение сечения при низких энергиях γ -квантов, обеспечивая выполнение принципа детального равновесия, и объясняет наблюдаемое уширение резонанса с ростом температуры возбуждённого ядра.
2. Модель на основе стандартного лоренциана Бринка-Акселя (Brink-Axel Lorentzian) [71, 72]. Данная феноменологическая модель основана на гипотезе, согласно которой ГДР может возбуждаться из любого состояния ядра. Для его описания применяется стандартный лоренциан, ширина которого постоянна и не зависит от температуры ядра.
3. Модель на основе расчётов Хартри-Фока и теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (Hartree-Fock BCS tables) [73]. Модель использует микроскопическое описание ядра, основанное на уравнениях Хартри-Фока, где самосогласованное среднее поле дополнено учётом парных корреляций в рамках теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера. Для расчёта плотности силы электрических дипольных ($E1$) γ -переходов применяется ква-

зичастичное приближение случайных фаз, что позволяет учесть коллективные возбуждения и взаимодействие между квазичастицами.

4. Модель на основе расчётов Хартри-Фока-Боголюбова (Hartree-Fock-Bogoliubov tables) [74]. В данной микроскопической модели для описания основного состояния ядра используется метод Хартри-Фока-Боголюбова, а для моделирования возбужденных состояний применяется квазичастичное приближение случайных фаз. В отличие от предыдущего подхода обеспечивает более общее описание парных корреляций, что повышает точность расчётов, особенно для ядер вблизи границ стабильности.
5. Гибридная модель Гориэли (Goriely's hybrid model) [75]. Модель сочетает в себе элементы микроскопических и феноменологических подходов. Ширина ГДР в ней зависит как от энергии, так и от температуры ядра. Модель применяется в основном для описания ядер вдали от долины стабильности при низких энергиях возбуждения.
6. Зависящая от температуры модель на основе расчётов Хартри-Фока-Боголюбова (Goriely T-dependent HFB) [74]. Расширение модели Хартри-Фока-Боголюбова с помощью учёта влияния температуры как на распределение ядерных уровней, так и на фотонные силовые функции. Данная модификация позволяет более точно описывать поведение ГДР и интенсивность γ -излучения для сильно возбуждённых состояний ядра.
7. Зависящая от температуры модель релятивистского среднего поля (T-dependent Relativistic Mean Field) [76]. Модель, основанная на релятивистской теории среднего поля, обобщённой на случай конечных температур. Подход учитывает релятивистские эффекты при описании структуры ядра и расчёте характеристик ГДР.
8. Модель на основе взаимодействия Гогни (Gogny D1M HFB+QRPA) [77]. Модель использует эффективное ядерное взаимодействие Гогни D1M для микроскопического расчёта основного состояния методом Хартри-Фока-Боголюбова и последующего описания возбуждённых состояний в рамках квазичастичного приближения случайных фаз.
9. Модель на основе модифицированной функции Лоренца (Simplified Modified Lorentzian, SMLO) [78]. Феноменологическая модель, оптимизированная для

лучшего согласия с современным массивом экспериментальных данных. Используется в качестве расчётного метода по умолчанию.

10. Модель на основе потенциала Скирма (Skyrme HFB+QRPA). Микроскопическая модель, использующая эффективное взаимодействие Скирма в рамках комбинированного подхода Хартри–Фока–Боголюбова и квазичастичного приближения случайных фаз.

Выбор фотонной силовой функции влияет на вид полного сечения фотопоглощения, а также на расчёт сечений отдельных реакций (особенно многонуклонных). Вид полного сечения фотопоглощения на лёгком и тяжёлом ядрах эрбия показан на рисунке 2.5. Из рисунка 2.5 видно, что от выбора силовой функции зависит не только расположение максимума и абсолютное значение, но и структура сечения.

Сравнение экспериментальных данных, полученных в работе [79] для реакции $^{168}\text{Er}(\gamma, \text{abs})$, с результатами расчетов по программе TALYS 2.0 с разными фотонными силовыми функциями представлено на рисунке 2.6. В экспериментальном сечении, измеренном в работе [79], наблюдаются два пика, указывающие на деформацию исходного стабильного ядра. Наблюдения подтверждаются параметром деформации $\beta_2(^{168}\text{Er})=0.338 \pm 0.046$, полученным в работе [80]. Сечения, рассчитанные с использованием фотонных силовых функций PSF1 (GLO), PSF2 (SLO), PSF5 (гибридной модели Гориели) и PSF6 (T-зависимого HFB Гориели), демонстрируют только один пик и, следовательно, не учитывают деформацию исходного ядра. Для PSF4 (метода Хартри-Фока-Боголюбова) наблюдается незначительное влияние деформации и значительное завышение сечения при энергиях выше 18 МэВ. На рисунке 2.6 показано, что сечение реакции, рассчитанное с использованием PSF7 (модели релятивистского среднего поля), значительно завышено по сравнению с экспериментальными данными в диапазоне энергий выше 18-19 МэВ. Таким образом, фотонные силовые функции 3 и 8–10 отвечают критериям учёта деформации ядер и обеспечивают хорошее описание фотонейтронных реакций в TALYS 2.0.

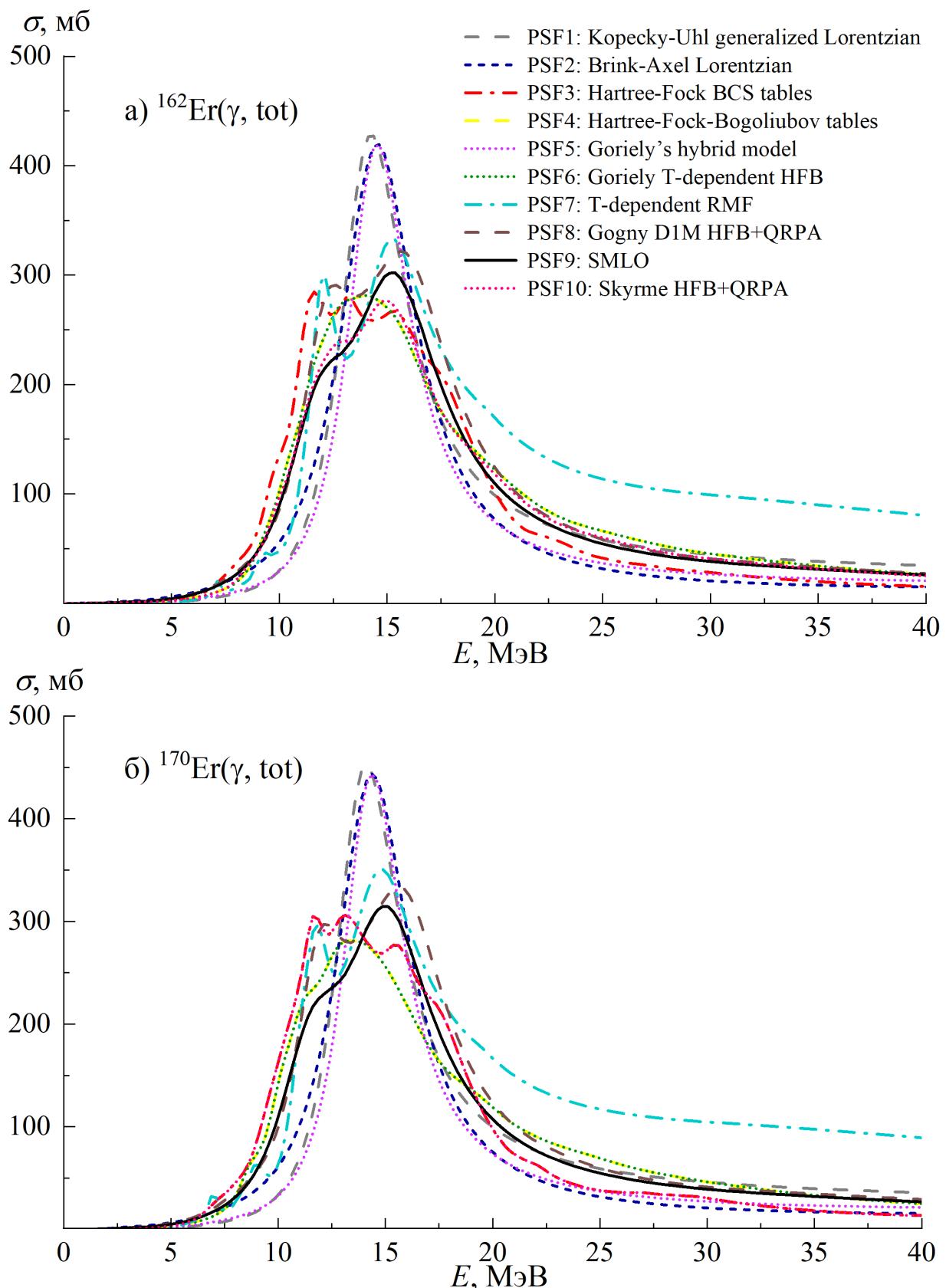


Рисунок 2.5 – Сечения реакций $^{162}\text{Er}(\gamma, \text{tot})$ (а) и $^{170}\text{Er}(\gamma, \text{tot})$ (б), рассчитанные по программе TALYS 2.0 с использованием разных фотонных силовых функций

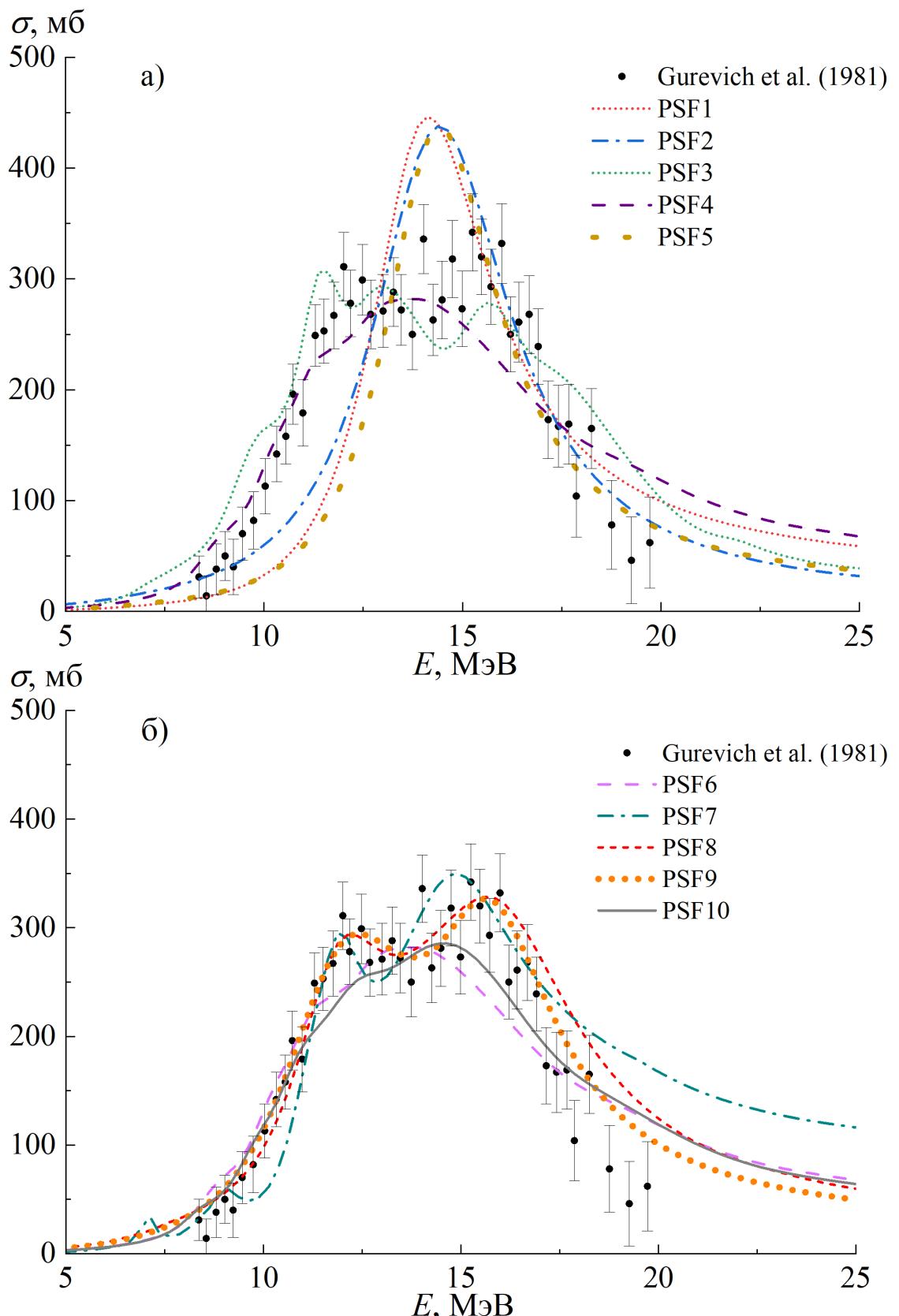


Рисунок 2.6 – Сравнение экспериментальных данных работы [79] для реакции $^{168}\text{Er}(\gamma, \text{abs})$ с результатами расчётов по программе TALYS 2.0 с разными фотонными силовыми функциями

На сечение фотоядерных реакций оказывает влияние не только выбранная модель фотонной силовой функции, но и используемая модель плотности уровней, поскольку последняя напрямую определяет вероятность возбуждения ядра фотонами. Модели плотности ядерных уровней описывают зависимость числа ядерных состояний в единичном интервале энергии от энергии возбуждения, спина, чётности и других квантовых чисел. В программном коде TALYS 2.0 для описания плотности уровней ядра используется 6 моделей:

1. Модель постоянной температуры и ферми-газа (Constant Temperature + Fermi gas model) [67, 81, 82]. Модель, представленная Гильбертом и Камероном [67], в которой диапазон энергий возбуждения разделен на низкоэнергетическую часть, описываемую законом постоянной температуры (экспоненциальная зависимость), и высокоэнергетическую часть, где применяется модель ферми-газа. Модель используется по умолчанию.
2. Модель ферми-газа с обратным смещением (Back-shifted Fermi gas Model, BFM) [83]. Улучшенная модель ферми-газа, учитывающая парные корреляции нуклонов и расположение уровня основного состояния с помощью энергетического смещения.
3. Обобщенная модель сверхтекучей жидкости (Generalised Superfluid Model, GSM) [84, 85]. Модель учитывает корреляции сверхпроводящих пар в соответствии с теорией Бардина-Купера-Шриффера. Феноменологическая модель характеризуется фазовым переходом от сверхтекучего поведения при низкой энергии, где корреляции пар сильно влияют на плотность уровней, к области высоких энергий, которая описывается моделью ферми-газа. Подход включает в себя фазовый переход между сверхтекучей и нормальной фазами ядерного вещества, что приводит к характерному резкому росту плотности уровней вблизи критической температуры фазового перехода.
4. Микроскопическая модель на основе расчётов Хартри-Фока-Боголюбова с параметризацией взаимодействия Скирма (Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov level densities from numerical tables) [86]. Плотности уровней считаются из базы данных RIPL, где они хранятся в виде численных таблиц, содержащих зависимости от энергии, спина и чётности. Эти таблицы были получены Гори-ели на основе расчётов Хартри-Фока для энергий возбуждения до 150 МэВ и значений спина до I=30.

5. Комбинаторная модель плотности на основе расчётов Хартри-Фока-Боголюбова с взаимодействием Скирма (Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov combinatorial level densities from numerical tables) [87]. Расширение предыдущей модели, использующее комбинаторные таблицы для подсчёта уровней на основе конфигураций одночастичных состояний. Данная модель позволяет учитывать коллективные эффекты, оболочечную структуру и чётность ядер.
6. Зависящая от температуры модель плотности уровней на основе расчётов Хартри-Фока-Боголюбова с взаимодействие Гогни (Temperature-dependent Gogny-Hartree-Fock-Bogolyubov combinatorial level densities from numerical tables) [88]. Современная микроскопическая модель, использующая взаимодействие Гогни D1M, расчёты Хартри-Фока-Боголюбова и комбинаторные таблицы. При вычислении плотности уровней учитываются температурная зависимость, разделение по чётности ядра, а также вклад вращательных и вибрационных состояний.

В расчётах, выполненных в данной работе по программе TALYS 2.0, использовались параметры по умолчанию, то есть модель постоянной температуры и Ферми-газа для плотности уровней и фотонная силовая функция SMLO.

Полная плотность уровней ядра, то есть число уровней на МэВ при заданной энергии возбуждения, по умолчанию рассчитывается по формуле:

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \frac{1}{T} \cdot \exp^{\frac{E_x - E_0}{T}}, & E_x \leq E_M \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp^2 \sqrt{a(E_x - \Delta)}}{a^{1/4} (E_x - \Delta)^{5/4}}, & E_x \geq E_M \end{cases} \quad (2.13)$$

где σ - параметр спиновой степени свободы, a - параметр плотности уровня, зависящий от массы ядра, Δ - параметр обратного смещения, отражающий энергию спаривания, E_x - энергия возбуждения, $E_x - \Delta$ - эффективная энергия возбуждения, E_0 – энергия смещения, T - эффективная температура ядра, E_M – энергия, выше которой происходит переход между моделью постоянной температуры и моделью Ферми-газа.

Силовая γ -функция для E1 переходов (SMLO), используемая по умолчанию, имеет следующий вид [78]:

$$f_{E1}^{SMLO} = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^2 c^2} \cdot \frac{\sigma_{TRK}}{1 - \exp(E_\gamma T)} \times \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^{j_m} s_{r,j} \frac{E_\gamma \Gamma_j(E_\gamma, T)}{(E_\gamma^2 - E_{r,j}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_j^2(E_\gamma, T)}, \quad (2.14)$$

где T - температура нагретого ядра, j_m - количество мод колебаний при возбуждении ГДР ($j_m = 1$ для сферических ядер, $j_m = 2$ для аксиально деформированных), $\sigma_{TRK} = 60 \frac{NZ}{A}$ - правило сумм Томаса-Райха-Куна.

Лоренциан в уравнении (2.14) характеризуется следующими параметрами гигантского дипольного резонанса: энергией пика ГДР $E_{r,j}$, шириной на половине высоты пика Γ_j и возможным отклонением сечения от правила сумм Томаса-Райха-Куна $s_{r,j}$.

Ширина ГДР, связанная с механизмом релаксации, в SMLO рассчитывается с учётом зависимости от энергии и температуры:

$$\Gamma_j(E_\gamma, T) = \frac{\Gamma_{r,j}}{E_{r,j}} \left(E_\gamma + \frac{4\pi^2}{E_{r,j}} T^2 \right) \quad (2.15)$$

Квадратичная зависимость ширины резонанса от температуры основана на теории ферми-жидкости. Линейная зависимость ширины резонанса от энергии E_γ является результатом обратной зависимости этой энергии от среднеквадратичного матричного элемента при переходах из состояний «одна частица - одна дырка» в состояния «две частицы – две дырки». Резонансные энергии ГДР для j -моды деформированных ядер выбраны такими, что $E_{r,j=1} < E_{r,j=2}$ (для сферических ядер $E_{r,j=1} = E_{r,j=2}$). Эти энергии связаны с энергиями колебаний вдоль E_a и перпендикулярно E_b оси симметрии, причем для вытянутых ядер считается, что $E_{r,1} = E_a$ и $E_{r,2} = E_b$, тогда как для сплюснутых ядер $E_{r,1} = E_b$ и $E_{r,2} = E_a$. Параметры $E_{r,j}$, Γ_j и $s_{r,j}$ могут быть скорректированы при наличии экспериментальных данных о фотопоглощении вблизи ГДР. При отсутствии экспериментальных данных используется систематика, полученная аппроксимацией методом наименьших квадратов экспериментальных параметров ГДР для сферических ядер и деформированных ядер в диапазонах $150 < A < 190$ и $220 < A < 253$ [78].

Следует отметить, что при энергии γ -квантов более 20 МэВ при расчёте полного сечения фотопоглощения $\sigma_{abs}(E_\gamma)$ необходимо учитывать не только фотонную силовую функцию, но и квазидейtronный механизм, связанный с взаимодействием фотона с коррелированной протон-нейтронной парой в ядре:

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \sigma_{GDR\ PSF}(E_\gamma) + \sigma_{qd}(E_\gamma), \quad (2.16)$$

где $\sigma_{GDR\ PSF}(E_\gamma)$ - сечение ГДР, рассчитанное с помощью фотонной силовой функции, $\sigma_{qd}(E_\gamma)$ - сечение, связанное с квазидейtronным механизмом фотопоглощения.

Квазидейтронный механизм является важным процессом в области больших энергий, поскольку приведенная длина волны фотона становится меньше размера ядра, и становится выше вероятность взаимодействия фотона с системами из малого числа нуклонов. Модель такого взаимодействия была создана Левинджером [54]. Для усовершенствования модели Лаже предложил использовать только его мезон-обменную часть вместо полного сечения фоторасщепления дейтрона, а Чадвик, используя модель ферми-газа, смог учесть влияние принципа Паули на возбуждение коррелированной протон-нейтронной пары внутри ядра [55]. Последний подход используется для описания квазидейтронного механизма фотопоглощения при расчётах по программе TALYS 2.0. Согласно квазидейтронному механизму, возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергию и импульс от поглощённого фотона получает не один нуклон, а коррелированная протон-нейтронная пара. Вклад данного механизма может быть описан с помощью эмпирического сечения фоторасщепления свободного дейтрона:

$$\sigma_{qd}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma), \quad (2.17)$$

где E_γ — энергия падающего фотона, L — параметр Левинджера, принятый для всех ядер равным 6.5, $f(E_\gamma)$ - функция блокировки Паули.

Сечение фоторасщепления свободного дейтрона описывается следующим выражением:

$$\sigma_{qd} = \begin{cases} 0, & \text{если } E_\gamma \leq 2.224 \text{ МэВ,} \\ 61.1 \frac{(E_\gamma - 2.224)^{3/2}}{E_\gamma^3}, & \text{если } E_\gamma > 2.224 \text{ МэВ.} \end{cases} \quad (2.18)$$

Функция блокировки Паули позволяет учесть принцип запрета Паули, действующий на фермионы. Из-за этого при взаимодействии γ -кванта с протон-нейтронной парой для перехода будут недоступны состояния, имеющие те же квантовые числа, что и начальной системы. Функция блокировки Паули уменьшает количество доступных переходов, следовательно, снижает вероятность фоторасщепления. В программе TALYS 2.0 она описывается полиномиальной аппроксимацией:

$$f(E_\gamma) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{73.3}{E_\gamma}\right), & \text{при } E_\gamma < 20 \text{ МэВ,} \\ 8.3714 \cdot 10^{-2} - 9.8343 \cdot 10^{-3}E_\gamma + 4.1222 \cdot 10^{-4}E_\gamma^2 - \\ - 3.4762 \cdot 10^{-6}E_\gamma^3 + 9.3537 \cdot 10^{-9}E_\gamma^4, & \text{при } 20 < E_\gamma < 140 \text{ МэВ,} \\ \exp\left(-\frac{24.2348}{E_\gamma}\right), & \text{при } E_\gamma > 140 \text{ МэВ} \end{cases} \quad (2.19)$$

Важной особенностью расчётов по программе TALYS является анализ всех возможных реакционных каналов и ядерных переходов. Такой подход позволяет получать не только полные сечения фотоядерных реакций, но и сечения для образования конкретных конечных состояний, в том числе изомерных.

Глава 3. Результаты исследования фотоядерных реакций на изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена

3.1. Фотоядерные реакции на изотопах эрбия

В настоящее время известны изотопы эрбия ($Z=68$) с массовыми числами от 142 до 180, то есть числом нейтронов от 74 до 112. Однако в природе существует лишь шесть стабильных изотопов эрбия: ^{162}Er ($\eta_{162}=0.139\%$), ^{164}Er ($\eta_{164}=1.601\%$), ^{166}Er ($\eta_{166}=33.503\%$), ^{167}Er ($\eta_{167}=22.869\%$), ^{168}Er ($\eta_{168}=26.978\%$), ^{170}Er ($\eta_{169}=14.91\%$). Для определения выходов реакций с образованием долгоживущих и короткоживущих изотопов эрбия и гольмия были проведены два облучения мишней из естественной смеси изотопов эрбия на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ с энергией 55 МэВ [32, 33].

Для генерации тормозного излучения в первом эксперименте применялась тормозная мишень из вольфрама толщиной 2.1 мм. В качестве исследуемой мишени использовался гранулированный порошок оксида эрбия $^{nat}\text{Er}_2\text{O}_3$ с массой 0.540 г и насыпной плотностью 0.959 г/см³, помещённый в полистироловый контейнер диаметром 18 мм. Время облучения мишени составляло 1 час. Измерения проводились через час после окончания облучения на расстояниях 5 см и 15 см от детектора. В качестве мониторов использовались две медные пластины с поверхностной плотностью 97 мг/см².

Второй эксперимент был направлен на получение выхода изотопа ^{169}Ho , имеющего малый период полураспада. В данном облучении использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 1 мм. Исследуемая мишень представляла собой осажденный на алюминиевой фольге оксид эрбия с поверхностной плотностью 12.7 мг/см². Монитором служила фольга из кобальта диаметром 1 см и толщиной 0.01 см. Длительность облучения составляла 602 с (примерно 10 минут). Измерение спектров наведенной в образце из эрбия активности начиналось через 2.5 минуты после окончания облучения на расстоянии 5 см от детектора. Время измерения спектра в данном эксперименте составляло 1 день. Ток ускорителя составлял примерно 282 нА при первом облучении и 97 нА при втором. Спектры остаточной активности облучённых образцов из естественной смеси изотопов эрбия через 1 час и 1 сутки после первого облучения, через 2.5 минуты после второго облучения представлены на рисунке 3.1. Длительность измерения спектров составляла 16 часов, 7 часов и 7 минут соответственно.

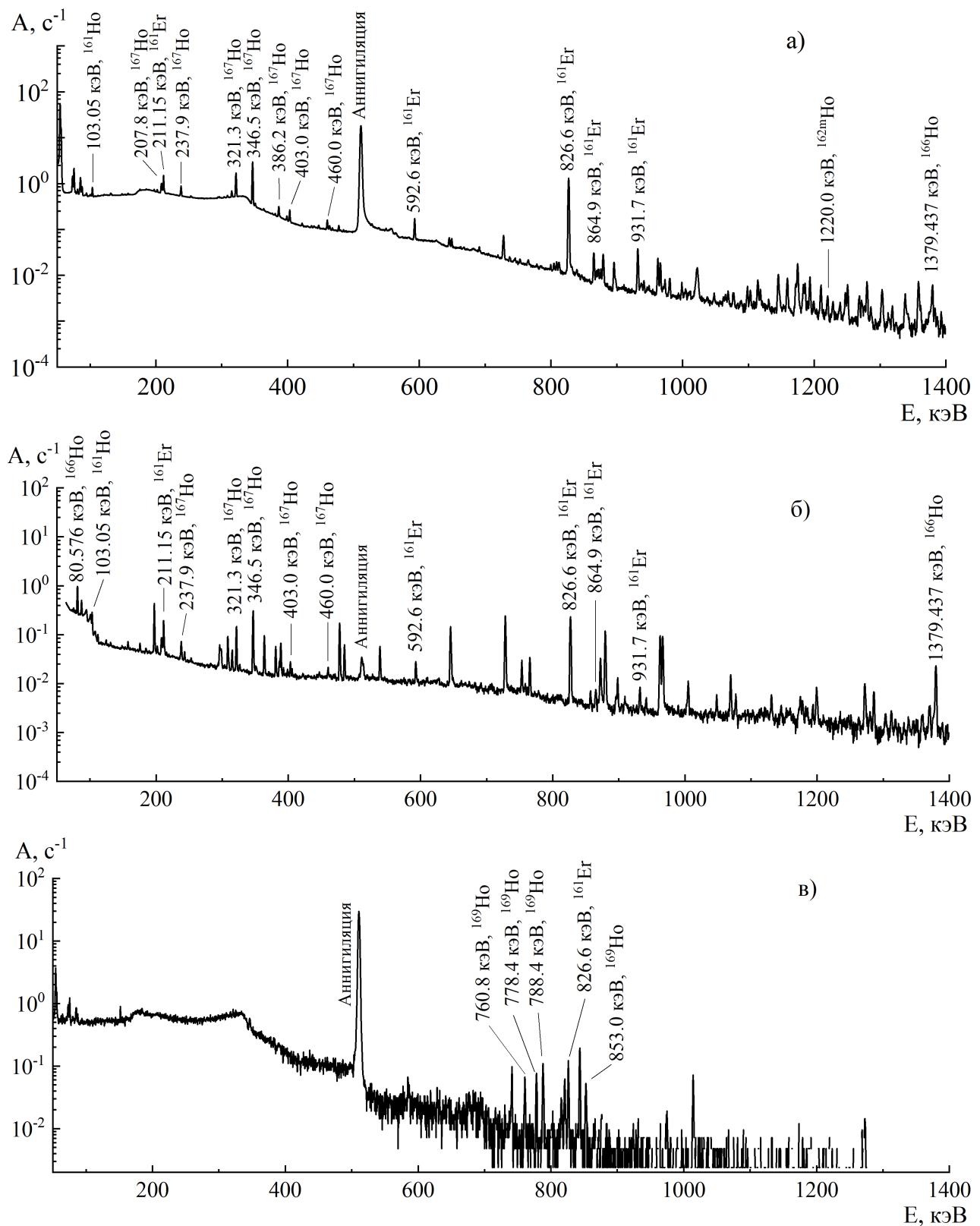


Рисунок 3.1 – Спектры остаточной активности облучённых образцов из естественной смеси изотопов эрбия через 1 час (а) и 1 сутки (б) после первого облучения, через 2.5 минуты (в) после второго облучения

Данные об изотопах эрбия и гольмия, найденных в спектрах остаточной активности, представлены в таблице 6. Поскольку практически все изотопы эрбия и гольмия, идентифицированные в спектре остаточной активности, образуются только в результате фотоядерных реакций на стабильных изотопах эрбия, для определения их выходов использовалась одноканальная формула (1.15). ^{161}Ho может быть получен не только в результате реакций $^{nat}\text{Er}(\gamma, 1\text{pin})^{161}\text{Ho}$, но и при распаде ^{161}Er , поэтому выход данного изотопа рассчитывался по двухканальной формуле (1.28). Недостаточная статистика для фотопика ^{161}Ho позволила определить только границы изменения величины выхода.

Таблица 6 – Данные об изотопах эрбия и гольмия, полученных в результате фотоядерных реакций, и абсолютные экспериментальные выходы этих реакций

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{эксп}}$, 1/e
^{161}Er	3.21 ч	99.63 (0.43), 201.47 (1.12), 209.36 (0.95), 211.15 (12.2), 212.77 (0.83), 592.6 (3.7), 592.6 (3.7), 826.6 (64), 864.9 (1.29), 931.7 (1.95)	$(6.45 \pm 0.55) \cdot 10^{-8}$
^{163}Er	75 мин	436.1 (0.029), 439.9 (0.028)	$(1.03 \pm 0.20) \cdot 10^{-6}$
^{169}Er	9.392 дн	109.78 (0.0013)	$(3.93 \pm 0.92) \cdot 10^{-6}$
^{161}Ho	2.48 ч	103.05 (3.9)	$(5.87 \pm 4.91) \cdot 10^{-9}$
^{162m}Ho	67 мин	937.2 (10.8), 1220.0 (22.5)	$(1.13 \pm 0.13) \cdot 10^{-9}$
^{166}Ho	26.824 ч	80.1 (6.56), 1379.4 (0.922)	$(6.51 \pm 0.24) \cdot 10^{-8}$
^{167}Ho	2.98 ч	207.8 (4.9), 237.87 (5.1), 321.34 (24), 346.55 (56), 386.2 (3.4), 403.0 (3.3), 460.0 (2.1)	$(5.53 \pm 1.28) \cdot 10^{-8}$
^{169}Ho	4.72 мин	761.0 (10.3), 778.4 (10.1), 788.4 (21.2)	$(2.77 \pm 0.64) \cdot 10^{-8}$

Сечения фотоядерных реакций были изучены ранее в работах [79, 89–92]. В лаборатории Сакле на пучке квазимохроматических γ -квантов от аннигиляции позитронов на лету были измерены сечения фотонейтронных реакций на естественной смеси изотопов эрбия в области энергий γ -квантов до 30 МэВ [89]. Для детектирования нейтронов, вылетевших в реакциях различной множественности, использовался жидкий сцинтилляционный детектор объёмом 500 литров с примесью гадолиния. Фотонейтронные реакции на обогащённой мишени из ^{166}Er были изучены на бетатроне НИИЯФ МГУ в диапазоне энергий от порога реакций до

20–21 МэВ [90]. Регистрация нейтронов осуществлялась с эффективностью 15% с помощью пропорциональных борных счетчиков, помещённых в парафиновый замедлитель. Разделение реакций (γ , 1n) и (γ , 2n) проводилось с использованием жидкостного сцинтиляционного детектора методом Пенфолда-Лейса со сглаживанием. Измерение полного сечения фотопоглощения на обогащённом ^{168}Er проводилось на синхротроне Института ядерных исследований с энергией 35 МэВ [79]. Мишень из оксида эрбия (98%, 177.58 г) облучалась тормозным излучением, а γ -кванты регистрировались спектрометром NaI(Tl) с разрешением 10% в диапазоне 10–20 МэВ.

Сечения реакции (γ , 1n) на самом лёгком стабильном изотопе эрбия (^{162}Er) были получены в работах [91, 92]. Исследование фотонейтронной реакции, описанное в статье [91], проводилось на тормозном пучке γ -квантов от медицинского линейного ускорителя ELEKTA SL в области энергий от порога реакции до 14 МэВ. Мишень естественного изотопного состава (1.4325 г) облучалась в течение 1.11 ч, после чего активность образовавшегося ^{161}Er измерялась HPGe-детектором с разрешением 1.8 кэВ в γ -диапазоне 1332 кэВ и эффективностью 42%. В работе [92] на медицинском линейном ускорителе (Ахмеднагар, Индия) были измерены взвешенные по тормозному спектру сечения реакции $^{162}\text{Er}(\gamma, n)^{161}\text{Er}$ при энергии 15 МэВ. Облучение оксидной порошкообразной мишени (Er_2O_3) естественного изотопного состава длилось 1500 с (25 мин), после чего активность образовавшегося ^{161}Er измерялась с помощью HPGe-детектора с энергетическим разрешением 1.5 кэВ при 1332 кэВ.

Сравнение экспериментальных данных, полученных в работах [79, 89, 90], с теоретическими расчётами, выполненными на основе КМФР и с использованием программы TALYS 2.0, представлено на рисунке 3.2. Некоторые расхождения между экспериментально измеренными и теоретическими сечениями могут быть обусловлены систематическими экспериментальными погрешностями, связанными с эффективностью регистрации нейтронов. Кроме того, в экспериментах, где сечение восстанавливалось из кривых выхода с использованием метода Пенфолда-Лейсса, могут возникать систематические ошибки при определении формы тормозного спектра и разброса энергии пучка. Данные о фотопротонных сечениях на изотопах эрбия отсутствуют в базах ядерных данных.

Для возможности сравнения с будущими экспериментами были получены экспериментальные сечения на эквивалентный квант, сравнение которых с расчётами на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 представлено в таблице 7.

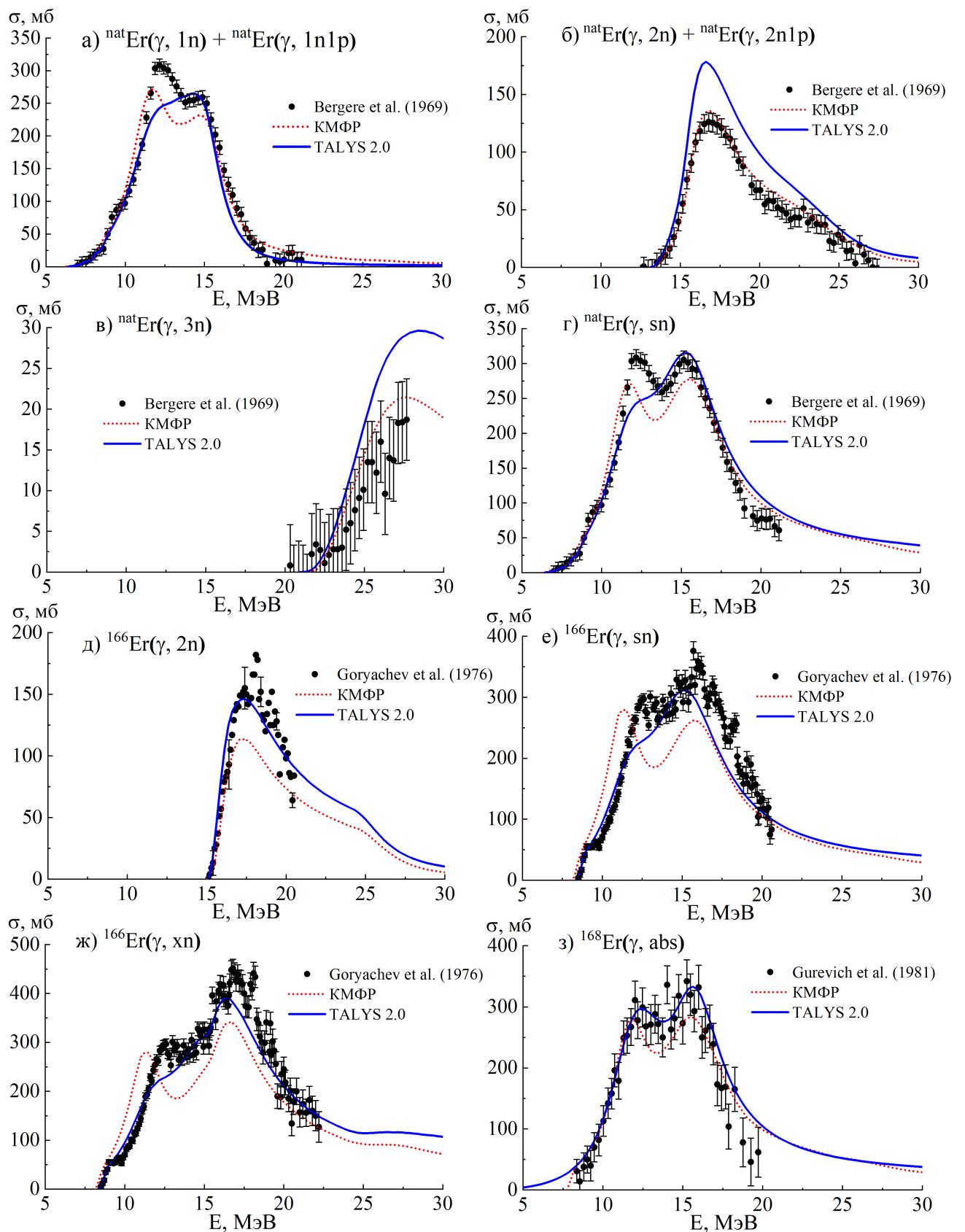


Рисунок 3.2 – Сравнение сечений фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов эрбия и на изотопах ${}^{166}\text{Er}$, ${}^{168}\text{Er}$, измеренные в работах [79, 89, 90] с результатами расчётов на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию

Таблица 7 – Сравнение сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на стабильных изотопах эрбия, полученных в настоящей работе $\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}$, с данными, рассчитанными с помощью КМФР $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}$ и по программе TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию $\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}$

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}, \text{мб}$
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}) {}^{161}\text{Er} = 0.00139 \cdot {}^{162}\text{Er}(\gamma, 1n) + 0.01601 \cdot {}^{164}\text{Er}(\gamma, 3n) + 0.33503 \cdot {}^{166}\text{Er}(\gamma, 5n) + 0.22869 \cdot {}^{167}\text{Er}(\gamma, 6n)$	9.20 24.96 40.08 46.52	0.308 ± 0.026	0.459 0.074 0.100 0.002	0.539 0.266 0.122 0.006
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}) {}^{163}\text{Er} = 0.01601 \cdot {}^{164}\text{Er}(\gamma, 1n) + 0.33503 \cdot {}^{166}\text{Er}(\gamma, 3n) + 0.22869 \cdot {}^{167}(\gamma, 4n) + 0.26978 \cdot {}^{168}\text{Er}(\gamma, 5n)$	8.85 23.97 30.41 38.18	4.93 ± 0.96	5.765 3.304 1.87 0.455 0.136	6.913 3.068 2.918 0.722 0.205
$0.1491 \cdot {}^{170}\text{Er}(\gamma, 1n) {}^{169}\text{Er}$	7.26	18.80 ± 4.38	26.982	23.036
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1p) {}^{161}\text{Ho} = 0.00139 \cdot {}^{162}\text{Er}(\gamma, 1p) + 0.01601 \cdot {}^{164}\text{Er}(\gamma, 2n1p) + 0.33503 \cdot {}^{166}\text{Er}(\gamma, 4n1p) + 0.22869 \cdot {}^{167}\text{Er}(\gamma, 5n1p)$	6.43 22.18 37.30 43.74	$(28.1 \pm 23.4) \cdot 10^{-3}$	$10.27 \cdot 10^{-3}$ $5.38 \cdot 10^{-3}$ $3.83 \cdot 10^{-3}$ $1.06 \cdot 10^{-3}$ $1.55 \cdot 10^{-6}$	$5.88 \cdot 10^{-3}$ $0.81 \cdot 10^{-3}$ $3.17 \cdot 10^{-3}$ $1.86 \cdot 10^{-3}$ $3.90 \cdot 10^{-5}$
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1p) {}^{162m}\text{Ho} = 0.01601 \cdot {}^{164}\text{Er}(\gamma, 1n1p) + 0.33503 \cdot {}^{166}\text{Er}(\gamma, 3n1p) + 0.22869 \cdot {}^{167}\text{Er}(\gamma, 4n1p)$	15.37 30.50 36.93	$(5.40 \pm 0.63) \cdot 10^{-3}$		$7.92 \cdot 10^{-3}$ $2.13 \cdot 10^{-3}$ $5.20 \cdot 10^{-3}$ $0.57 \cdot 10^{-3}$
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1p) {}^{166}\text{Ho} = 0.22869 \cdot {}^{167}\text{Er}(\gamma, 1p) + 0.26978 \cdot {}^{168}\text{Er}(\gamma, 1n1p) + 0.1491 \cdot {}^{170}\text{Er}(\gamma, 3n1p)$	7.51 15.28 28.54	0.311 ± 0.012	0.594 0.453 0.134 0.007	0.101 0.046 0.051 0.005
${}^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1p) {}^{167}\text{Ho} = 0.26978 \cdot {}^{168}\text{Er}(\gamma, 1p) + 0.1491 \cdot {}^{170}\text{Er}(\gamma, 2n1p)$	8.00 21.26	0.264 ± 0.061	0.617 0.589 0.028	0.078 0.056 0.022
$0.1491 \cdot {}^{170}\text{Er}(\gamma, 1p) {}^{169}\text{Ho}$	8.60	0.132 ± 0.031	0.255	0.024

Результаты, представленные в таблице 7, указывают на хорошее согласие между экспериментальными данными для реакций, приводящих к образованию ^{163}Er и ^{169}Er , и расчётом, выполненными на основе КМФР и по программе TALYS 2.0. Различие между экспериментальными и теоретическими значениями сечений на эквивалентный квант для образования ^{161}Er может быть обусловлено несколькими факторами:

- выбором параметра деформации исходного стабильного ядра при теоретических вычислениях. Параметр деформации оказывает существенное влияние на теоретический расчёт полного сечения фотопоглощения, следовательно, и сечений для отдельных каналов фотонуклонных реакций;
- из-за низкого процентного содержания ^{162}Er в природной смеси изотопов большой вклад в образование ^{161}Er вносят многонуклонные реакции $^{164}\text{Er}(\gamma, 3n)$ и $^{166}\text{Er}(\gamma, 5n)$, для которых отсутствуют экспериментальные данные. Применимость теоретических моделей для описания реакций с вылетом большого числа нуклонов требует дополнительных исследований.

Теоретическое сечение на эквивалентный квант для ^{162m}Ho было рассчитано только с помощью программного кода TALYS 2.0, так как расчёты на основе КМФР не позволяют разделить выход основного и метастабильного состояний. Значение, полученное с помощью программного кода TALYS 2.0 оказывается в 1.5 раза выше экспериментального.

Экспериментальное сечение на эквивалентный квант для ^{166}Ho было получено для изотопа в его основном состоянии. Основной вклад в образование данного изотопа вносят реакции $^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)$ и $^{168}\text{Er}(\gamma, 1n1p)$. Сечение образования ^{166g}Ho , рассчитанное с использованием кода TALYS 2.0 занижено по сравнению с экспериментальным значением примерно в 3 раза. Суммарное сечение образования ^{166}Ho в различных состояниях было вычислено на основе КМФР. С учётом изомерного отношения, принятого равным 0.42 в соответствии с расчётом TALYS 2.0, сечение на эквивалентный квант для основного состояния ^{166g}Ho , полученное в рамках КМФР, составляет 418.8 мб, что примерно в 1.3 раза превышает экспериментальное значение.

Образование ^{167}Ho происходит в результате реакций $^{168}\text{Er}(\gamma, 1p)$ и $^{170}\text{Er}(\gamma, 2n1p)$, при этом доминирующим каналом является реакция $(\gamma, 1p)$. Расхождения между теоретическими оценками, выполненными на основе КМФР и программного кода TALYS 2.0, в основном обусловлены различиями в учёте вкла-

да реакции с вылетом одного протона. Расчёты по программе TALYS 2.0 приводят к занижению сечения образования ^{167}Ho по сравнению с экспериментальными данными. КМФР, наоборот, переоценивает сечение примерно в 2 раза.

Изотоп ^{169}Ho в проведённом эксперименте мог быть получен исключительно в результате реакции $^{170}\text{Er}(\gamma, 1\text{p})$. Расчёты, выполненные с использованием кода TALYS 2.0, занижены по сравнению с экспериментальным сечением на эквивалентный квант по меньшей мере в четыре раза. Напротив, результаты, основанные на КМФР, завышают экспериментальное значение примерно в два раза, что обеспечивает лучшее соответствие по сравнению с расчётами TALYS 2.0.

Таким образом, сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций, рассчитанные по программе TALYS 2.0, в большинстве случаев оказываются ниже экспериментальных значений. Данные, полученные с помощью КМФР, лучше согласуются с экспериментом, что указывает на необходимость учёта изоспинового расщепления ГДР, квадрупольного резонанса и обертона ГДР. Кроме того, сравнение указывает на тенденцию к завышению выходов реакций с вылетом одного протона в КМФР, что может быть связано с завышением в теоретических расчётах изоспиновой компоненты $T_<$.

На рисунке 3.3 показаны сечения фотопротонных реакций, вычисленные на основе КМФР и программного кода TALYS 2.0. Можно заметить, что в КМФР основной вклад в формирование пиков в сечении реакций ($\gamma, 1\text{p}$) на стабильных изотопах эрбия вносят $T_>$ -компоненты ГДР, квадрупольный резонанс и обертоны ГДР. Основной вклад в сечения реакций с вылетом одного нейтрона вносит изоспиновая ветвь $T_<$. Для реакций с испусканием протона и одного или нескольких нейтронов при энергиях выше 40 МэВ начинает играть важную роль квазидейтронный механизм фотопоглощения.

В таблице 8 представлены полные сечения на эквивалентный квант для основных фотопротонных реакций, рассчитанные с помощью КМФР, и вклады различных процессов в эти сечения. Основной вклад в сечения реакции ($\gamma, 1\text{p}$) вносит изоспиновая компонента $T_<$, на которую приходится более половины суммарного вклада. Существенную роль, сравнимую с вкладом компоненты $T_>$, также играет изовекторный квадрупольный резонанс, доля которого в реакциях с испусканием одного протона достигает $\sim 20\%$. Также необходимым является учёт обертона ГДР, вносящего вклад порядка 6% в полное сечение. Заметное влияние, особенно в реакциях с вылетом нескольких частиц (например, $(\gamma, 2\text{n}1\text{p})$, $(\gamma, 3\text{n}1\text{p})$), оказывает квазидейтронный механизм фотопоглощения.

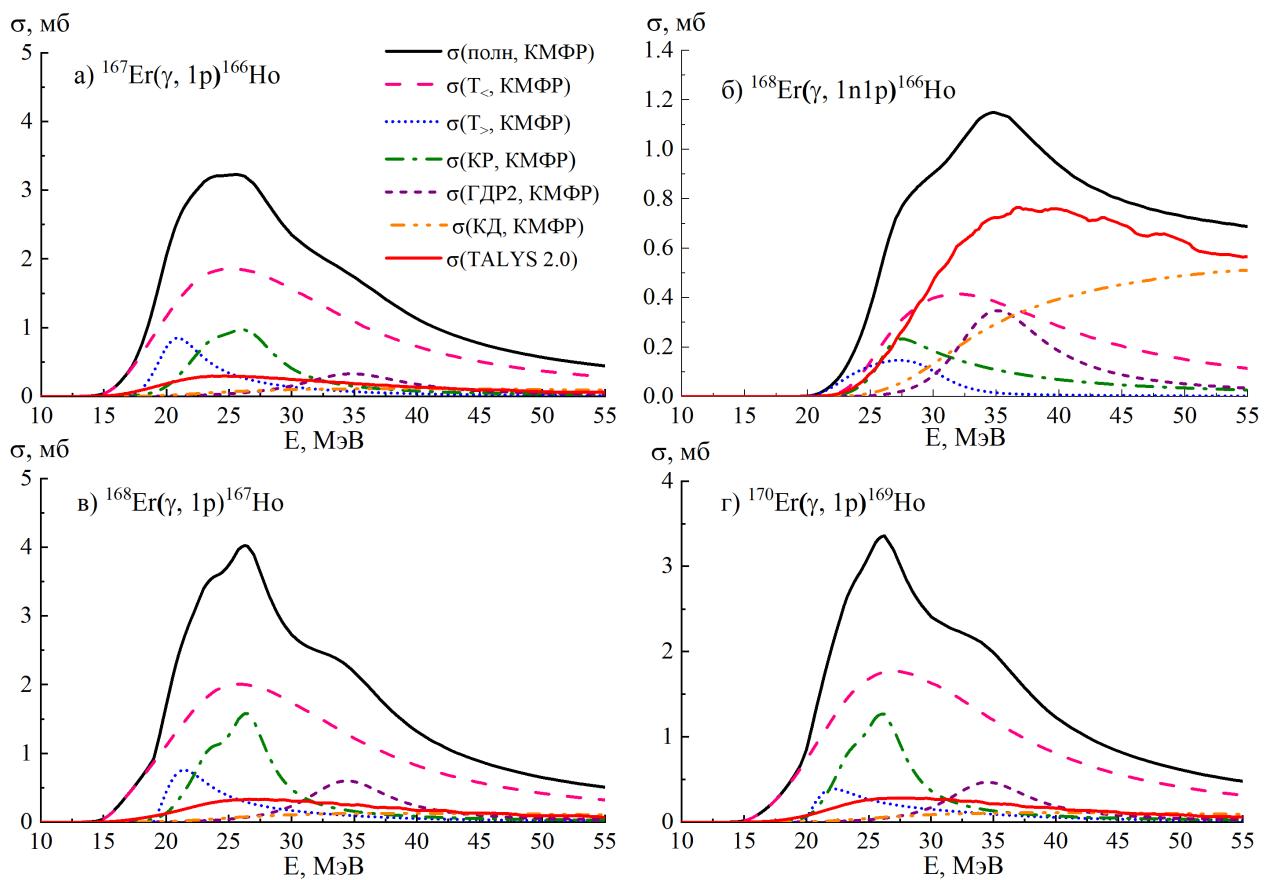


Рисунок 3.3 – Сечения фотопротонных реакций, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию

Таблица 8 – Рассчитанные на основе КМФР сечения фотопротонных реакций на естественной смеси изотопов эрбия и вклады изоспиновых компонент ГДР ($T_<$, $T_>$), квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейтронного механизма фотопоглощения в эти сечения

Реакция	σ_q^{prod} КМФР, мб					
	Полное	$T_<$	$T_>$	КР	ГДР2	КД
$^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1\text{p})^{166}\text{Ho} =$	0.594	0.326	0.075	0.097	0.041	0.055
$\eta_{167} \cdot ^{167}\text{Er}(\gamma, 1\text{p}) +$	0.453	0.279	0.062	0.077	0.021	0.015
$\eta_{168} \cdot ^{168}\text{Er}(\gamma, 1\text{n}1\text{p}) +$	0.134	0.046	0.012	0.019	0.020	0.036
$\eta_{170} \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 3\text{n}1\text{p})$	0.007	0.001	$0.9 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$	$0.3 \cdot 10^{-3}$	0.004
$^{nat}\text{Er}(\gamma, \text{in}1\text{p})^{167}\text{Ho} =$	0.617	0.357	0.067	0.121	0.040	0.032
$\eta_{168} \cdot ^{168}\text{Er}(\gamma, 1\text{p}) +$	0.589	0.351	0.064	0.119	0.037	0.018
$\eta_{170} \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 2\text{n}1\text{p})$	0.028	0.006	0.003	0.002	0.003	0.014
$\eta_{170} \cdot ^{170}\text{Er}(\gamma, 1\text{p})^{169}\text{Ho}$	0.255	0.159	0.020	0.050	0.017	0.009

3.2. Фотоядерные реакции на изотопах диспрозия

В природе существует 7 стабильных изотопов диспрозия:

^{156}Dy ($\eta_{156}=0.056\%$), ^{158}Dy ($\eta_{158}=0.095\%$), ^{160}Dy ($\eta_{160}=2.329\%$), ^{161}Dy ($\eta_{161}=18.889\%$), ^{162}Dy ($\eta_{162}=25.475\%$), ^{163}Dy ($\eta_{163}=24.896\%$), ^{164}Dy ($\eta_{164}=28.26\%$). Для изучения фотоядерных реакций на этих стабильных изотопах диспрозия были проведены два облучения на микротроне РМ-55 НИИЯФ МГУ. Для генерации тормозного излучения в обоих случаях использовалась вольфрамовая мишень толщиной 1 мм. В первом эксперименте исследуемые мишени представляли собой спрессованные таблетки из оксида диспрозия $^{nat}\text{Dy}_2\text{O}_3$ диаметром 13 мм и массой 175 и 263 мг соответственно. Облучение образцов проводилось одновременно в течение 1 часа. Для контроля параметров облучения и калибровки тока ускорителя использовался монитор из кобальта с поверхностной плотностью 99 мг/см². Абсолютный ток ускорителя во время измерения составлял 86 нА. Спектры остаточной активности измерялись отдельно для каждой мишени на расстоянии 5 см от детектора. Измерение спектра наведённой в первой мишени активности начиналось через 7 минут после окончания облучения и длилось 18 часов 14 минут. Для второй мишени измерение спектра начиналось через 23 часа после окончания облучения и продолжалось 21 день. Расшифрованные спектры активности, наведённой в облучённых образцах из диспрозия естественного изотопного состава, представлены на рисунке 3.4.

Для проведения второго эксперимента использовался спрессованный образец из оксида диспрозия $^{nat}\text{Dy}_2\text{O}_3$ массой 263 мг и диаметром 13 мм. В качестве мониторной мишени использовалась фольга из меди с поверхностной плотностью 97 мг/см². Облучение мишени в течение 3576 секунд проводилось при практически постоянном токе пучка, равном 164 нА. Измерения спектров наведённой в образце активности начинались через 10 минут и 3 часа после окончания облучения на расстоянии 5 см от детектора в течение 92 минут и 20.7 дней.

Данные об изотопах диспрозия и тербия, идентифицированных в спектрах остаточной активности, приведены в таблице 9. Практически все изотопы диспрозия и тербия, полученные в ходе экспериментов, образовывались только в результате фотоядерных реакций на стабильных изотопах диспрозия. Исключение составлял изотоп ^{155}Tb , который мог быть получен не только в ходе фотоядерных реакций $^{nat}\text{Dy}(\gamma, 1\text{pin})$, но и в результате β^+ -распада ^{155}Dy . Малая статистика набора данных привела к довольно большой погрешности в опреде-

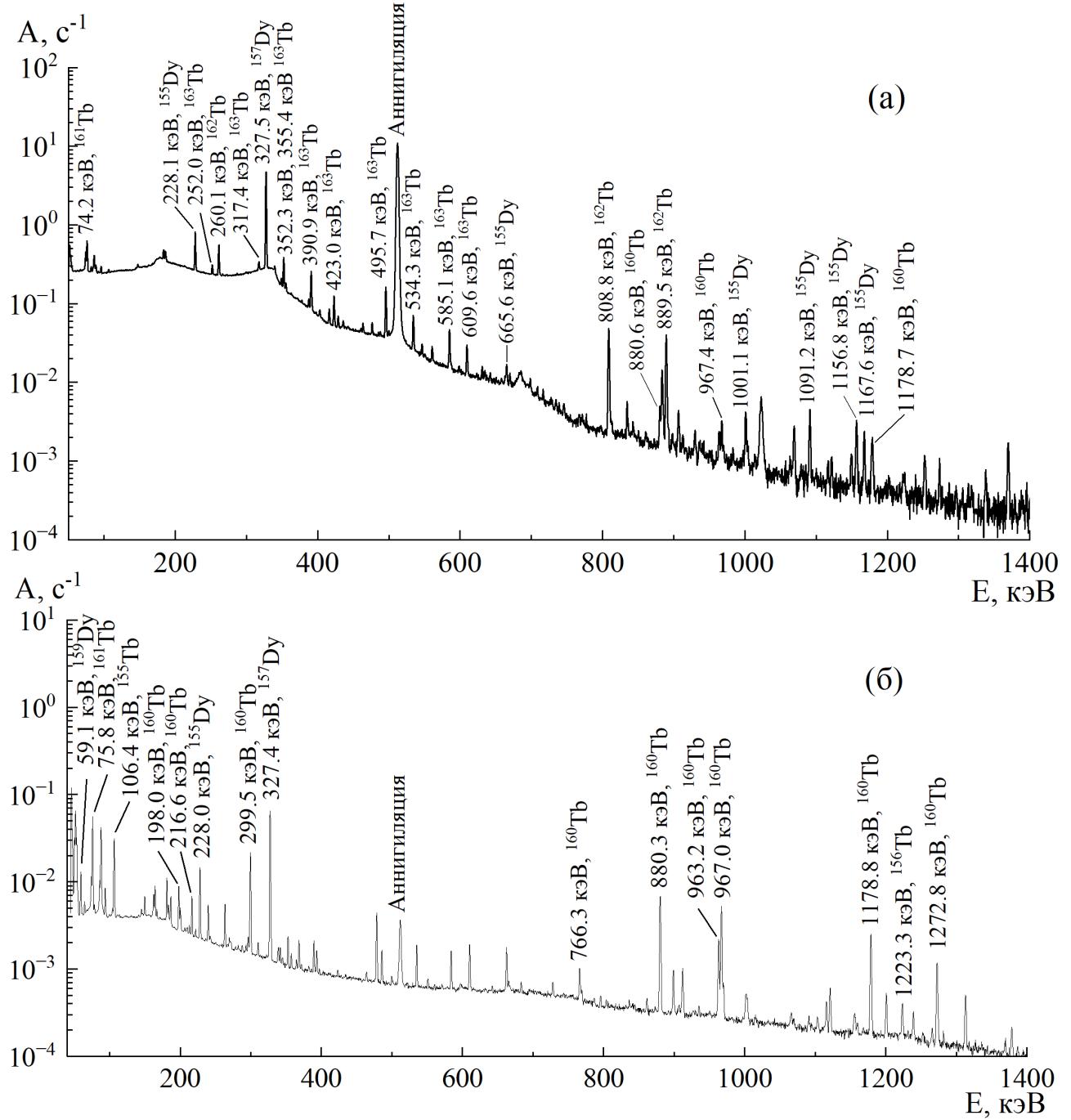


Рисунок 3.4 – Спектры активности, наведенной в облученных образцах из диспрозия естественного изотопного состава, через 7 минут (а) и 23 часа (б) после окончания облучения. Длительность измерений составляла 18 часов 14 минут и 21 день соответственно

лении выхода образования данного изотопа. Абсолютные выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия, полученные при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ, также представлены в таблице 9.

Таблица 9 – Данные об изотопах диспрозия и тербия, полученных в результате фотоядерных реакций, и абсолютные экспериментальные выходы этих реакций

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{экп}}$, 1/e
^{155}Dy	9.92 ч	184.56 (3.39), 226.92 (68.7), 664.17 (2.25), 999.68 (2.45), 1155.47 (2.1)	$(8.16 \pm 0.31) \cdot 10^{-9}$
^{157}Dy	8.14 ч	182.42 (1.33), 326.34 (93)	$(6.44 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}$
^{159}Dy	145.3 дн	58.0 (2.27)	$(1.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-6}$
^{155}Tb	5.32 дн	86.55 (32.0), 105.32 (25.1)	$(8.21 \pm 4.34) \cdot 10^{-10}$
^{160}Tb	72.3 дн	298.58 (26.1), 879.38 (30.1), 962.31 (9.81), 966.17 (25.1), 1177.96 (14.9), 1271.87 (7.44)	$(4.94 \pm 0.08) \cdot 10^{-8}$
^{161}Tb	6.9584 дн	74.57 (10.2)	$(7.54 \pm 0.38) \cdot 10^{-8}$
^{162}Tb	7.60 мин	260.05 (80.0), 807.53 (42.8), 882.32 (13.4), 888.20 (38.7)	$(4.20 \pm 0.25) \cdot 10^{-8}$
^{163}Tb	19.5 мин	250.8 (6.7), 316.4 (8.3), 347.8 (6.2), 351.2 (26.0), 354.3 (4.6), 386.3 (4.5), 389.8 (24.0), 401.9 (2.5), 415.0 (5.4), 421.9 (11.5), 427.6 (3.5), 475.4 (2.9), 494.5 (22.5), 507.5 (4.6), 533.0 (9.5), 559.5 (2.0), 583.9 (7.0), 608.3 (3.7)	$(3.18 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}$

Экспериментально фотоядерные реакции на изотопах диспрозия были исследованы в работах [93–96]. Авторами работы [93] впервые представлены измерения сечений фотонейтронных реакций (γ , n) для изотопов $^{162,163}\text{Dy}$ в области энергий γ -квантов от порога нейтронной эмиссии (\sim 6.3–8.2 МэВ) до \sim 13 МэВ. Обогащённые мишени из оксидов диспрозия ($^{162,163}\text{Dy}_2\text{O}_3$) с поверхностными плотностями 1.94 и 2.21 г/см² облучались в лаборатории NewSUBARU (Япония) пучком квазимохроматических γ -квантов, полученных методом лазерного комптоновского рассеяния. Пучки релятивистских электронов (600–900 МэВ) сталкивались с лазерными фотонами (1064 нм), что позволяло формировать интенсивное γ -излучение с плавно перестраиваемой энергией. Полученные в ре-

акциях (γ , n) нейтроны регистрировались высокоеффективным 4π -детектором на основе двадцати ^3He -счётчиков в полиэтиленовом замедлителе. Энергетический профиль каждого γ -пучка измерялся сцинтилляционным детектором на основе кристалла LaBr_3Ce и моделировался в GEANT4, а его интенсивность контролировалась детектором NaI. Истинное сечение $\sigma(E_\gamma)$ было восстановлено из набора «свёрнутых» измерений с помощью решения обратной задачи с применением итерационного метода и сглаживания.

Сравнение сечений фотонейтронных реакций $^{162}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{161}\text{Dy}$ и $^{163}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{162}\text{Dy}$, полученных в работе [93], с расчётомами, выполненными на основе КМФР и по программе TALYS 2.0, представлено на рисунке 3.5. Анализ рисунка 3.5 показывает, что экспериментальные данные даже для фотонейтронных реакций на стабильных ядрах диспрозия не могут быть однозначно описаны с помощью теоретических моделей.

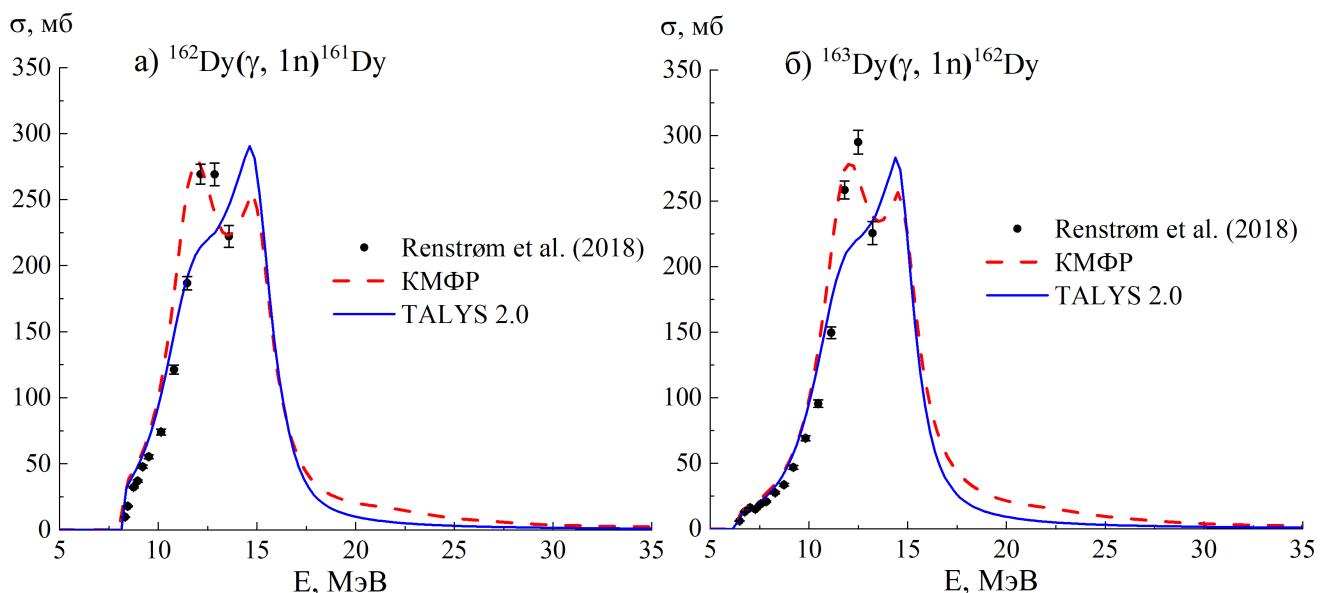


Рисунок 3.5 – Сравнение сечений фотонейтронных реакций $^{162}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{161}\text{Dy}$ (а) и $^{163}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{162}\text{Dy}$ (б), полученных в работе [93], с расчётомами, выполненными на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

В работе [94] фотонейтронные реакции на изотопах ^{156}Dy и ^{158}Dy были изучены с помощью активационной методики на медицинском линейном ускорителе ELEKTA SL с максимальной номинальной энергией электронов 15 МэВ, расположенном в отделении лучевой терапии Университетской больницы в Фессалии (Греция). Тормозное излучение создавалось с помощью толстой вольфрамовой мишени. Средние эффективные сечения фотонейтронных реакций

$^{156}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{155}\text{Dy}$ и $^{158}\text{Dy}(\gamma, 1n)^{157}\text{Dy}$ были рассчитаны в энергетическом диапазоне от порога соответствующих реакций до 14 МэВ.

Средние сечения реакций $^{nat}\text{Dy}(\gamma, xn)^{159,157,155}\text{Dy}$, взвешенные по потоку, были измерены в работе [95] с помощью активационной γ -спектрометрии при конечных энергиях тормозного излучения 12, 14, 16, 65 и 75 МэВ на двух разных установках. Для верхних энергий тормозного излучения 12, 14 и 16 МэВ была проведена серия экспериментов с использованием электронного линейного ускорителя с высокой яркостью и низкой эмиссией ELBE в Центре имени Гельмгольца Дрезден-Розендорф (Германия) с максимальной энергией 20 МэВ. Поток тормозных γ -квантов генерировался путем удара электронного пучка о твердотельный графитный поглотитель. В экспериментах использовались металлические мишени из природной смеси изотопов диспрозия, размеры которых составляли $1\text{ см} \times 0.7\text{-}0.8\text{ см}$, а массы 200.8, 194.3 и 168.5 мг. Вторая серия экспериментов при конечных энергиях тормозного излучения 65 и 75 МэВ была проведена с помощью электронного линейного ускорителя на 100 МэВ в ускорительной лаборатории г. Пхохан (Южная Корея). Тормозное излучение создавалось с помощью воздействия электронного пучка на вольфрамовую металлическую фольгу толщиной 0.1 мм размером $10.0 \times 10.0\text{ см}$. Для экспериментов при энергиях 65 и 75 МэВ использовались две различные металлические фольги из диспрозия натурального изотопного состава, размерами $1.0 \times 1.0\text{ см}$ и массой 140.0 и 127.5 мг, обернутые алюминиевой фольгой толщиной 0.025 мм.

В работе [96] с помощью импульсного разрезного микротрона РМ-55 НИИЯФ МГУ были экспериментально исследованы радиохимические выходы и активности $^{155,157}\text{Dy}$ и $^{155,160,161,163}\text{Tb}$. Для генерации тормозного излучения применялась вольфрамовая мишень толщиной 2.1 мм. В качестве исследуемого образца использовалась мишень натурального изотопного состава, представлявшая собой таблетку из оксида диспрозия. Облучение мишени проводилось при среднем токе 139 нА в течение 6.9 часа.

Эксперименты, описанные в работах [94–96], выполнены в различной геометрии с использованием тормозных спектров различной формы, поэтому для сравнения данных между собой и с расчётами в рамках КМФР и по программе TALYS использовались выходы, нормированные на выход изотопа ^{155}Dy :

$$Y_{\text{отн}} = \frac{Y_k(E^m)}{Y_{^{155}\text{Dy}}(E^m)} \quad (3.1)$$

где $Y_k(E^m)$ и $Y_{^{155}Dy}(E^m)$ - выходы реакций на естественной смеси изотопов диспрозия, приводящих к образованию исследуемого изотопа и ^{155}Dy соответственно.

Сравнение относительных выходов фотоядерных реакций, полученных в данной работе и работах [94–96], с расчётами в рамках КМФР с учётом многонуклонных реакций с помощью программы TALYS представлено в таблице 10. Выходы реакций с вылетом 4 и более нейтронов рассчитывались по программе TALYS 1.9.

Таблица 10 – Сравнение относительных экспериментальных выходов фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия, полученных в настоящей работе и работах [94–96], с теоретическими расчётами. Данные нормированы на выход образования ^{155}Dy на естественной смеси изотопов диспрозия

Изотоп	E, МэВ	$Y_{\text{отн}}$	$Y_{\text{отн эксп}}$	$Y_{\text{КМФР+TALYS}}$
^{157}Dy	12	1.85 ± 0.23 [95]	-	2.2
	14	1.98 ± 0.78 [94] 1.42 ± 0.15 [95]	-	1.9
	16	1.88 ± 0.19 [95]	-	1.81
	55	8.06 ± 1.53 [96]	7.89 ± 0.41	7.47
	65	6.39 ± 1.09 [95]	-	5.18
	75	5.40 ± 1.12 [95]	-	3.6
^{159}Dy	55	-	139.93 ± 11.09	112.8
	65	60.20 ± 12.57 [95]	-	57.64
	75	42.96 ± 8.87 [95]	-	34.93
^{160}Tb	55	7.18 ± 1.38 [96]	6.06 ± 0.25	5.43
^{161}Tb	55	9.56 ± 1.74 [96]	9.25 ± 0.59	6.57
^{162}Tb	55	-	5.14 ± 0.36	5.12
^{163}Tb	55	2.84 ± 0.63 [96]	3.89 ± 0.30	4.02

Для большинства изотопов относительные выходы, полученные в настоящей работе, согласуются с данными из статьи [96] и теоретическими расчётами. Расхождения для ^{159}Dy и ^{161}Tb могут быть связаны с тем, что идентификация обоих изотопов проводилась по низкоэнергетическим γ -линиям (58 кэВ и 74.6 кэВ соответственно), что затрудняет точный учёт эффективности детектора и фона. Для ^{159}Dy дополнительную неопределённость вносит недостаточная статистика

из-за малого времени измерения спектров по сравнению с периодом его полу-распада.

На основе измеренных выходов фотоядерных реакций были рассчитаны сечения на эквивалентный квант. Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант, полученных в настоящей работе, с результатами расчётов с помощью КМФР и программного кода TALYS 2.0 представлено в таблице 11.

Таблица 11 – Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия с расчётами на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}$, мб	$\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}$, мб	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}$, мб
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in})^{155}\text{Dy} = 0.00056 \cdot ^{156}\text{Dy}(\gamma, 1n) + 0.00095 \cdot ^{158}\text{Dy}(\gamma, 3n) + 0.02329 \cdot ^{160}\text{Dy}(\gamma, 5n)$	9.44 25.47 40.87	0.051 ± 0.002	0.103 0.097 0.004 0.002	0.112 0.091 0.007 0.01
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in})^{157}\text{Dy} = 0.00095 \cdot ^{158}\text{Dy}(\gamma, 1n) + 0.02329 \cdot ^{160}\text{Dy}(\gamma, 3n) + 0.18889 \cdot ^{161}\text{Dy}(\gamma, 4n) + 0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 5n)$	9.05 24.46 30.92 39.11	0.400 ± 0.014	0.786 0.170 0.122 0.363 0.131	1.164 0.162 0.196 0.611 0.180
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in})^{159}\text{Dy} = 0.02329 \cdot ^{160}\text{Dy}(\gamma, 1n) + 0.18889 \cdot ^{161}\text{Dy}(\gamma, 2n) + 0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 3n) + 0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 4n) + 0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 5n)$	8.58 15.03 23.23 29.5 37.16	7.09 ± 0.49	15.94 4.12 9.36 1.64 0.55 0.27	19.21 3.89 11.57 2.5 0.32 0.32
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in}1p)^{155}\text{Tb} = 0.00056 \cdot ^{156}\text{Dy}(\gamma, 1p) + 0.00095 \cdot ^{158}\text{Dy}(\gamma, 2n1p)$	6.57 22.59	$(5.10 \pm 2.69) \cdot 10^{-3}$	$2.96 \cdot 10^{-3}$ $2.65 \cdot 10^{-3}$ $0.32 \cdot 10^{-3}$	$0.87 \cdot 10^{-3}$ $0.36 \cdot 10^{-3}$ $0.22 \cdot 10^{-3}$
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in}1p)^{160}\text{Tb} = 0.18889 \cdot ^{161}\text{Dy}(\gamma, 1p) + 0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 1n1p) + 0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 2n1p) + 0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 3n1p)$	7.51 15.70 21.98 29.63	0.307 ± 0.005	0.715 0.500 0.143 0.057 0.015	0.195 0.052 0.087 0.042 0.014

Продолжение таблицы 11

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}, \text{мб}$
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in}1\text{p})^{161}\text{Tb} = 0.25475 \cdot ^{162}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) + 0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n}1\text{p}) + 0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 2\text{n}1\text{p})$	8.01 14.28 21.94	0.469 ± 0.024	0.877 0.625 0.187 0.065	0.217 0.065 0.105 0.047
$^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in}1\text{p})^{162}\text{Tb} = 0.24896 \cdot ^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) + 0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n}1\text{p})$	7.99 15.65	0.261 ± 0.015	0.701 0.570 0.131	0.161 0.064 0.097
$0.2826 \cdot ^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p})^{163}\text{Tb}$	8.06	0.197 ± 0.013	0.556	0.051

Из данных таблицы 11 следует, что при оценке образования ^{155}Dy , ^{157}Dy и ^{159}Dy необходимо учитывать вклад многонуклонных реакций, так как стабильные изотопы ^{156}Dy , ^{158}Dy и ^{160}Dy имеют довольно низкое процентное содержание в естественной смеси. Фотопротонные реакции на естественной смеси изотопов диспрозия, где доминирующим является вклад $(\gamma, 1\text{p})$, лучше описываются с помощью КМФР. Завышение сечений фотопротонных реакций в КМФР может быть связано с переоценкой вклада изоспиновой компоненты $T_<$.

В таблице 12 представлены сечения на эквивалентный квант, рассчитанные на основе КМФР, для основных фотопротонных реакций, приводящих к образованию изотопов тербия, и вклады различных процессов в эти сечения.

Анализ данных, представленных в таблице 12, позволяет сделать вывод, что основной вклад в сечения фотопротонных реакций вносит изоспиновая компонента $T_<$, составляя более половины полного сечения. Существенную роль, сравнимую или в ряде случаев даже превышающую вклад компоненты $T_>$, играет изовекторный квадрупольный резонанс, доля которого в реакциях с испусканием одного протона достигает 15–20%. Также необходимым элементом модельного описания фотопротонных реакций является обертон ГДР, вносящий стабильный вклад порядка 5–7% в полное сечение. Влияние квазидейtronного механизма фотопоглощения зависит от множественности реакции. В каналах с испусканием только одного протона доля данного механизма является незначительной. В многонуклонных реакциях наблюдается резкий рост вклада квазидейtronного механизма по мере увеличения числа вылетающих частиц. Например, для изотопа

Таблица 12 – Рассчитанные на основе КМФР сечения фотопротонных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия и вклады изоспиновых компонент ГДР ($T_<$, $T_>$), квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейtronного механизма фотопоглощения

Реакция	σ_q^{prod} , мб					
	Полное	$T_<$	$T_>$	КР	ГДР2	КД
${}^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in1p}) {}^{155}\text{Tb} =$	$2.96 \cdot 10^{-3}$	$1.51 \cdot 10^{-3}$	$0.87 \cdot 10^{-3}$	$0.29 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$
$\eta_{158} \cdot {}^{156}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	$2.66 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$0.81 \cdot 10^{-3}$	$0.28 \cdot 10^{-3}$	$0.8 \cdot 10^{-4}$	$0.4 \cdot 10^{-4}$
$\eta_{158} \cdot {}^{158}\text{Dy}(\gamma, 2\text{n1p}) +$	$0.31 \cdot 10^{-3}$	$0.06 \cdot 10^{-3}$	$0.06 \cdot 10^{-3}$	$0.01 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
$\eta_{160} \cdot {}^{160}\text{Dy}(\gamma, 3\text{n1p})$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-8}$
${}^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in1p}) {}^{160}\text{Tb} =$	0.715	0.396	0.106	0.097	0.043	0.073
$\eta_{161} \cdot {}^{161}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	0.500	0.342	0.058	0.075	0.020	0.005
$\eta_{162} \cdot {}^{162}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n1p}) +$	0.143	0.039	0.038	0.019	0.017	0.030
$\eta_{163} \cdot {}^{163}\text{Dy}(\gamma, 2\text{n1p}) +$	0.057	0.012	0.008	0.003	0.005	0.030
$\eta_{164} \cdot {}^{164}\text{Dy}(\gamma, 3\text{n1p})$	0.015	0.003	0.003	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	0.008
${}^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in1p}) {}^{161}\text{Tb} =$	0.877	0.510	0.117	0.121	0.054	0.075
$\eta_{162} \cdot {}^{162}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	0.625	0.432	0.066	0.091	0.028	0.008
$\eta_{163} \cdot {}^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n1p}) +$	0.187	0.064	0.043	0.026	0.020	0.034
$\eta_{164} \cdot {}^{164}\text{Dy}(\gamma, 2\text{n1p})$	0.065	0.014	0.008	0.003	0.006	0.033
${}^{nat}\text{Dy}(\gamma, \text{in1p}) {}^{162}\text{Tb} =$	0.701	0.445	0.071	0.109	0.042	0.034
$\eta_{163} \cdot {}^{163}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) +$	0.570	0.401	0.048	0.090	0.025	0.006
$\eta_{164} \cdot {}^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{n1p})$	0.131	0.044	0.023	0.019	0.017	0.028
$\eta_{164} \cdot {}^{164}\text{Dy}(\gamma, 1\text{p}) {}^{163}\text{Tb}$	0.556	0.403	0.038	0.082	0.027	0.006

${}^{163}\text{Dy}$ вклад этого механизма увеличивается с $\sim 1\%$ для канала $(\gamma, 1\text{p})$ до $\sim 20\%$ в реакции $(\gamma, 1\text{n1p})$ и становится преобладающим, превышая 50% для канала $(\gamma, 2\text{n1p})$. Данный факт показывает, что по мере увеличения множественности доминирующим механизмом становится прямое выбивание нуклонов.

На рисунке 3.6 показаны сечения основных фотопротонных реакций на стабильных изотопах диспрозия, вычисленные на основе КМФР, а также вклады изоспинового расщепления ГДР, квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейtronного механизма фотопоглощения в данные сечения. Видно, что корректное описание фотопротонных реакций на изотопах диспрозия требует учёта не только изоспинового расщепления ГДР, но и квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейtronного механизма фотопоглощения.

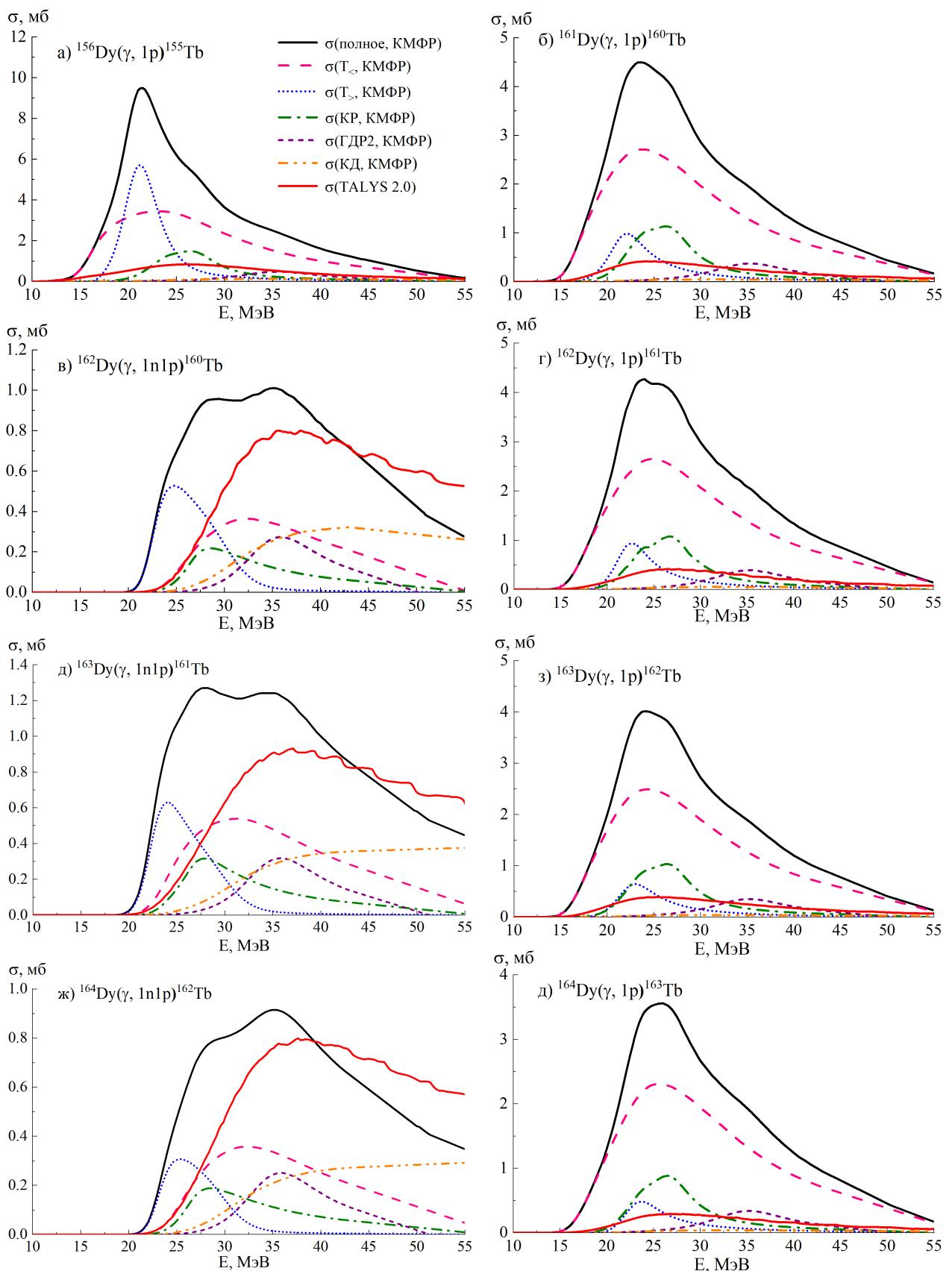


Рисунок 3.6 – Сечения основных фотопротонных реакций на стабильных изотопах диспрозия, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию

3.3. Фотоядерные реакции на изотопах палладия

3.3.1. Выходы и сечения на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на изотопах палладия

Палладий имеет 6 стабильных изотопов ^{102}Pd ($\eta_{102}=1.02\%$), ^{104}Pd ($\eta_{104}=11.14\%$), ^{105}Pd ($\eta_{105}=22.33\%$), ^{106}Pd ($\eta_{106}=27.33\%$), ^{108}Pd ($\eta_{108}=26.46\%$), ^{110}Pd ($\eta_{110}=11.72\%$). Исследование фотоядерных реакций на этих изотопах проводилось на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РМ-55 НИИЯФ МГУ, который генерировался в вольфрамовой мишени толщиной 0.2 мм [32, 33]. В качестве исследуемого образца использовалась металлическая мишень из естественной смеси изотопов палладия размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ и толщиной 0.399 г/см^2 . Длительность облучения составляла 66 минут. За исследуемой мишенью для контроля параметров облучения располагался медный монитор с поверхностной плотностью 97 мг/см^2 . На рисунке 3.7 представлены спектры остаточной активности облучённой палладиевой мишени через 2.5 минуты, через 10 минут и через 3 дня. Продолжительность измерений спектров составляла 5 минут, 1 час и 20 часов соответственно. Суммарное время измерений составило 780 часов. Малое время переноса облучённой мишени позволило идентифицировать в спектрах остаточной активности короткоживущие изотопы палладия и родия. При расчёте выходов основных состояний для изотопов палладия и родия, имеющих долгоживущие метастабильные состояния, учитывались не только фотоядерные реакции, но и возможность распада метастабильного состояния на основное. Полученные абсолютные выходы фотопротонных и фотонейтронных реакций на естественной смеси изотопов палладия представлены в таблице 13.

Ранее фотоядерные реакции на изотопах палладия изучались в экспериментах на фотонах от аннигиляции позитронов на лету [97], от обратного комптоновского рассеяния [98] и на тормозных фотонах [99–109]. На квазимоноэнергетических пучках гамма-квантов в области энергий 8–30 МэВ были измерены парциальные сечения реакций $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, np)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на естественной смеси изотопов палладия [97]. В экспериментах на пучке моноэнергетических γ -квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния на ускорителе TERAS (Tsukuba Electron Ring for Accelerating and Storage), были изучены реакции $(\gamma, 1n)$ на изотопах $^{105,106,108}\text{Pd}$ в области энергий от порога реакций до 13.74 МэВ [98].

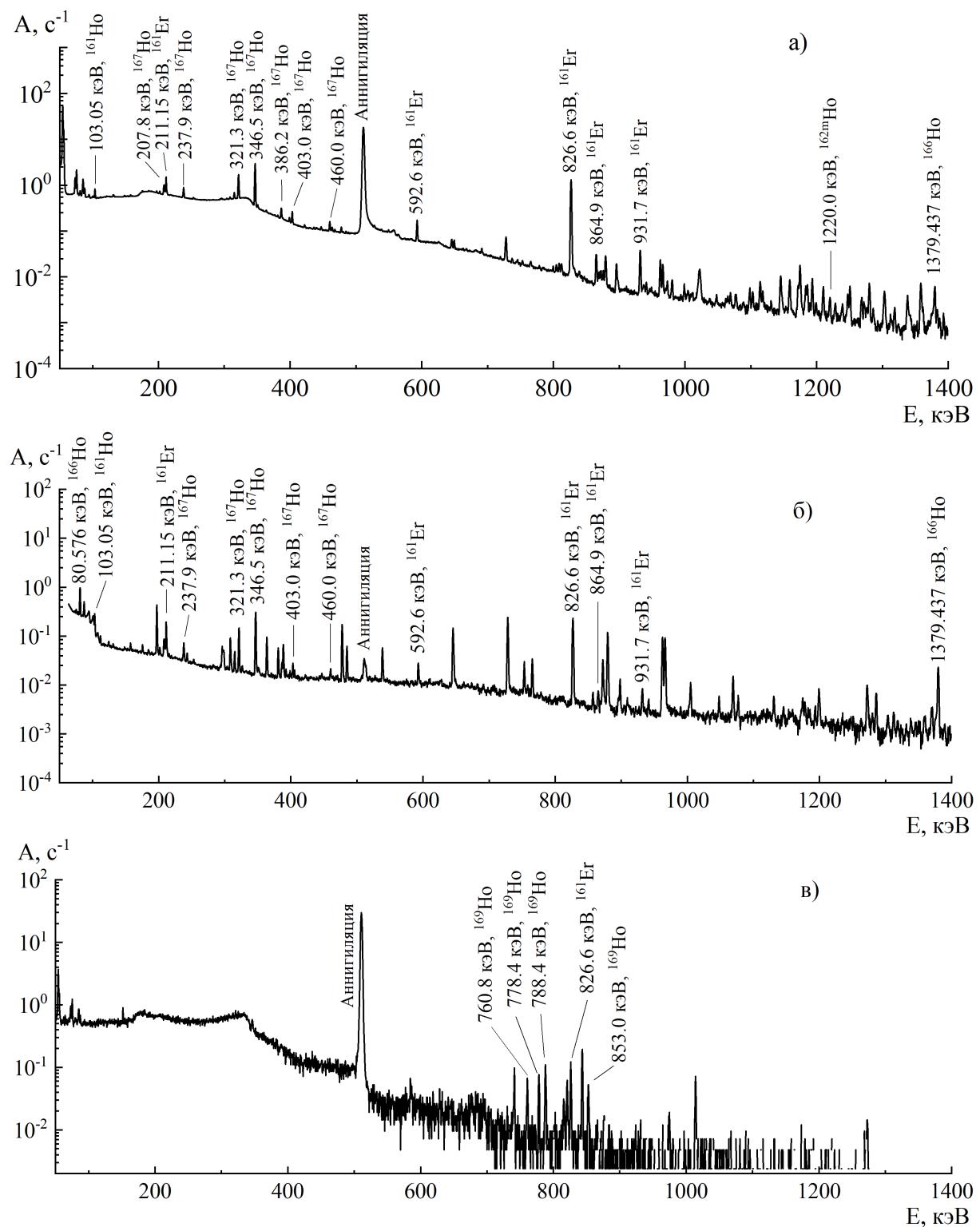


Рисунок 3.7 – Спектры остаточной активности облученного образца из природной смеси изотопов палладия через 2.5 минуты (а), 10 минут (б) и 3 дня (в) после окончания облучения

Таблица 13 – Данные об изотопах палладия и родия, полученных в результате фотоядерных реакций, и абсолютные экспериментальные выходы этих реакций

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{эксп}}$, 1/е
^{109g}Pd	13.59 ч	88.0 (3.67), 311.4 (0.03), 647.3 (0.026), 781.4 (0.012)	$(1.30 \pm 0.13) \cdot 10^{-6}$
^{109m}Pd	4.703 мин	188.9 (56)	$(9.67 \pm 0.38) \cdot 10^{-8}$
^{103}Pd	16.991 дн	357.47 (0.022)	$(2.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$
^{101}Pd	8.47 ч	269.67 (6.4), 296.29 (19), 565.98 (3.44), 590.44 (12.1), 723.75 (1.96), 1202.04 (1.52), 1289.04 (2.28)	$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$
^{100}Pd	3.63 дн	74.78 (48), 84.02 (52), 126.05 (7.8), 158.87 (1.66)	$(2.27 \pm 0.17) \cdot 10^{-8}$
^{99}Pd	21.4 мин	136 (73)	$(9.13 \pm 0.40) \cdot 10^{-10}$
^{109}Rh	80.8 с	113.4 (5.7), 178.0 (7.6), 249.2 (5.8), 291.4 (7.4), 326.9 (54), 426.1 (7.7)	$(4.19 \pm 0.25) \cdot 10^{-8}$
^{108m}Rh	6.0 мин	404.3 (26), 434.2 (87.7), 497.4 (19.3), 581.1 (60), 901.3 (28), 947.5 (49)	$(1.42 \pm 0.07) \cdot 10^{-9}$
^{107}Rh	21.7 мин	302.77 (66), 312.21 (4.8), 321.84 (2.26), 348.21 (2.27), 367.31 (1.91), 392.47 (8.8), 670.05 (2.22)	$(1.08 \pm 0.09) \cdot 10^{-7}$
^{106m}Rh	131 мин	406.17 (11.6), 429.64 (13.3), 616.17 (20.2), 717.24 (28.9), 748.44 (19.3), 804.34 (13), 825.0 (13.6), 1046.7 (30.4), 1127.7 (13.7), 1529.4 (17.5)	$(6.91 \pm 0.66) \cdot 10^{-9}$
^{105g}Rh	35.341 ч	280.4 (0.17), 306.25 (5.1), 319.1 (19)	$(1.24 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$
^{105m}Rh	42.8 с	129.78 (20)	$(3.51 \pm 0.43) \cdot 10^{-8}$
^{104g}Rh	42.3 с	555.8 (2)	$(4.29 \pm 2.23) \cdot 10^{-7}$

Продолжение таблицы 13

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{эксп}}$, 1/e
^{104m}Rh	4.34 мин	77.55 (2.08), 97.1 (3), 555.8 (0.13)	$(4.78 \pm 0.64) \cdot 10^{-8}$
^{102g}Rh	207.3 дн	468.6 (2.9), 475.06 (46), 628.05 (4.5)	$(2.92 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$
^{102m}Rh	2.9 лет	475.06 (95), 631.3 (56), 697.5 (44), 766.8 (34), 1046.6 (34), 1112.8 (19)	$(1.12 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}$
^{101g}Rh	3.3 лет	127.23 (68), 197.99 (73)	$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}$
^{101m}Rh	4.34 дн	306.86 (81), 545.12 (4.27)	$(1.79 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$
$^{100g+m}\text{Rh}$	20.5 ч	539.5 (80.6), 822.65 (21.09), 1107.2 (13.6), 1362.2 (15.4), 1553.4 (20.7), 2375.9 (32.6)	$(4.79 \pm 0.67) \cdot 10^{-9}$
^{99g}Rh	16.1 дн	89.65 (33.4), 353.05 (34.6), 528.24 (38)	$(5.97 \pm 0.41) \cdot 10^{-10}$
^{99m}Rh	4.7 ч	340.71 (70), 617.8 (12), 1261.2 (11)	$(1.06 \pm 0.07) \cdot 10^{-9}$

На пучке тормозного излучения бетатрона методом прямой регистрации нейтронов от порога до 24.5 МэВ было измерено сечение $^{108}\text{Pd}(\gamma, xn)$. Сечения реакций $^{108}\text{Pd}(\gamma, p)$ и $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)$ были получены активационным методом [99]. На основе этих данных с использованием статистической модели испарения впервые было получено сечение реакции $^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n)$.

Относительные выходы фотоядерных реакций, нормированные на выход реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109}\text{Pd}$, были измерены в диссертационной работе [100] с использованием тормозного γ -излучения с граничными энергиями 29.1 и 55 МэВ, полученного на микротронах РТМ-70 и РМ-55 НИИЯФ МГУ. В остальных работах были измерены изомерные отношения для изотопов палладия и родия. Сравнение относительных выходов, полученных в настоящей работе, с результатами работы [100] и расчётами в рамках КМФР представлено в статье [32]. С учётом систематических и статистических погрешностей экспериментов и приближений, используемых в КМФР, наблюдается удовлетворительное согласие данных.

Кроме выходов фотонуклонных реакций, были также рассчитаны сечения на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия. Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотонуклонных реакций с расчётом на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 представлено в таблице 14.

Таблица 14 – Сравнение экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия $\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}$ с теоретическими расчёты, выполненными на основе КМФР $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}$ и программного кода TALYS 2.0 $\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}$

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}, \text{ мб}$	$\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}, \text{ мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}, \text{ мб}$
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n) ^{109m}\text{Pd}$	8.99	0.656 ± 0.026		0.58
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n) ^{109g}\text{Pd}$	8.80	8.34 ± 0.84		8.56
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, n) ^{109m+g}\text{Pd}$	8.80	9.00 ± 0.84	9.71	9.14
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) ^{103}\text{Pd}=$		14.1 ± 0.7	15.40	17.82
$0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)+$	9.98		10.21	10.44
$0.2233 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n)+$	17.08		4.39	6.11
$0.2733 \cdot ^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	26.64		0.80	1.21
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) ^{101}\text{Pd}=$		0.933 ± 0.049	1.264	1.495
$0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)+$	10.57		0.895	0.945
$0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)+$	28.18		0.218	0.356
$0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	35.27		0.152	0.179
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) ^{100}\text{Pd}=$		0.154 ± 0.011	0.152	0.223
$0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)+$	18.85		0.091	0.158
$0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n)+$	36.45		0.050	0.055
$0.2733 \cdot ^{105}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	43.55		0.011	0.009
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in) ^{99}\text{Pd}=$		$(6.19 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$	$9.11 \cdot 10^{-3}$	$12.01 \cdot 10^{-3}$
$0.0102 \cdot ^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)+$	29.96		$8.72 \cdot 10^{-3}$	$11.44 \cdot 10^{-3}$
$0.1114 \cdot ^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	47.57		$0.39 \cdot 10^{-3}$	$0.57 \cdot 10^{-3}$
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 1p) ^{109}\text{Rh}$	10.62	0.284 ± 0.017	0.334	0.027
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, np) ^{108m}\text{Rh}$	18.66	$(9.63 \pm 0.49) \cdot 10^{-3}$		$12.02 \cdot 10^{-3}$
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, in1p) ^{107}\text{Rh}=$		0.732 ± 0.062	1.069	0.138
$0.2646 \cdot ^{108}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$	9.95		1.032	0.116
$0.1172 \cdot ^{110}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	24.90		0.037	0.022

Продолжение таблицы 14

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп.}}^{prod}, \text{ мб}$	$\sigma_{q \text{ КМФР.}}^{prod}, \text{ мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS.}}^{prod}, \text{ мб}$
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{106m}\text{Rh}=$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.1172. $^{110}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	18.66 33.61	0.047 ± 0.04		0.052 0.049 0.003
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{105m}\text{Rh}=$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	9.48 25.24	0.238 ± 0.029		0.078 0.056 0.022
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{105g}\text{Rh}=$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	9.35 25.11	0.840 ± 0.051		0.144 0.083 0.060
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{105m+g}\text{Rh}=$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)$	9.35 25.11	1.078 ± 0.042	1.618 1.523 0.094	0.222 0.138 0.082
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{104m}\text{Rh}=$ 0.2233. $^{105}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	8.88 18.44 34.20	0.324 ± 0.043		0.114 0.054 0.050 0.010
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{104g}\text{Rh}=$ 0.2233. $^{105}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	8.75 18.31 34.07	2.91 ± 1.51		0.192 0.101 0.079 0.012
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{104g+m}\text{Rh}=$ 0.2233. $^{105}\text{Pd}(\gamma, 1p)+$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.2646. $^{108}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	8.75 18.31 34.07	3.23 ± 1.51	1.79 1.48 0.285 0.024	0.306 0.154 0.129 0.022
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{102m}\text{Rh}=$ 0.1114. $^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.2233. $^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)+$ 0.2733. $^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n1p)$	18.11 25.21 34.77	0.076 ± 0.015		0.073 0.020 0.042 0.011
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{102g}\text{Rh}$ 0.1114. $^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)+$ 0.2233. $^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)+$	17.97 25.07	0.198 ± 0.019		0.209 0.100 0.084

Продолжение таблицы 14

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{prod}, \text{ мб}$	$\sigma_q^{prod} \text{ КМФР, мб}$	$\sigma_q^{prod} \text{ TALYS, мб}$
0.2733. ¹⁰⁶ Pd(γ , 3n1p)	34.63			0.025
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{102g+m} Rh=		0.274 ± 0.024	0.350	0.282
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 1n1p)+	17.97		0.184	0.120
0.2233. ¹⁰⁵ Pd(γ , 2n1p)+	25.07		0.127	0.125
0.2733. ¹⁰⁶ Pd(γ , 3n1p)	34.63		0.039	0.036
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{101m} Rh=		0.122 ± 0.019		0.122
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 1p)	7.97			0.018
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 2n1p)	25.58			0.057
0.2233. ¹⁰⁵ Pd(γ , 3n1p)	32.67			0.045
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{101g} Rh=		0.099 ± 0.008		0.097
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 1p)	7.81			0.036
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 2n1p)	25.42			0.038
0.2233. ¹⁰⁵ Pd(γ , 3n1p)	32.51			0.022
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{101g+m} Rh=		0.221 ± 0.020	0.297	0.219
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 1p)	7.81		0.150	0.054
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 2n1p)	25.42		0.088	0.095
0.2233. ¹⁰⁵ Pd(γ , 3n1p)	32.51		0.060	0.067
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{100g+m} Rh=		0.0337 ± 0.0046	0.0675	0.072
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 1n1p)+	17.70		0.0368	0.038
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 3n1p)	35.31		0.0288	0.031
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{99m} Rh=		0.0072 ± 0.0005		0.013
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 2n1p)+	25.89			0.012
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 4n1p)	43.50			0.001
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{99g} Rh=		0.0040 ± 0.0003		0.009
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 2n1p)+	25.78			0.009
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 4n1p)	43.39			5·10 ⁻⁴
^{nat} Pd(γ , in1p) ^{99g+m} Rh=		0.0112 ± 0.0006	0.0142	0.022
0.0102. ¹⁰² Pd(γ , 2n1p)+	25.78		0.0136	0.021
0.1114. ¹⁰⁴ Pd(γ , 4n1p)	43.39		0.0006	0.001

Исходя из данных таблицы 14, сечение канала $^{110}\text{Pd}(\gamma, \text{n})^{109}\text{Pd}$ находится в хорошем согласии с расчётами, выполненными на основе обеих теоретических моделей. Для образования долгоживущих изотопов ^{100}Pd и ^{103}Pd экспериментальные значения лучше описываются в рамках КМФР. В случае изотопов ^{99}Pd и ^{101}Pd , образование которых при энергии 55 МэВ происходит преимущественно через многонуклонные каналы, обе модели дают завышенные по сравнению с экспериментом значения, что указывает на сложность точного описания многочастичных процессов.

Для реакций с преимущественным вылетом одного протона расчёты по программе TALYS 2.0 занижены по сравнению с экспериментальными данными. В то же время, расчёты на основе КМФР демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментом для данных каналов, что указывает на необходимость учёта изоспинового расщепления ГДР, изовекторного квадрупольного резонанса и обертона ГДР для корректного описания таких реакций.

В ситуациях, когда доминирующим каналом является $(\gamma, 1n1p)$, экспериментальные сечения в большинстве случаев удовлетворительно согласуются с обеими моделями, иногда показывая лучшее соответствие с TALYS 2.0. Следует отметить, что используемые в работе теоретические модели могут существенно расходиться в оценке относительных вкладов реакций в суммарное сечение на естественной смеси, что иллюстрируется, например, различной картиной образования изотопа ^{102}Rh в рамках КМФР и TALYS 2.0.

Для анализа механизмов фотопротонных реакций на изотопах палладия на рисунках 3.8 и 3.9 приведены сечения этих реакций, вычисленные с помощью КМФР и программного кода TALYS 2.0.

Из рисунков 3.8 и 3.9 видно, что форма сечений реакций $(\gamma, 1p)$ в КМФР определяется компонентами изоспинового расщепления ГДР и вкладом квадрупольного резонанса. Для реакции $(\gamma, 1p)$ на ^{102}Pd сечение, рассчитанное по программе TALYS 2.0, близко к сечению изоспиновой компоненты $T_<$ в КМФР. В случае реакций вида $(\gamma, 2n1p)$ существенный вклад в сечения даёт квазидейтронный механизм фотопоглощения, что необходимо учитывать при теоретическом описании многочастичных протонных каналов.

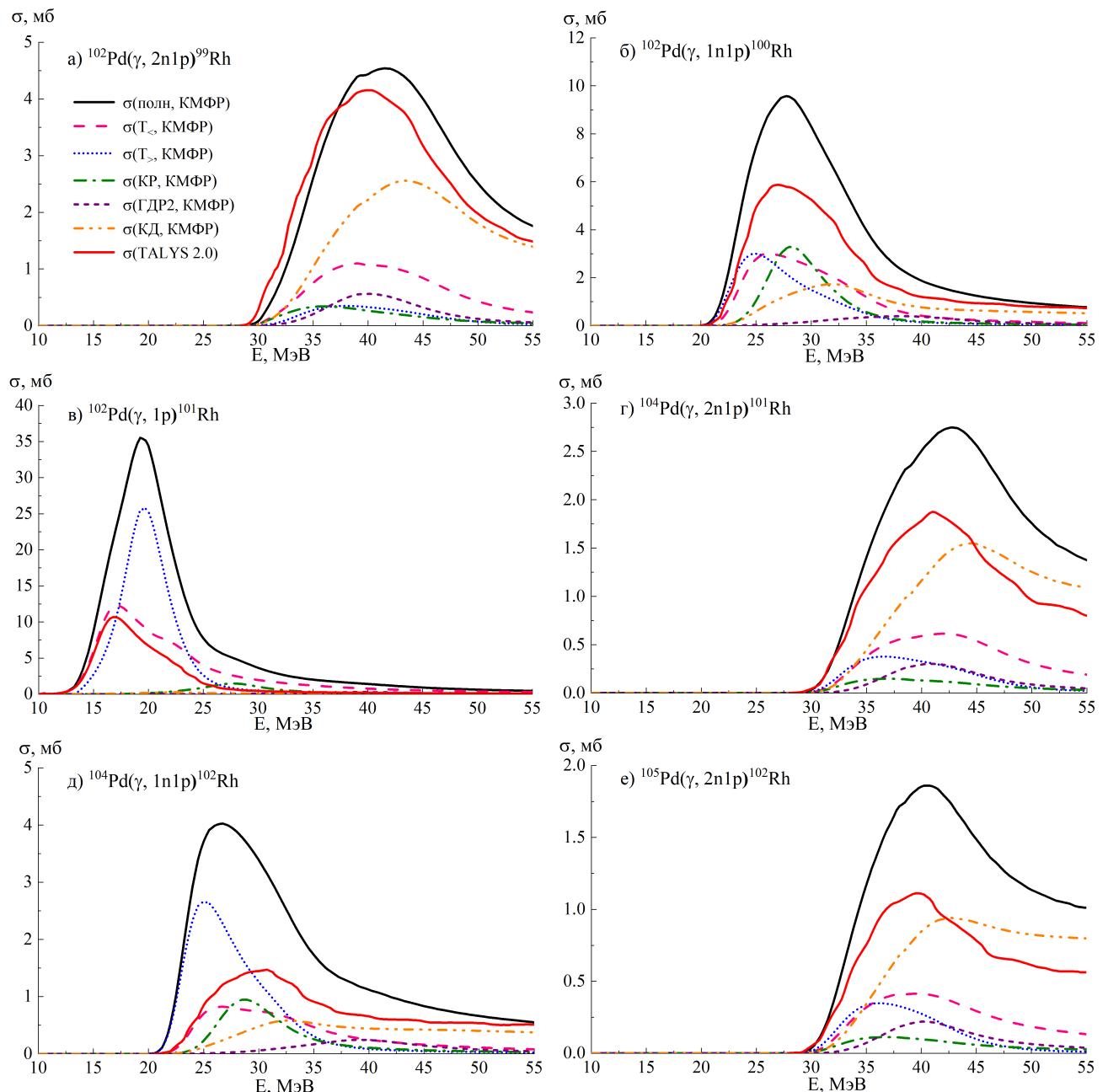


Рисунок 3.8 – Сечения реакций $(\gamma, 1p)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n1p)$ на изотопах $^{102,104,105}\text{Pd}$, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

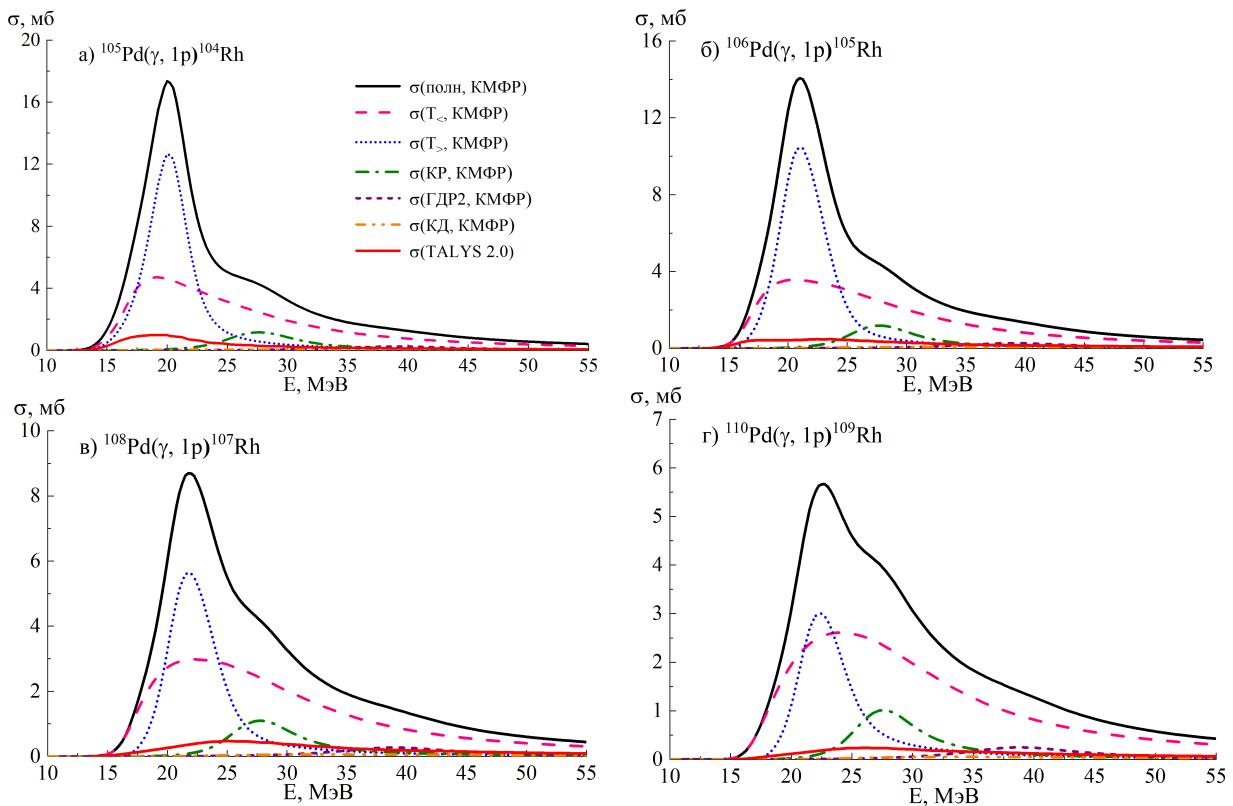


Рисунок 3.9 – Сечения реакций $(\gamma, 1p)$ на изотопах $^{105,106,108,110}\text{Pd}$, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

В таблице 15 представлены сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций с образованием изотопов родия, рассчитанные в рамках КМФР, а также вклады различных процессов в эти сечения. Из таблицы 15 следует, что основной вклад в сечения реакций $(\gamma, 1p)$ вносят изоспиновые компоненты $T_<$ и $T_>$. Роль компоненты $T_<$ возрастает с увеличением массового числа от 40 до 60%, тогда как вклад ветви $T_>$ уменьшается. Для стабильных изотопов от ^{102}Pd до ^{106}Pd компонента $T_>$ превышает $T_<$, в то время как для тяжёлых изотопов палладия ^{108}Pd до ^{110}Pd ситуация становится противоположной. Корректное описание реакции $(\gamma, 1p)$ также требует учёта вклада квадрупольного резонанса, величина которого возрастает от 3 до 10%. Роль квазидейtronного механизма фотопоглощения в реакциях с вылетом одного протона является незначительной (не более 1%). Однако квазидейtronный механизм фотопоглощения становится значимым для многонуклонных реакций вида $(\gamma, 2n1p)$, $(\gamma, 3n1p)$, $(\gamma, 4n1p)$, что объясняется высоким порогом данных реакций.

Таблица 15 – Полные сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на естественной смеси изотопов палладия, рассчитанные на основе КМФР, а также вклады в эти сечения изоспиновых компонент $T_<$ и $T_>$ ГДР, изовекторного квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейтронного механизма фотопоглощения

Реакция	σ_q^{prod} КМФР, мб					
	Полное	$T_<$	$T_>$	КР	ГДР2	КД
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{99}\text{Rh} =$ $\eta_{102}\cdot^{102}\text{Pd}(\gamma, 2\text{n1p})+$ $\eta_{104}\cdot^{104}\text{Pd}(\gamma, 4\text{n1p})$	0.015	$3.39\cdot10^{-3}$	$0.96\cdot10^{-3}$	$0.99\cdot10^{-3}$	$1.27\cdot10^{-3}$	$7.9\cdot10^{-3}$
	0.014	$3.29\cdot10^{-3}$	$0.94\cdot10^{-3}$	$0.98\cdot10^{-3}$	$1.25\cdot10^{-3}$	$7.4\cdot10^{-3}$
	$0.63\cdot10^{-3}$	$0.10\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{-5}$	$0.48\cdot10^{-3}$
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{100}\text{Rh} =$ $\eta_{102}\cdot^{102}\text{Pd}(\gamma, 1\text{n1p})+$ $\eta_{104}\cdot^{104}\text{Pd}(\gamma, 3\text{n1p})+$ $\eta_{105}\cdot^{105}\text{Pd}(\gamma, 4\text{n1p})$	0.069	0.017	0.011	$8.47\cdot10^{-3}$	$2.70\cdot10^{-3}$	0.029
	0.038	0.012	$9.43\cdot10^{-3}$	$7.80\cdot10^{-3}$	$1.46\cdot10^{-3}$	0.007
	0.029	0.005	$1.62\cdot10^{-3}$	$0.64\cdot10^{-3}$	$1.19\cdot10^{-3}$	0.021
	0.002	$0.3\cdot10^{-3}$	$9\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-5}$	$5\cdot10^{-5}$	0.001
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{101}\text{Rh} =$ $\eta_{102}\cdot^{102}\text{Pd}(\gamma, 1\text{p})+$ $\eta_{104}\cdot^{104}\text{Pd}(\gamma, 2\text{n1p})+$ $\eta_{105}\cdot^{105}\text{Pd}(\gamma, 3\text{n1p})+$ $\eta_{106}\cdot^{106}\text{Pd}(\gamma, 4\text{n1p})$	0.305	0.098	0.097	0.011	0.011	0.088
	0.153	0.066	0.080	0.005	0.001	0.001
	0.090	0.020	0.012	0.005	0.007	0.046
	0.060	0.012	0.005	0.001	0.003	0.039
	0.002	$0.31\cdot10^{-3}$	$0.15\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-5}$	$4\cdot10^{-5}$	0.001
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{102}\text{Rh} =$ $\eta_{104}\cdot^{104}\text{Pd}(\gamma, 1\text{n1p})+$ $\eta_{105}\cdot^{105}\text{Pd}(\gamma, 2\text{n1p})+$ $\eta_{106}\cdot^{106}\text{Pd}(\gamma, 3\text{n1p})$	0.354	0.074	0.106	0.035	0.021	0.119
	0.189	0.039	0.083	0.027	0.008	0.031
	0.127	0.028	0.019	0.007	0.011	0.062
	0.038	0.007	0.004	$0.79\cdot10^{-3}$	0.001	0.025
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{104}\text{Rh} =$ $\eta_{105}\cdot^{105}\text{Pd}(\gamma, 1\text{p})+$ $\eta_{106}\cdot^{106}\text{Pd}(\gamma, 1\text{n1p})+$ $\eta_{108}\cdot^{108}\text{Pd}(\gamma, 3\text{n1p})$	1.788	0.703	0.873	0.111	0.035	0.066
	1.479	0.658	0.716	0.079	0.018	0.008
	0.285	0.041	0.154	0.031	0.016	0.043
	0.024	0.004	0.003	$0.48\cdot10^{-3}$	$0.87\cdot10^{-3}$	0.014
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{105}\text{Rh} =$ $\eta_{106}\cdot^{106}\text{Pd}(\gamma, 1\text{p})+$ $\eta_{108}\cdot^{108}\text{Pd}(\gamma, 2\text{n1p})+$ $\eta_{110}\cdot^{110}\text{Pd}(\gamma, 4\text{n1p})$	1.618	0.674	0.761	0.097	0.030	0.056
	1.523	0.658	0.739	0.093	0.022	0.011
	0.094	0.017	0.022	0.004	0.008	0.044
	$0.81\cdot10^{-3}$	$0.11\cdot10^{-3}$	$0.18\cdot10^{-3}$	$1\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{-5}$	$0.49\cdot10^{-3}$
$^{nat}\text{Pd}(\gamma, \text{in1p})^{107}\text{Rh} =$ $\eta_{108}\cdot^{108}\text{Pd}(\gamma, 1\text{p})+$ $\eta_{110}\cdot^{110}\text{Pd}(\gamma, 2\text{n1p})$	1.069	0.541	0.392	0.084	0.025	0.027
	1.032	0.534	0.384	0.082	0.022	0.010
	0.037	0.006	0.008	0.002	0.003	0.017
$\eta_{110}\cdot^{110}\text{Pd}(\gamma, 1\text{p})^{109}\text{Rh}$	0.334	0.199	0.090	0.033	0.009	0.003

3.3.2. Изомерные отношения изотопов палладия и родия

В настоящей работе были определены выходы фотоядерных реакций с образованием изотопов палладия и родия не только в основном, но и метастабильном состояниях. Данный факт позволил определить изомерные отношения IR как отношение выходов высокоспинового состояния к состоянию с низким спином:

$$IR = \frac{Y_h}{Y_l} \quad (3.2)$$

Измеренные в настоящей работе изомерные отношения для изотопов палладия и родия представлены в таблице 16. Анализ данных таблицы 16 показывает, что в случаях образования ^{109}Pd , ^{104}Rh , ^{102}Rh преобладает низкоспиновое основное состояние, что соответствует механизму распада составного ядра с малой передачей углового момента. Для ядер ^{101}Rh и ^{99}Rh сильнее заселяются высокоспиновые метастабильные состояния, что указывает на значимый вклад прямых и многочастичных процессов, в которых вылетающие нуклоны могут уносить значительный угловой момент.

Таблица 16 – Изомерные отношения для ядер палладия и родия, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ

Изотоп	Основная реакция	J_m^P	J_g^P	$IR = \frac{Y_h}{Y_l}$
^{109}Pd	$^{110}\text{Pd}(J^P = 0^+)(\gamma, 1n)$	$11/2^-$	$5/2^+$	0.074 ± 0.008
^{105}Rh	$^{106}\text{Pd}(J^P = 0^+)(\gamma, 1p)$	$1/2^-$	$7/2^+$	3.53 ± 0.49
^{104}Rh	$^{105}\text{Pd}(J^P = 5/2^+)(\gamma, 1p)$	5^+	1^+	0.11 ± 0.06
^{102}Rh	$^{104}\text{Pd}(J^P = 0^+)(\gamma, 1n1p)$	6^+	$1^-, 2^-$	0.38 ± 0.08
^{101}Rh	$^{102}\text{Pd}(J^P = 0^+)(\gamma, 1p)$	$9/2^+$	$1/2^-$	1.23 ± 0.21
^{99}Rh	$^{102}\text{Pd}(J^P = 0^+)(\gamma, 2n1p)$	$9/2^+$	$1/2^-$	1.78 ± 0.17

Ранее изомерные отношения для образования изотопов палладия и родия в результате фотоядерных реакций были изучены в работах [100–109]. Автором диссертационной работы [100] были исследованы выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов палладия, что позволило получить изомерные отношения для изотопов палладия и родия. Как было указано ранее, эксперименты проводились на пучках тормозного излучения с верхней энергией тормозного спектра 29.1 и 55.5 МэВ. В работе [101] были выполнены измерения изомерных отношений в ходе фотоядерных реакций на мишенях из таллия,

неодима, палладия, молибдена и иттрия с использованием тормозного излучения с энергиями до 55 МэВ, полученного на электронном линейном ускорителе в Гиссене. Активационный метод в сочетании с γ -спектрометрией позволил определить отношения выходов метастабильных и основных состояний для ряда ядер, включая изомерные пары ^{109}Pd и ^{91}Mo . Изомерные отношения для реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{109m,g}\text{Pd}$ были измерены также в работе [102] в широком энергетическом диапазоне от 15 до 20.5 МэВ на микротроне МТ-22. В более поздних работах [103] и [104] облучение мишней тормозным γ -излучением проводилось на микротроне МТ-25 (Дубна), а регистрация спектров продуктов реакций осуществлялась с помощью Ge(Li)-детектора. Для разделения близлежащих γ -линий в обоих исследованиях применялась программа ACTIV. В работе [105] представлены экспериментальные результаты по изомерным отношениям для реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ в энергетическом диапазоне от 8 до 18 МэВ, полученные на микротроне М-30. В ходе эксперимента, описанного в работе [106], проводилось исследование активации элементов платиновой группы (Ru, Rh, Pd, Ir, Pt) в фотоядерных реакциях вида (γ , n). Металлические фольги естественного изотопного состава облучались тормозным излучением, полученным на линейном электронном ускорителе Vickers (Radiation Dynamics) при энергиях электронного пучка 11–14 МэВ. В статье [107] представлены измерения изомерных отношений для выходов реакции (γ , n) на ядрах ^{110}Pd в энергетическом диапазоне от 14 до 35 МэВ с шагом 1 МэВ с использованием тормозного излучения бетатрона SB-50 Научно-исследовательского института прикладной физики Национального университета Узбекистана.

В работе [108] представлены результаты исследования изомерных отношений для ядер ^{109}Pd и ^{115}Cd , образовавшихся в фотоядерных реакциях под действием тормозного излучения с граничными энергиями 50, 60 и 70 МэВ от линейного ускорителя электронов Пхоханской ускорительной лаборатории. Измерение активности, наведённой в обогащённых мишенях из ^{110}Pd и ^{116}Cd , проводилось с использованием детектора из сверхчистого германия. Авторами работы [109] на том же ускорителе проведено измерение изомерных отношений для изотопов $^{99m,g}\text{Rh}$, $^{101m,g}\text{Rh}$ и $^{102m,g}\text{Rh}$, образующихся в реакциях (γ , pxn) на естественной смеси изотопов палладия под действием тормозного излучения с максимальными энергиями 50, 55, 60, 65 и 70 МэВ.

$^{109m,g}\text{Pd}$ образуется на естественной смеси изотопов палладия только в результате реакции $^{110}\text{Pd}(\gamma, 1n)$. Сравнение изомерных отношений для ^{109}Pd , по-

лученных в настоящей работе и работах [100–109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.10. Экспериментальные и теоретические значения изомерного отношения увеличиваются с ростом максимальной энергии тормозного спектра. Полученный в настоящей работе результат хорошо согласуется с расчётом по программе TALYS 2.0. Сравнение с данными других экспериментов [100, 101], выполненных при 55 МэВ, показывает завышение изомерного отношения в этих работах. Аналогичное превышение теоретических данных наблюдается и для значений из статьи [108], полученных при энергиях тормозного γ -излучения выше 50 МэВ. Возможной причиной наблюдаемых расхождений могут быть методические особенности экспериментов с тормозным излучением: различия в выборе мониторных мишеней, методах расчёта эффективности детектора и определении потока γ -квантов.

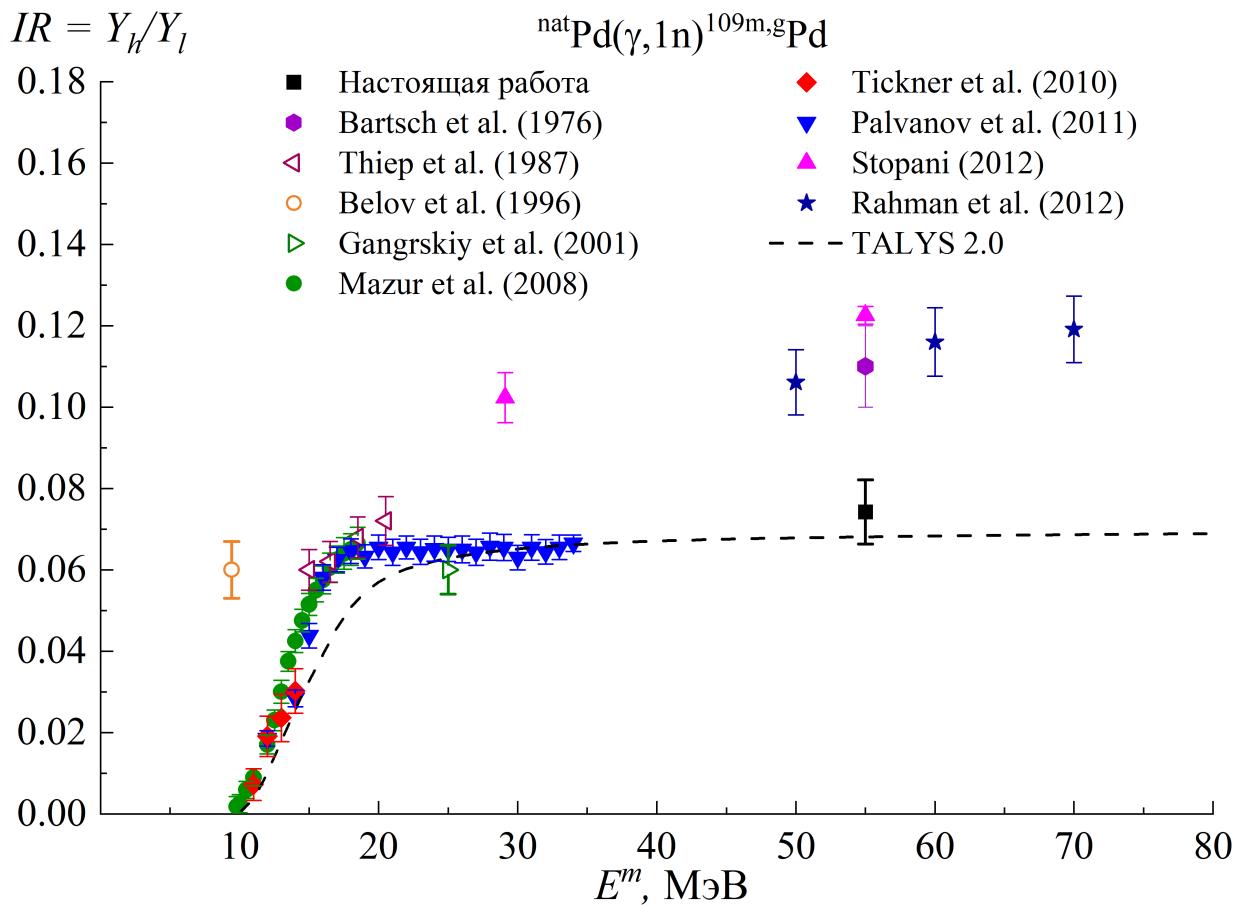


Рисунок 3.10 – Сравнение изомерных отношений для ^{109}Pd , полученных в настоящей работе и работах [100–108], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0

Изотопы $^{102,101,99}\text{Rh}$ получаются в результате фотопротонных реакций на естественной смеси изотопов палладия. Сравнение изомерных отношений для

^{102}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.11(а). На рисунке 3.11(б) представлены теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{102}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов. Теоретические расчёты показывают, что вклад многонуклонных реакций в образование ^{102}Rh на естественной смеси изотопов палладия становится значимым при энергиях тормозного излучения выше примерно 30 МэВ. Результаты настоящей работы хорошо согласуются с данными, полученными авторами статьи [109] при верхней границе тормозного спектра 55 МэВ, а также предсказаниями программного кода TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию. Результаты работы [100] оказываются немного заниженными по сравнению с настоящим экспериментом и теоретическими расчётами.

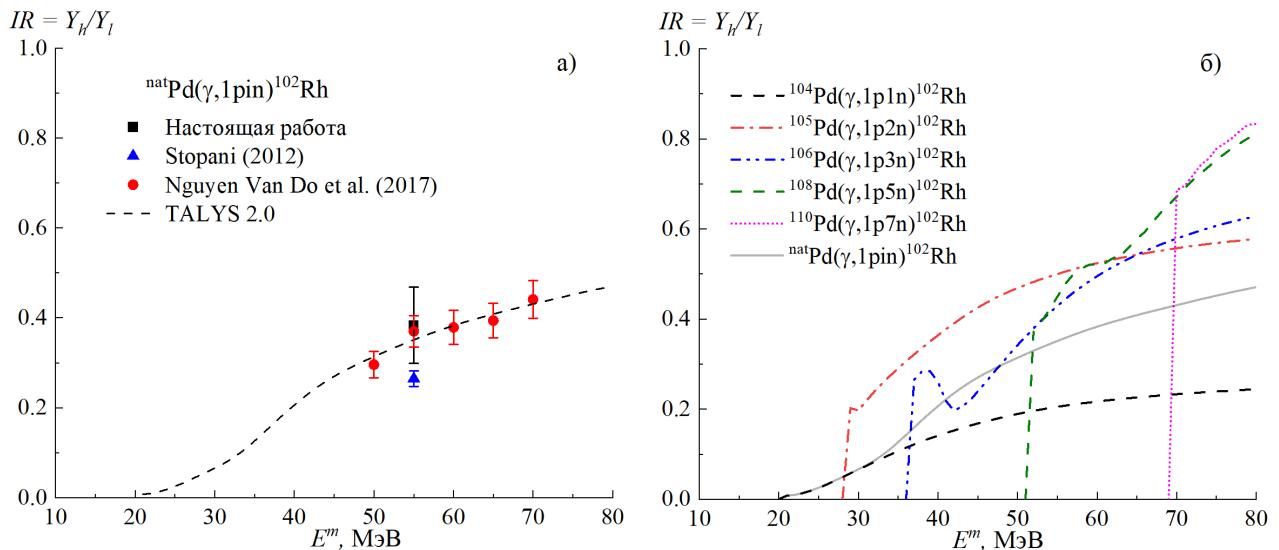


Рисунок 3.11 – Изомерные отношения для ^{102}Rh . а) Сравнение изомерных отношений для ^{102}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0. б) Теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{102}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов

Сравнение изомерных отношений для ^{101}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.12(а). На рисунке 3.12(б) представлены теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{101}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов. При энергии тормозного излучения выше ~ 35 МэВ в теоретических расчётах наблюдается

резкий рост изомерных отношений, связанный с преодолением порога многонуклонных реакций. Результаты настоящей работы и исследований [100, 109] подтверждают эту тенденцию роста, но данные работы [109] находятся ниже теоретических предсказаний. Изомерное отношение, измеренное в настоящей работе, в пределах погрешности согласуется с экспериментальными данными [100, 109], полученными при такой же энергии тормозного излучения, а также с расчётами по программе TALYS 2.0.

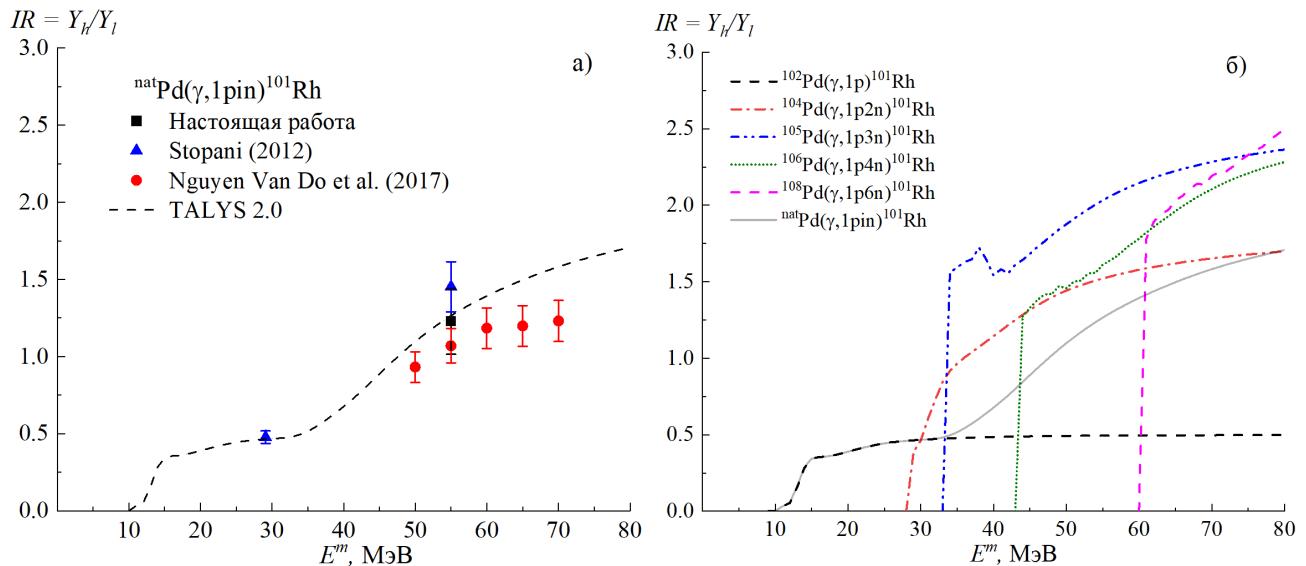


Рисунок 3.12 – Изомерные отношения для ^{101}Rh . а) Сравнение изомерных отношений для ^{101}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0. б) Теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{101}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов

Сравнение изомерных отношений для ^{99}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.13(а). На рисунке 3.13(б) представлены теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{99}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов. Влияние многонуклонных реакций становится значимым при энергиях выше ~ 50 МэВ. Результаты настоящей работы и исследований [100, 109] подтверждают теоретически предсказанный рост изомерного отношения. Значение, полученное в настоящем исследовании, согласуется в пределах погрешности с экспериментом [109], но несколько превышает данные из диссертации [100] и теоретические оценки по программе TALYS 2.0.

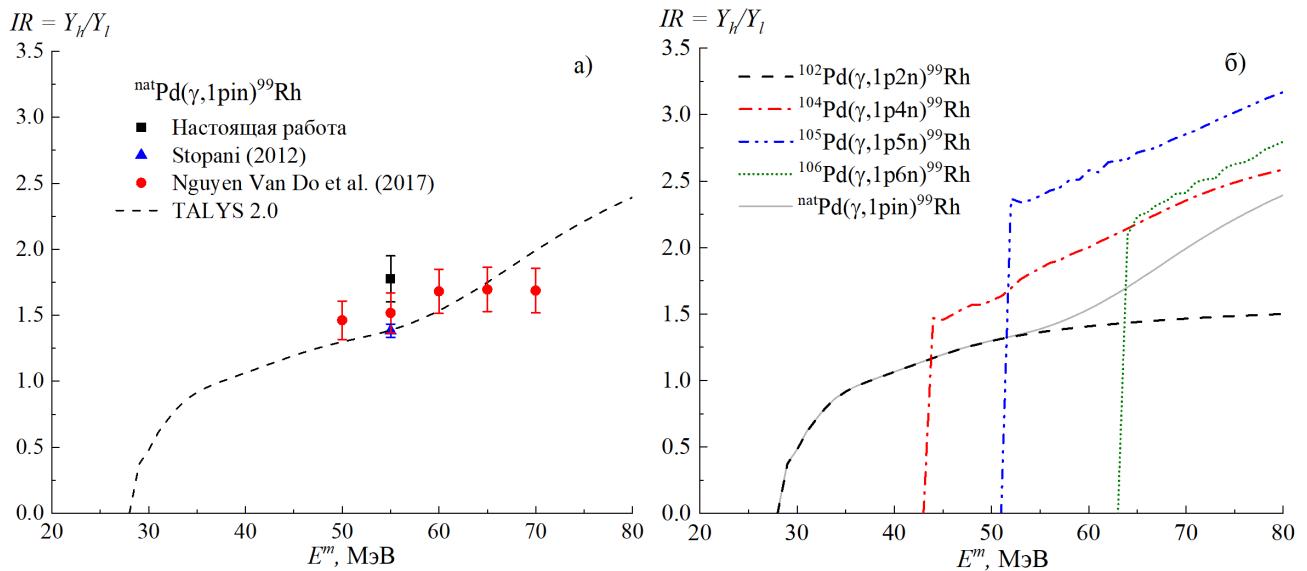


Рисунок 3.13 – Изомерные отношения для ^{99}Rh . а) Сравнение изомерных отношений для ^{99}Rh , полученных в настоящей работе и работах [100, 109], с результатами расчётов по программе TALYS 2.0. б) Теоретические расчёты изомерных отношений по программе TALYS 2.0 для образования ^{99}Rh на стабильных изотопах палладия и на естественной смеси изотопов

Таким образом, в ходе экспериментального исследования фотоядерных реакций на изотопах палладия были получены изомерные отношения для ^{109}Pd и $^{102,101,99}\text{Rh}$. Показано, что данные, полученные в настоящей работе, согласуются с расчётами с помощью программного кода TALYS 2.0 и результатами других экспериментальных работ. Продемонстрировано, что для корректного описания изомерных отношений изотопов, образующихся в результате фотопротонных реакций при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ, необходимо учитывать влияние многонуклонных реакций.

3.4. Фотоядерные реакции на изотопах молибдена

3.4.1. Выходы и сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена

В природе существует 7 стабильных изотопов молибдена: ^{92}Mo ($\eta_{92}=14.649\%$), ^{94}Mo ($\eta_{94}=9.187\%$), ^{95}Mo ($\eta_{95}=15.873\%$), ^{96}Mo ($\eta_{96}=16.673\%$), ^{97}Mo ($\eta_{97}=9.582\%$), ^{98}Mo ($\eta_{98}=24.292\%$), ^{100}Mo ($\eta_{100}=9.744\%$). Для исследования фотоядерных реакций на этих изотопах были проведены эксперименты на импульсном разрезном микротроне РМ-55 НИИЯФ МГУ [29], а также совместно с группой из ОИЯИ на микротроне МТ-25 [31].

В экспериментах, проводимых на ускорителе МТ-25, энергия электронов варьировалась в диапазоне от 10 до 23 МэВ с шагом 1 МэВ. Для генерации тормозного излучения использовалась вольфрамовая мишень толщиной 3 мм, за которой был установлен алюминиевый поглотитель толщиной 30 мм для удаления из тормозного пучка оставшихся электронов. Мишени из молибдена естественного изотопного состава имели размеры $5 \times 5 \times 0.8$ мм (для экспериментов в диапазоне 10–19 МэВ) и $10 \times 10 \times 0.02$ мм (для экспериментов 20–23 МэВ) и располагались на расстоянии 1 см от тормозной мишени. Калибровка тока ускорителя проводилась путём сравнения экспериментально измеренного и теоретически рассчитанного выходов реакции ($\gamma, 1n$) на ^{65}Cu . Измерение активности, наведённой в облучённых молибденовых мишенях, проводилось с помощью HPGe-детектора. Время от конца облучения до начала измерений составляло от 10 до 15 минут. Для каждого облучённого образца спектры измерялись несколько раз в течение периодов в 0.5, 1, 2, 6, 12 и 24 часа. В результате экспериментов были определены сечения, взвешенные по тормозному спектру, сечения на эквивалентный квант и выходы фотоядерных реакций $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m+g}\text{Mo}$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$, $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m+g}\text{Nb}$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$, нормированные на $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ [31]. Полученные относительные выходы и сечения на эквивалентный квант для фотопротонных и фотонейтронных реакций увеличиваются с ростом энергии тормозного γ -излучения.

Для исследования реакций с образованием короткоживущих и долгоживущих изотопов молибдена и ниобия также были проведены два облучения мишеней из молибдена на импульсном разрезном микротроне РМ-55 с верхней границей тормозного излучения 55 МэВ [29]. Для создания тормозного излучения использовалась вольфрамовая мишень толщиной 2.1 мм. Эксперимент проводился на мишени из молибдена естественного изотопного состава размером 24.5×26.5 мм и массой 2.09 г. Длительность первого облучения составляла 1 час, второго – 72 секунды. Измерения спектров наведённой в исследуемом образце активности начинались соответственно через 4 и 2.5 минуты после окончания облучений. Для контроля параметров облучения использовался медный монитор. Средний ток в ходе двух проведённых облучений был равен 177–180 нА.

На рисунке 3.14 представлены спектры наведённой активности, измеренные через 4 минуты и 7.7 часа после первого облучения и 2.7 минуты после второго облучения. Продолжительность измерений составляла 6.3 часа, 50 дней и 105 минут соответственно.

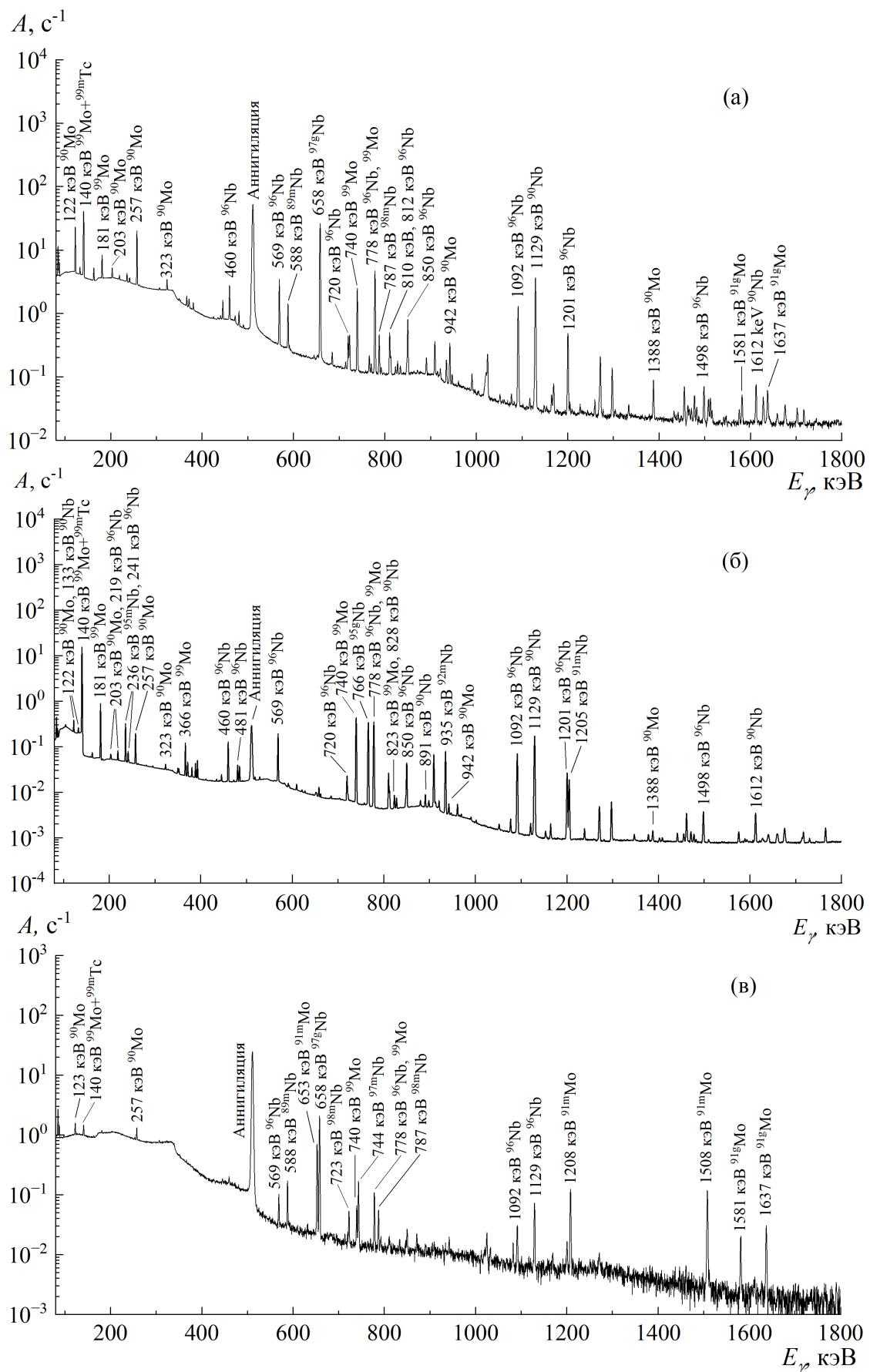


Рисунок 3.14 – Спектры остаточной активности образца из естественной смеси изотопов молибдена через 4 минуты (а) и 7.7 часа (б) после окончания первого облучения и 2.7 минуты после окончания второго облучения (в)

Характеристики идентифицированных изотопов молибдена и ниобия, а также абсолютные выходы образования данных изотопов представлены в таблице 17.

Таблица 17 – Характеристики идентифицированных в эксперименте изотопов молибдена и ниобия, а также абсолютные выходы их образования

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{эксп}}$, 1/e
^{99}Mo	65.924 ч	181.07 (6.05), 366.42 (1.20), 739.50 (12.2), 822.97 (0.134)	$(4.61 \pm 0.30) \cdot 10^{-6}$
^{93m}Mo	6.85 ч	263.05 (57.4), 684.69 (99.9), 1477.14 (99.1)	$(2.68 \pm 0.06) \cdot 10^{-9}$
^{91m}Mo	64.6 с	652.9 (48.2), 1508.0 (24.2)	$(2.40 \pm 0.13) \cdot 10^{-6}$
^{91g}Mo	15.49 мин	1581.5 (0.226), 1637.3 (0.329)	$(3.06 \pm 0.25) \cdot 10^{-6}$
^{90}Mo	5.56 ч	122.37 (64), 162.93 (6.0), 203.13 (6.3), 257.34 (77), 323.20 (6.3), 472.2 (1.42), 941.5 (5.5), 1387.4 (1.86), 1454.6 (1.9)	$(2.07 \pm 0.11) \cdot 10^{-7}$
^{99m}Nb	2.5 мин	97.79 (6.7), 253.5 (3.7), 351.2 (2.8), 450.9 (1.72)	$(1.75 \pm 0.34) \cdot 10^{-7}$
^{98m}Nb	51.1 мин	713.82 (9.12), 722.63 (73.5), 787.36 (93.07), 791.65 (7.80), 833.56 (10.8)	$(1.34 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$
^{97m}Nb	58.7 с	743.36 (97.9)	$(5.24 \pm 0.16) \cdot 10^{-7}$
^{97g}Nb	72.1 мин	657.94 (98.23), 1024.4 (1.09)	
^{96}Nb	23.35 ч	219.08 (2.97), 241.38 (3.5), 460.04 (26.62), 480.71 (5.84), 568.87 (58), 591.24 (0.94), 719.56 (6.85), 810.33 (11.09), 812.58 (2.95), 849.93 (20.45), 1091.35 (48.5), 1200.23 (19.97), 1497.81 (3.28)	$(3.59 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$
^{95m}Nb	3.61 дн	235.69 (24.8)	$(3.94 \pm 0.14) \cdot 10^{-7}$

Продолжение таблицы 17

Изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{эксп}}$, 1/e
^{95g}Nb	34.991 дн	765.80 (99.808)	$(2.95 \pm 0.12) \cdot 10^{-7}$
^{92m}Nb	10.15 дн	934.44 (99.15)	$(1.21 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
^{91m}Nb	60.86 дн	1204.67 (2.02)	$(3.00 \pm 0.65) \cdot 10^{-6}$
^{90}Nb	14.6 ч	132.72 (4.13), 141.18 (66.8), 827.74 (1.107), 890.64 (1.80), 1129.22 (92.7), 1611.76 (2.38), 1913.19 (1.28), 2186.24 (17.96), 2318.96 (82.0)	$(2.85 \pm 0.17) \cdot 10^{-7}$
^{89m}Nb	66 мин	588.0 (95.57)	$(2.50 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$
^{89g}Nb	2.03 ч.	920.5 (1.4), 1127.0 (2.1), 1259.0 (1.2), 1332.3 (1.2), 1511.4 (1.9), 1627.2 (3.5), 1833.4 (3.3), 2572.4 (2.7)	$(5.64 \pm 0.74) \cdot 10^{-8}$

Сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена ранее были изучены в работах [110–130]. В работе [110] реакция (γ , 1p) на изотопах ^{92}Mo и ^{100}Mo исследовалась с помощью тормозного излучения бетатрона (22.5 МэВ). Вылетающие протоны регистрировались ядерными фотоэмulsionями под разными углами, что позволило определить абсолютные сечения, энергетические спектры и угловые распределения. Сечение реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ на естественной изотопной мишени было измерено активационным методом с использованием тормозного излучения бетатрона (25 МэВ) [111]. Для выделения активности ^{91}Mo использовалась временная задержка между облучением и измерением, позволяющая снизить фон от короткоживущих изотопов. Активность ^{91}Mo определялась путём регистрации сцинтилляционным детектором аннигиляционных γ -квантов. В работе [112] на тормозном излучении бетатрона с энергией 12–33 МэВ было выполнено комплексное измерение парциальных сечений фотоядерных реакций ((γ , n), (γ , p), (γ , np), (γ , 2n) и др.) на естественной смеси изотопов молибдена. Анализ образующихся радиоизотопов с помощью гамма-спектрометра NaI(Tl) и декомпозиция кривых распада позволили разделить вклады различных реакционных каналов. Метод прямой регистрации нейtronов был использо-

ван в работе [113] на тормозном γ -пучке для определения сечений реакции $(\gamma, n) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2n)$ на изотопах ^{92}Mo и ^{98}Mo в области энергий до 30 МэВ. Авторами работы [114] представлены измерения парциальных фотонейтронных сечений для пяти чётно-чётных изотопов молибдена $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$. Облучение обогащённых мишеней производилось на квазимонохроматическом пучке фотонов от аннигиляции позитронов на лету на линейном ускорителе Сакле (60 МэВ). Фотонейтроны регистрировались детектором на основе 250-литрового жидкого сцинтиллятора, легированного гадолинием, с эффективностью около 60%, что позволяло раздельно измерять вклады каналов с испусканием одного, двух и трёх нейтронов. В работе [115] сечения реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ были определены с помощью измерения дифференциальных сечений реакции $(e, e' p)$ на линейном ускорителе электронов Университета Тохоку при энергиях от 14 до 25.5 МэВ. Протоны, испущенные под углом $\theta = 90^\circ$, анализировались с помощью спектрометра, в фокальной плоскости которого была установлена система из ста Si(Li)-детекторов. Для перехода от измеренных сечений $(e, e' p)$ к (γ, p) в рамках теории виртуальных фотонов применялся численный метод решения интегрального уравнения, обеспечивающий устойчивое восстановление сечения из экспериментальных данных.

В статье [116] представлены результаты измерения сечения фотонейтронной реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ на тормозном излучении с граничными энергиями 10 и 12.5 МэВ с использованием активационной методики и последующей оффлайн γ -спектрометрии. Активность продукта реакции определялась по гамма-линиям с помощью HPGe-детектора, а для контроля потока использовалась мишень из золота. Авторами статьи [117] с использованием квазимонохроматического γ -излучения от лазерного комптоновского рассеяния в Национальном институте передовых промышленных наук и технологий (Япония) были измерены сечения реакции (γ, n) на шести изотопах молибдена $^{94,95,96,97,98,100}\text{Mo}$ вблизи порога нейтронного вылета. Испущенные в результате фотоядерных реакций нейтроны регистрировались с помощью системы ^3He -пропорциональных счётчиков, окруженных боросодержащим полиэтиленовым замедлителем, а энергетические распределения γ -пучка измерялись высокоразрешающим спектрометром. В статье [118] представлены измерения сечений фотонейтронных реакций $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{90,91,99}\text{Mo}$ на тормозном излучении с граничными энергиями 12–16 МэВ (на ускорителе ELBE в Центре имени Гельмгольца Дрезден-Россendorf, Германия) и 45–70 МэВ (на ускорителе в Пхохане, Южная Корея) с использо-

зованием активационного метода и оффлайн γ -спектрометрии. Поток фотонов определялся по реакциям $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ для нижнего энергетического диапазона и $^{27}\text{Al}(\gamma, 2pn)$ для высоких энергий, а энергетический спектр тормозного излучения моделировался в GEANT4. В работах [119, 120] с использованием экспериментально-теоретического метода, учитывающего систематические погрешности разделения нейtronов по множественности, были получены оценённые сечения фотопоглощения для ядра ^{92}Mo вплоть до 25.2 МэВ, а также парциальные сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для ^{98}Mo . Авторами статьи [121] были проведены активационные эксперименты на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy (20 МэВ) и микротроне НИИЯФ МГУ (55 МэВ). Изотопы ниobia, образовавшиеся в результате фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена, детектировались германиевыми спектрометрами, а для определения абсолютного потока γ -квантов использовалась реакция $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$.

Серия экспериментов по определению средневзвешенных по потоку выходов реакций $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ была проведена на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-40 в Харьковском институте физики и техники Национальной академии наук Украины [122]. В работах [123, 124] на том же ускорителе были изучены сечения реакций на природном молибдене, приводящих к образованию изомеров ^{93m}Mo и ^{95m}Nb , в диапазоне граничных энергий от 38 до 93 МэВ.

Результаты эксперимента по измерению выходов фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена активационным методом на тормозном γ -пучке с максимальной энергией 55.6 МэВ, приведены в статье [125]. Другая серия экспериментов на мишнях из молибдена естественного изотопного состава также была проведена в НИИЯФ МГУ, на импульсном разрезном микротроне РТМ-70 при верхних границах тормозного спектра 19.5, 29.1 и 67.7 МэВ [126–128].

В работе [129] представлены результаты измерения средних сечений реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$, взвешенных по тормозному спектру, и сечений на эквивалентный квант на линейном ускорителе электронов (ЛУЭ-75) Национальной научной лаборатории имени А.И. Алиханяна (Ереван, Армения) при максимальных энергиях тормозного излучения 20, 30 и 40 МэВ. В статье [130] описаны эксперименты, проведённые на лазерной установке 200 ТВт (CLAPA, Пекинский университет, Китай), где γ -кванты генерировались торможением

лазерно-ускоренных электронов (78–135 МэВ) в tantalовом конверторе. На мишени из обогащённого ^{92}Mo (99.99%) были измерены взвешенные по потоку средние сечения для реакций $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)$ и изомерные отношения для ^{91}Mo .

Как упоминалось в параграфе 1.2.4, в ходе экспериментов, проведённых в рамках диссертационной работы, определялась сумма $\sum_i \eta_i \int_{E_{thr_i}}^{E^m} \sigma_i(E) \cdot W(E, E^m) dE$, поэтому получение экспериментальных средних сечений, взвешенных по тормозному спектру, и сравнение их с данными других работ было возможно только для случаев, когда образование изотопа преимущественно происходило в результате одной реакции (формула (1.39)). Данному условию удовлетворяло получение изотопов ^{99}Mo и ^{91}Mo .

Сравнение полученных в настоящей работе средних сечений, взвешенных по тормозному спектру, для реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{99}\text{Mo}$ с данными работ [116, 118, 129] и результатами расчётов на основе КМФР и программного кода TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.15.

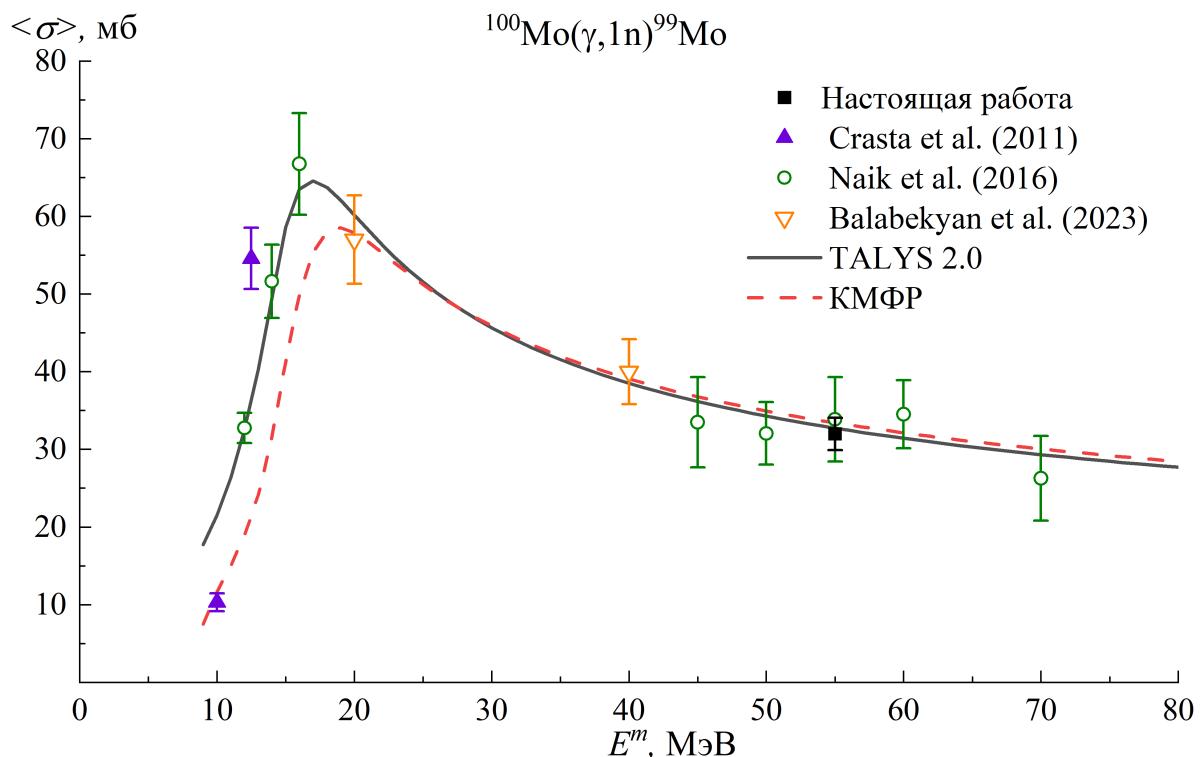


Рисунок 3.15 – Средние сечения, взвешенные по тормозному спектру, для реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{99}\text{Mo}$. На рисунке показаны данные, полученные в настоящей работе и работах [116, 118, 129], а также результаты расчётов на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

Результаты расчётов на основе КМФР и программы TALYS 2.0 расходятся в области энергий от порога реакции до примерно 25 МэВ. Это объясняется различием полных сечений фотопоглощения, используемых в этих моделях. Экспериментальные данные, полученные в работах [116] при 12.5 МэВ и [118] при максимальных энергиях тормозного излучения 12, 14 и 16 МэВ, лучше описываются программным кодом TALYS 2.0. Средние сечения, взвешенные по тормозному спектру, полученные в настоящей работе, демонстрируют хорошее согласие как с данными исследования [118] для граничной энергии 55 МэВ, так и с теоретическими расчётами по обеим моделям.

Для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91m+g}\text{Mo}$ на рисунке 3.16 представлено сравнение средних сечений, взвешенных по тормозному спектру, полученных в настоящей работе, с экспериментальными данными работ [118], [130] и теоретическими расчётами на основе КМФР и TALYS 2.0. Результаты настоящей работы и исследования [130] лучше согласуются с расчётами по программе TALYS 2.0, тогда как данные [118] лучше описываются в рамках КМФР.

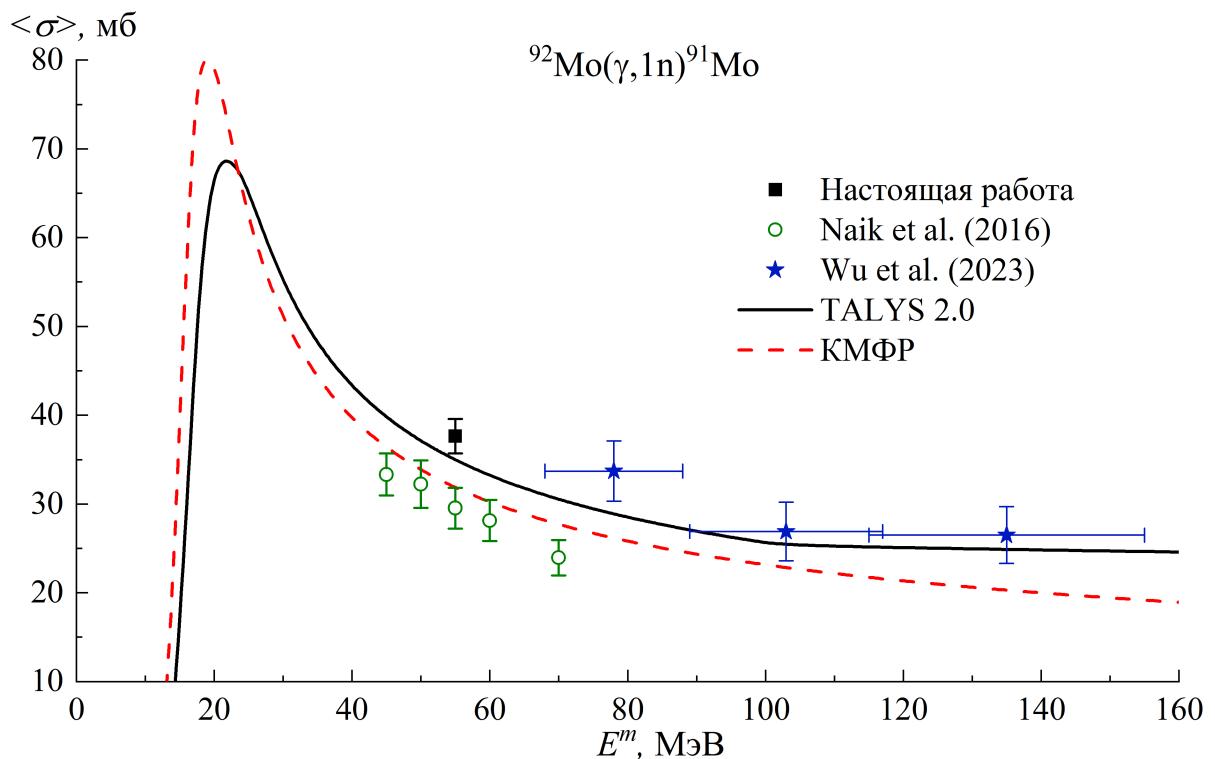


Рисунок 3.16 – Средние сечения, взвешенные по тормозному спектру, для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91m+g}\text{Mo}$. На рисунке показаны значения, полученные в настоящей работе и работах [118, 130], а также результаты расчётов на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

В настоящей работе для фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена при энергии тормозного излучения 55 МэВ были получены экспериментальные сечения на эквивалентный квант и проведено их сравнение с теоретическими расчётами, выполненными с помощью КМФР и программного кода TALYS 2.0 (таблица 18).

Таблица 18 – Сравнение сечений на эквивалентный квант для фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена, полученных в настоящей работе $\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}$ на микротроне РМ-55 НИИЯФ МГУ при энергии тормозного излучения 55 МэВ, с данными, рассчитанными с помощью КМФР $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}$ и программного кода TALYS 2.0 $\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}$

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_{q \text{ эксп}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ КМФР}}^{\text{prod}}, \text{мб}$	$\sigma_{q \text{ TALYS}}^{\text{prod}}, \text{мб}$
$\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 1n) ^{99}\text{Mo}$	8.29	6.03 ± 0.40	7.09	7.08
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}) ^{93m}\text{Mo} =$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 1n) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n) +$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 3n) +$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	12.10 19.47 28.62 35.44	$(3.51 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$		$60.95 \cdot 10^{-3}$ $26.69 \cdot 10^{-3}$ $15.96 \cdot 10^{-3}$ $16.69 \cdot 10^{-3}$ $1.34 \cdot 10^{-3}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}) ^{91m}\text{Mo} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 3n) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	13.32 31.07 38.44	3.15 ± 0.17		4.65 4.63 0.02 $2.54 \cdot 10^{-3}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}) ^{91g}\text{Mo} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 3n) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	12.67 30.42 37.79	4.01 ± 0.33		3.17 3.13 0.04 0.01
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}) ^{91m+g}\text{Mo} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 3n) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	12.67 30.42 37.79	7.16 ± 0.37	7.25 7.23 0.02 $3.4 \cdot 10^{-3}$	7.83 7.76 0.06 0.01
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}) ^{90}\text{Mo} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	22.78 40.53	0.272 ± 0.015	0.283 0.281 0.002	0.537 0.534 0.003
$\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) ^{98m}\text{Nb}$	18.10	$(17.56 \pm 0.37) \cdot 10^{-3}$		$18.92 \cdot 10^{-3}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in}1p) ^{97m+g}\text{Nb} =$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)$	9.80 24.01	0.686 ± 0.020	1.416 1.395 0.022	0.090 0.071 0.019

Продолжение таблицы 18

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	$\sigma_q^{prod}_{\text{эксп}} \text{, мб}$	$\sigma_q^{prod}_{\text{КМФР}} \text{, мб}$	$\sigma_q^{prod}_{\text{TALYS}} \text{, мб}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{96}\text{Nb} =$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 3n1p)$	9.23 17.87 32.09	0.470 ± 0.007	0.951 0.545 0.401 0.005	0.149 0.050 0.094 0.005
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{95m}\text{Nb} =$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)$	9.54 16.36 25.00	0.515 ± 0.019		0.052 0.031 0.010 0.011
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{95g}\text{Nb} =$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)$	9.30 16.12 24.76	0.387 ± 0.016		0.163 0.071 0.046 0.045
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{95m+g}\text{Nb} =$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)$	9.30 16.12 24.76	0.902 ± 0.025	1.617 1.222 0.343 0.051	0.215 0.101 0.056 0.057
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{92m}\text{Nb} =$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n1p) +$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 3n1p)$	17.46 24.83 33.98	0.159 ± 0.003		0.206 0.141 0.051 0.013
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{91m}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 2n1p) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 3n1p) +$	7.56 25.31 32.67	3.93 ± 0.86		6.71 6.59 0.09 0.02
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{90}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n1p) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 3n1p)$	19.51 37.25	0.373 ± 0.023	0.360 0.357 0.003	0.739 0.731 0.008
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{89m}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n1p) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 4n1p)$	29.63 47.38	$(32.71 \pm 0.62) \cdot 10^{-3}$		$42.45 \cdot 10^{-3}$ $42.45 \cdot 10^{-3}$ $4.11 \cdot 10^{-6}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{89g}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n1p) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 4n1p)$	29.61 47.36	$(73.81 \pm 9.74) \cdot 10^{-3}$		$87.72 \cdot 10^{-3}$ $87.71 \cdot 10^{-3}$ $1.05 \cdot 10^{-5}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{89m+g}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)$	29.61	$(106.52 \pm 9.76) \cdot 10^{-3}$	$58.26 \cdot 10^{-3}$ 58.26 · 10 ⁻³	$130.17 \cdot 10^{-3}$ 130.15 · 10 ⁻³

Продолжение таблицы 18

Реакция образования изотопа	E_{thr} , МэВ	σ_q^{prod} эксп, мб	σ_q^{prod} КМФР, мб	σ_q^{prod} TALYS, мб
$\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 4n1p)$	47.36		$1.03 \cdot 10^{-6}$	$1.46 \cdot 10^{-5}$

Анализ данных, приведённых в таблице 18, показывает, что экспериментальные результаты по фотонейтронным реакциям хорошо согласуются с расчётом в рамках КМФР. Теоретический выход ^{93m}Mo можно оценить только с помощью программного кода TALYS 2.0, поскольку КМФР не позволяет рассчитать отдельные вклады реакций, идущих на различные энергетические уровни. Фотонейтронная реакция, продуктом которой является ^{93m}Mo , важна для разрушения ^{94}Mo в процессе нуклеосинтеза. Экспериментальное сечение образования данного изотопа, полученное в диссертационной работе, оказывается значительно заниженным по сравнению с расчётом по программе TALYS 2.0. Расхождение между экспериментальными и теоретическими данными подтверждается результатами, полученными ранее в работах [123, 125].

Экспериментальные данные для образования изотопов $^{97,96,95,90}\text{Nb}$ демонстрируют лучшее согласие с расчётом в рамках КМФР, что указывает на необходимость учёта в теоретическом описании изоспинового расщепления ГДР, а также вкладов квадрупольного резонанса и обертона ГДР. Сечения, рассчитанные с использованием программы TALYS 2.0, для указанных каналов оказываются систематически заниженными относительно экспериментальных значений. Для изомеров ^{92m}Nb и ^{91m}Nb теоретический выход, предсказываемый TALYS 2.0, превышает экспериментальный, что может быть связано с особенностями моделирования функции плотности ядерных уровней в данной программе, а также с отсутствием учёта изоспинового расщепления ГДР. Аналогичное различие между экспериментальными и теоретическими данными для ^{91m}Nb ранее наблюдалось в работе [125].

На рисунке 3.17 представлены сечения основных реакций с вылетом протонов, приводящих к образованию изотопов $^{97,96,95,90,89}\text{Nb}$, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0. Форма сечений этих реакций в КМФР определяется вкладом изоспиновых компонент ГДР и квадрупольного резонанса. На рисунке наблюдается явное разделение двух изоспиновых компонент $T_<$ и $T_>$, при этом доминирующий вклад в сечение реакций с испусканием одного протона вносит компонента $T_>$. Сечения, рассчитанные по программе TALYS 2.0, оказы-

ваются существенно ниже значений, полученных в рамках КМФР. Для каналов с вылетом протона и нейтрона, характеризующихся более высокими порогами, заметный вклад в сечение начинает вносить квазидейtronный механизм фотопоглощения.

В таблице 19 представлены сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций, рассчитанные на основе КМФР, а также вклады различных процессов в эти сечения.

Таблица 19 – Полные сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на естественной смеси изотопов молибдена, рассчитанные на основе КМФР, а также вклады изоспиновых компонент $T_<$ и $T_>$ ГДР, изовекторного квадрупольного резонанса, обертона ГДР и квазидейtronного механизма фотопоглощения в эти сечения

Реакция	$\sigma_q^{prod}_{KMF}, \text{мб}$					
	Полное	$T_<$	$T_>$	КР	ГДР2	КД
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{89}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 2\text{n1p}) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 4\text{n1p})$	0.059 0.059 $1 \cdot 10^{-6}$	0.012 0.012 $1.2 \cdot 10^{-7}$	$0.97 \cdot 10^{-3}$ $0.97 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-9}$	$4.24 \cdot 10^{-3}$ $4.24 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-8}$	0.005 0.005 $3 \cdot 10^{-8}$	0.037 0.037 $1 \cdot 10^{-6}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{90}\text{Nb} =$ $\eta_{92} \cdot ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1\text{n1p}) +$ $\eta_{94} \cdot ^{94}\text{Mo}(\gamma, 3\text{n1p}) +$ $\eta_{95} \cdot ^{95}\text{Mo}(\gamma, 4\text{n1p})$	0.366 0.363 0.003 $5 \cdot 10^{-5}$	0.138 0.138 $3.3 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-6}$	0.071 0.071 $4 \cdot 10^{-5}$ $0.25 \cdot 10^{-6}$	0.074 0.074 $8 \cdot 10^{-5}$ $1 \cdot 10^{-6}$	0.009 0.009 $1.1 \cdot 10^{-4}$ $1.5 \cdot 10^{-19}$	0.073 0.071 0.002 $4 \cdot 10^{-5}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{95}\text{Nb} =$ $\eta_{96} \cdot ^{96}\text{Mo}(\gamma, 1\text{p}) +$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1\text{n1p}) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 2\text{n1p}) +$ $\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 4\text{n1p})$	1.633 1.234 0.346 0.052 $4.9 \cdot 10^{-4}$	0.447 0.406 0.030 0.011 $6 \cdot 10^{-5}$	1.062 0.764 0.286 0.013 $3 \cdot 10^{-5}$	0.071 0.054 0.014 0.003 $9 \cdot 10^{-6}$	0.018 0.010 0.004 0.004 $2 \cdot 10^{-5}$	0.035 0.002 0.011 0.021 $3.8 \cdot 10^{-4}$
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{96}\text{Nb} =$ $\eta_{97} \cdot ^{97}\text{Mo}(\gamma, 1\text{p}) +$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 1\text{n1p}) +$ $\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 3\text{n1p})$	0.960 0.551 0.404 0.005	0.275 0.230 0.045 $7.5 \cdot 10^{-4}$	0.590 0.282 0.307 $4.7 \cdot 10^{-4}$	0.054 0.032 0.022 $1.2 \cdot 10^{-4}$	0.014 0.005 0.009 $2.7 \cdot 10^{-4}$	0.027 0.002 0.021 0.003
$^{nat}\text{Mo}(\gamma, \text{in1p})^{97}\text{Nb} =$ $\eta_{98} \cdot ^{98}\text{Mo}(\gamma, 1\text{p}) +$ $\eta_{100} \cdot ^{100}\text{Mo}(\gamma, 2\text{n1p})$	1.430 1.408 0.022	0.487 0.482 0.005	0.830 0.824 0.005	0.086 0.084 0.001	0.016 0.014 0.002	0.012 0.004 0.008

Из данных таблицы 19 следует, что основные вклады в сечения однонуклонных фотопротонных реакций на молибдене вносят изоспиновые компоненты гигантского дипольного резонанса $T_<$ и $T_>$, причём доминирует компонента $T_>$. Значимый вклад в сечения реакций даёт изовекторный квадрупольный резонанс.

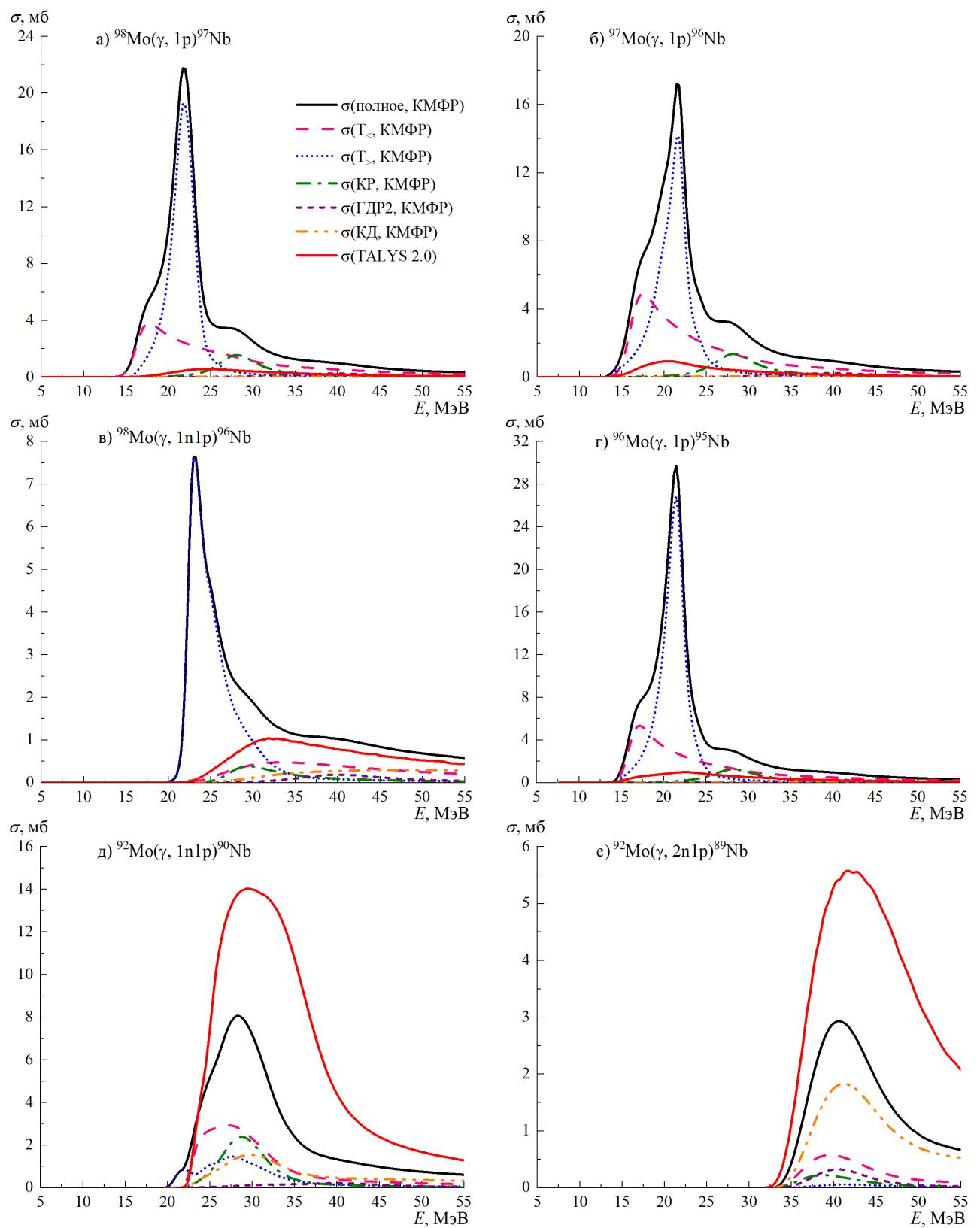


Рисунок 3.17 – Сечения основных фотопротонных реакций, приводящих к образованию $^{97,96,95,90,89}\text{Nb}$, рассчитанные на основе КМФР и по программе TALYS 2.0 с параметрами по умолчанию

Вклад обертона ГДР в реакциях с вылетом одного протона составляет не более процента, что указывает на его незначительную роль в однонуклонных фотопротонных реакциях. Для многонуклонных реакций вида $(\gamma, 2n1p)$, $(\gamma, 4n1p)$ доминирующим становится квазидейтронный механизм фотопоглощения, что объясняется высоким порогом этих реакций.

Для количественной оценки поведения изоспиновых компонент $T_<$ и $T_>$ в сечениях фотопротонных реакций требуются эксперименты с различными верхними границами тормозного спектра. Как отмечалось ранее, прямое сопоставление результатов настоящей работы с данными других исследований в большинстве случаев затруднено. Однако в работах [126–128] были измерены относительные выходы фотоядерных реакций, что позволяет сравнить экспериментальные данные при разных энергиях тормозного излучения с расчётом на основе КМФР и по программе TALYS 2.0.

На рисунке 3.18 приведены экспериментальные данные, полученные настоящей работе (в НИИЯФ МГУ) и работах [31, 126–128], и теоретические значения, рассчитанные по КМФР и TALYS 2.0 для относительных выходов реакций $Y^{(nat)}\text{Mo}(\gamma, in1p)^{95,96,97}\text{Nb}/(Y^{nat}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{99}\text{Mo})$. Поскольку в указанных работах использовались разные тормозные спектры, в теоретических расчётах вместо плотности распределения тормозных фотонов применялось сечение их образования, вычисленное по таблицам Зельцера–Бергера [34].

Экспериментальные данные в области до 23 МэВ хорошо согласуются с вкладом изоспиновой компоненты $T_>$ в рамках КМФР. Результаты настоящей работы и исследований [31, 126–128] показывают согласованный рост относительных выходов с увеличением энергии тормозного излучения. Выходы, рассчитанные по TALYS 2.0, оказываются существенно заниженными относительно экспериментальных значений. Анализ рисунка 3.16 позволяет предположить, что КМФР может переоценивать вклад компоненты $T_<$. Однако для подтверждения данной гипотезы требуется дополнительные измерения на пучках монохроматических фотонов в диапазоне энергий 25–40 МэВ.

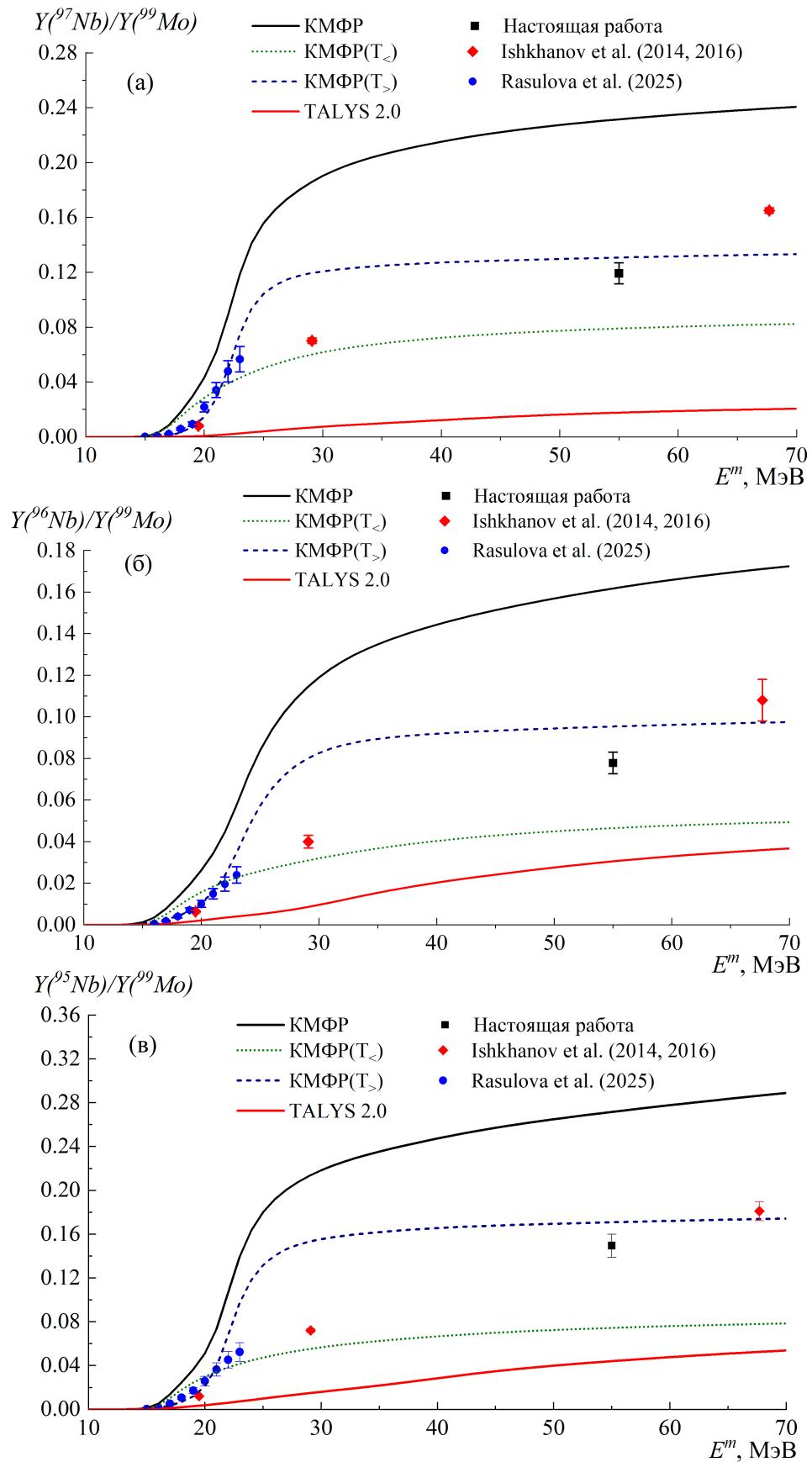


Рисунок 3.18 – Сравнение относительных выходов, измеренных настоящей работе (в НИИЯФ МГУ) и работах [31, 126–128], с расчётом на основе КМФР и по программе TALYS 2.0

3.4.2. Изомерные отношения изотопов молибдена и ниобия

В ходе экспериментов на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ были измерены сечения образования как основных, так и метастабильных состояний ядер молибдена и ниobia, что позволило рассчитать изомерные отношения для ^{95}Nb , ^{92}Mo и ^{89}Nb .

Полученные на микротроне РМ-55 НИИЯФ МГУ изомерные отношения представлены в таблице 20.

Таблица 20 – Изомерные отношения для ядер $^{89m,g}\text{Nb}$, $^{95m,g}\text{Nb}$ и $^{91m,g}\text{Mo}$, полученные в настоящей работе при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ

Изотоп	Основная реакция	J_m^P	J_g^P	$IR = \frac{Y_h}{Y_l}$
^{95}Nb	$^{96}\text{Mo}(J^P = 0^+)(\gamma, 1p)$; $^{97}\text{Mo}(J^P = 5/2^+)(\gamma, 1n1p)$	$1/2^-$	$9/2^+$	0.75 ± 0.03
^{91}Mo	$^{92}\text{Mo}(J^P = 0^+)(\gamma, 1n)$	$1/2^-$	$9/2^+$	1.28 ± 0.10
^{89}Nb	$^{92}\text{Mo}(J^P = 0^+)(\gamma, 2n1p)$	$1/2^-$	$9/2^+$	2.26 ± 0.30

Формирование изомерной пары $^{95m,g}\text{Nb}$ в результате фотоядерных реакций на изотопах молибдена изучалось ранее в работах [126, 128, 131–138]. В НИИЯФ МГУ на микротроне РТМ-70 при энергии 67.7 МэВ были измерены относительные выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена, приводящих к образованию ^{95m}Nb и ^{95g}Nb [126, 128], что позволило рассчитать изомерное отношение. В статьях [131, 132] в ходе экспериментов на линейном ускорителе электронов Университета Тохоку при максимальной энергии тормозного излучения 30 МэВ было определено отношение выхода образования изомерного состояния к суммарному выходу. Методом наведённой активности на бетатроне SB-50 были измерены отношения выходов метастабильного и основного состояний ^{95}Nb в результате реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$ при верхних границах тормозного излучения 25 и 30 МэВ [133]. В Пхоханской ускорительной лаборатории при верхних энергиях тормозного спектра 50, 60 и 70 МэВ [134] гамма-активационным методом были измерены изомерные отношения образования ^{95}Nb в ходе реакций на естественной смеси изотопов молибдена. В последующем исследовании [135] на той же установке энергетический диапазон был расширен добавлением экспериментов при энергиях 45 и 55 МэВ. В работе [136] были представлены экспериментальные значения изомерных отношений,

измеренные на тормозном пучке ускорителя электронов МТ-25 при максимальных энергиях 20 и 23.5 МэВ. В более позднем исследовании [137], выполненном на том же ускорителе, были получены результаты в более широком диапазоне энергий тормозного излучения — от 14 до 24 МэВ. Наиболее широкий энергетический диапазон 38–93 МэВ был охвачен в работе на природной смеси изотопов молибдена, выполненной на ускорителе электронов ЛУЭ-40 (Украина) [138]. Изомерное отношение, полученное в настоящей работе ($IR = Y_g/Y_m = 0.75 \pm 0.03$) в пределах погрешности хорошо согласуется со значением, полученным в статье [135] ($IR = 0.75 \pm 0.10$) при той же верхней границе тормозного излучения.

На рисунке 3.19(а) представлено сравнение экспериментальных изомерных отношений для ^{95}Nb , полученных в настоящей работе и в исследованиях [126, 128, 131–138], с расчётами по программе TALYS 2.0. Данные работ [131–133, 136, 137] в области энергий до 30 МэВ удовлетворительно описываются расчётами по TALYS 2.0. При энергиях выше 30 МэВ экспериментальные значения, измеренные в настоящей работе и в [126, 128, 134, 135, 138], хорошо согласуются между собой, но оказываются ниже теоретических предсказаний. Теоретические расчёты изомерных отношений для ^{95}Nb на разных изотопах молибдена и естественной смеси изотопов представлены на рисунке 3.19(б). На рисунке 3.19(б) показано, что с ростом энергии гамма-излучения увеличивается вклад от реакций с вылетом большего числа нуклонов. В связи с этим различие теоретических и экспериментальных данных в области энергий выше 30 МэВ может быть обусловлено сложностями описания многонуклонных реакций в теоретических моделях.

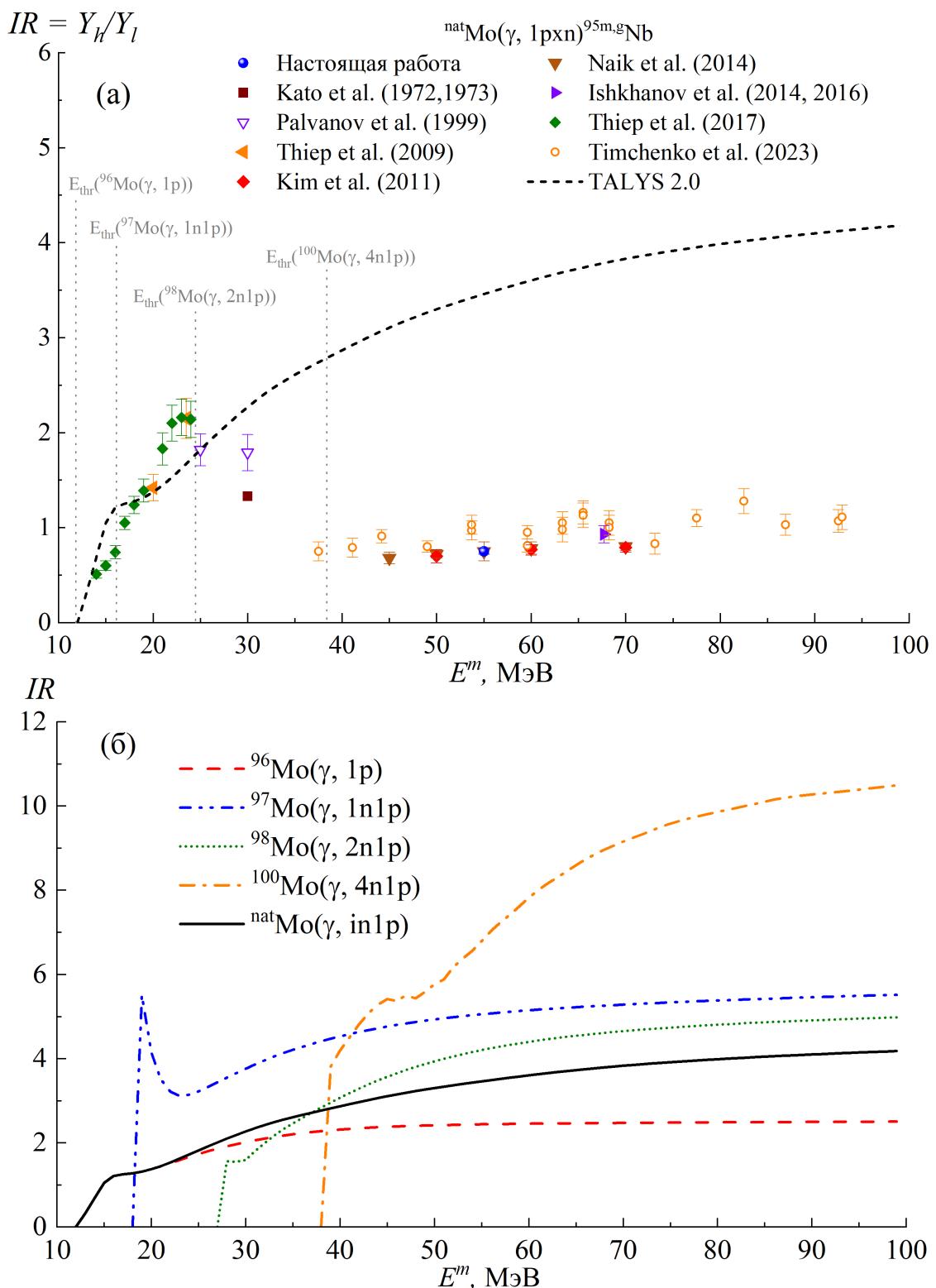


Рисунок 3.19 – а) Сравнение изомерных отношений для ${}^{95}\text{Nb}$, измеренных в настоящей работе и работах [126, 128, 131–138], с расчётомами, выполненными на основе программного кода TALYS 2.0. б) Теоретические изомерные отношения для образования ${}^{95}\text{Nb}$ на различных изотопах молибдена и естественной смеси изотопов ${}^{nat}\text{Mo}$, рассчитанные по программе TALYS 2.0

Изомерные отношения для ^{91}Mo были экспериментально получены в работах [101, 125, 130, 137, 139–144]. В работе [130] на лазерной установке Пекинского университета активационным методом были измерены изомерные отношения для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91m,g}\text{Mo}$. Авторами статьи [125] были получены выходы фотоядерных реакций $^{nat}\text{Mo}(\gamma, in)^{91m,g}\text{Mo}$ на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с максимальной энергией 55 МэВ, что позволяет рассчитать изомерное отношение для ^{91}Mo . В работе [137] на ускорителе электронов МТ-25 лаборатории ядерных реакций имени Г.В. Флёрова было изучено изомерное отношение в области верхних границ тормозного спектра от 14 до 24 МэВ. В работе [139] на тормозном пучке с максимальной энергией 30 МэВ было определено изомерное отношение $\frac{Y_h}{Y_h+Y_l}$ для реакции $(\gamma, 1n)$ на ^{92}Mo . На естественной смеси изотопов молибдена изомерное отношение вида $\frac{\sigma_m}{\sigma_m+\sigma_g}$ было измерено в работе [140] с помощью тормозных фотонов с энергиями до 70 МэВ. В работе [141] изомерные отношения для реакций (γ, n) и $(\gamma, 3n)$ на изотопах ^{92}Mo и ^{94}Mo определялись активационным методом с использованием тормозного гамма-излучения с максимальной энергией 70 МэВ. $IR = \frac{\sigma_h}{\sigma_l}$ для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91m,g}\text{Mo}$ было получено в работе [101] на тормозном пучке с максимальной энергией 55 МэВ, созданном с помощью линейного ускорителя в Гисене. Изомерное отношение для фотоядерной реакции (γ, n) на ядре ^{92}Mo было измерено в работе [142] на пучке тормозного гамма-излучения с максимальной энергией 14.5 МэВ. В работе [143] изомерное отношение вида $\frac{\sigma_m}{\sigma_g}$ было получено при верхней границе тормозного спектра 18 МэВ на бетатроне B25/30. Авторами статьи [144] на естественной смеси изотопов молибдена были определены данные при максимальных энергиях тормозного излучения 45, 50, 55 и 60 МэВ на Пхоханском линейном ускорителе.

Сравнение изомерных отношений, полученных для ^{91}Mo в настоящей работе и работах [101, 125, 130, 137, 139–144], с расчётами по программе TALYS 2.0 представлено на рисунке 3.20. Теоретические данные для энергий ниже 30 МэВ указывают на пик, существование которого не подтверждается экспериментальными данными [137], что может быть связано с неправильным учётом порогового фактора, а именно энергии каскадных переходов, необходимых для заселения высокоспинового состояния. При энергиях более 30 МэВ расчёты по программе TALYS 2.0 оказываются заниженными по сравнению с результатами различных экспериментов. Такое расхождение связано с применением в экспериментальных

работах различных методов нормировки на поток гамма-квантов для многонуклонных реакций с разными порогами.

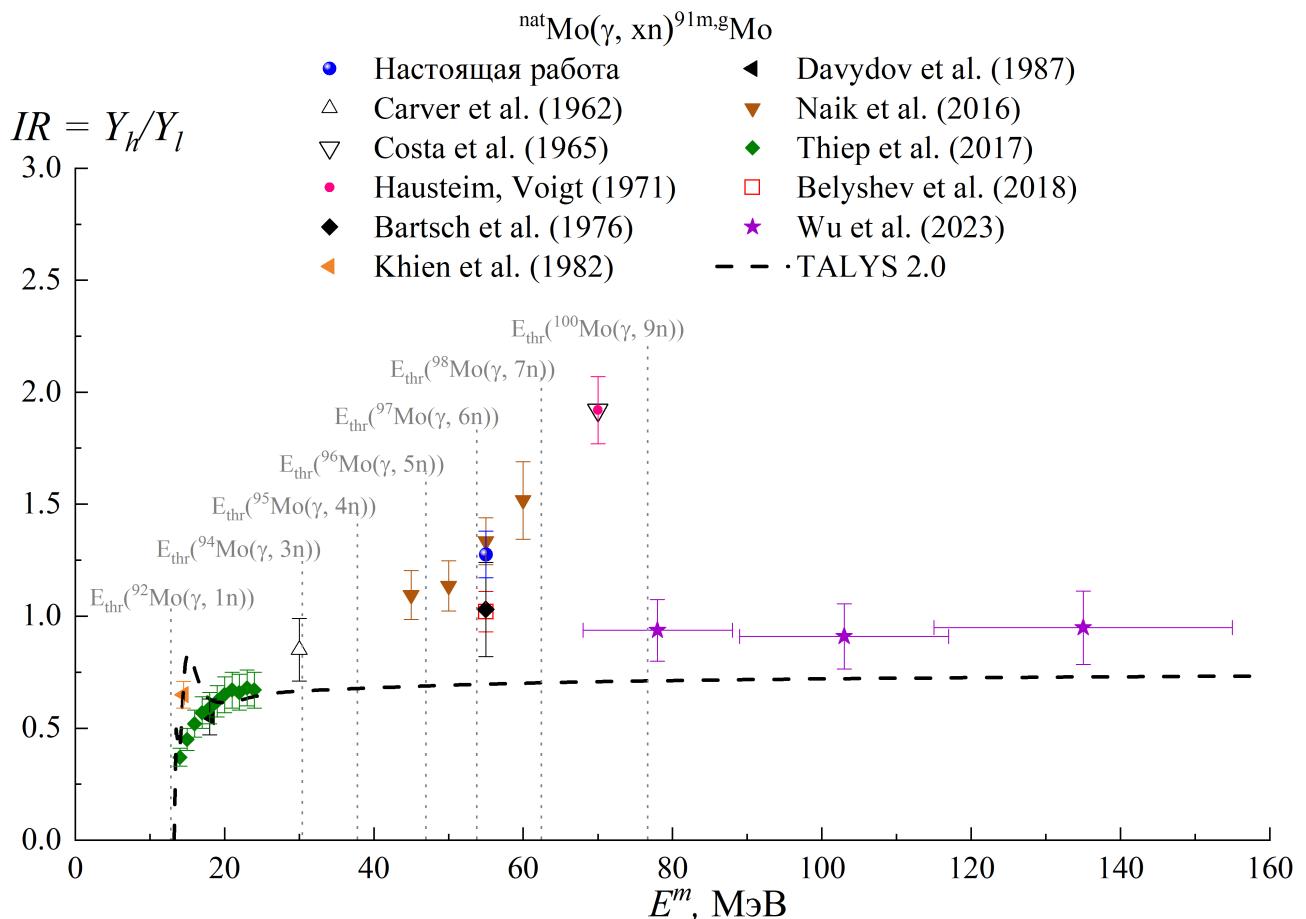


Рисунок 3.20 – Сравнение изомерных отношений ^{91}Mo , полученных в настоящей работе и работах [101, 125, 130, 137, 139–144], с расчётом по программе TALYS 2.0

3.5. Общие закономерности исследования фотоядерных реакций на средних и тяжёлых ядрах

В настоящей работе в ходе гамма-активационных экспериментов были получены сечения на эквивалентный квант для фотопротонных и фотонейтронных реакций на естественной смеси изотопов эрбия, диспрозия, палладия и молибдена.

Проведённое сравнение экспериментальных значений с расчётом на основе КМФР и программного кода TALYS 2.0 показывает необходимость учёта многонуклонных реакций для образования лёгких изотопов эрбия и диспрозия. Лучшее согласие экспериментальных сечений на эквивалентный квант для фотопротонных реакций с расчётом, выполненным с помощью КМФР, указывает на

необходимость учёта изоспинового расщепления ГДР для корректного описания таких реакций.

Экспериментально измеренные сечения фотоядерных реакций на мишенях естественного изотопного состава представляют собой сумму вкладов от всех стабильных изотопов элемента. Для получения парциальных сечений на отдельных стабильных изотопах был применён метод, основанный на совместном анализе экспериментальных сечений на эквивалентный квант и теоретических значений. Результаты различных фотоядерных экспериментов показали, что КМФР позволяет довольно достоверно разделять вклады реакций различной множественности, поэтому она применялась для теоретической оценки. В рамках используемого метода парциальные сечения выделялись из данных для естественной смеси на основе теоретически рассчитанных весовых коэффициентов для каждого изотопа. Как следствие, для оценки сечения на эквивалентный квант для конкретной реакции на стабильном изотопе использовалось экспериментальное значение, полученное на естественной смеси изотопов, скорректированное с помощью отношения сечений, рассчитанного на основе КМФР:

$$\sigma_q = \frac{\sigma_{q \text{ КМФР}}}{\sigma_{q \text{ КМФР}}^{prod}} \cdot \sigma_{q \text{ эксп}}^{prod} \quad (3.3)$$

где $\sigma_{q \text{ КМФР}}$ и $\sigma_{q \text{ КМФР}}^{prod}$ — сечения на эквивалентный квант, рассчитанные на основе КМФР для реакции на стабильном изотопе (формула 1.40) и естественной смеси (формула 1.41) соответственно; $\sigma_{q \text{ эксп}}^{prod}$ — экспериментальное сечение на эквивалентный квант, полученное на естественной смеси изотопов (формула 1.42).

Зависимости сечений на эквивалентный квант для реакции ($\gamma, 1p$) на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена от массового числа ядра-мишени представлены на рисунке 3.21.

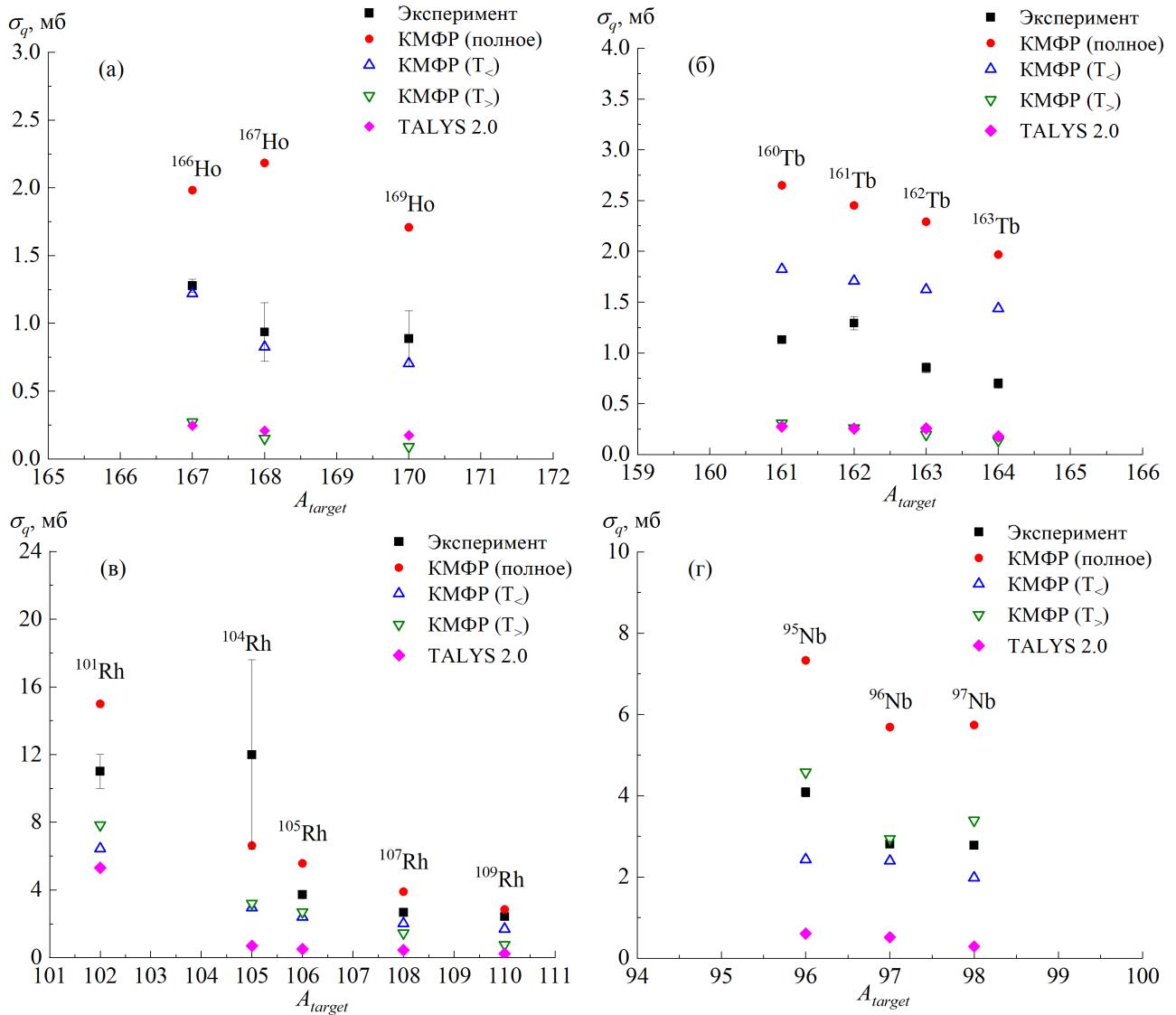


Рисунок 3.21 – Зависимости сечений на эквивалентный квант для реакции (γ , 1p) на стабильных изотопах эрбия (а), диспрозия (б), палладия (в) и молибдена (г) от массового числа ядра-мишени

Пересчитанные экспериментальные данные, приведённые на этом рисунке, позволяют сделать вывод об общем уменьшении сечений на эквивалентный квант для реакции (γ , 1p) с ростом массового числа внутри одного изотопного ряда. Основной причиной наблюдаемого спада является усиление конкуренции со стороны нейтронных каналов распада, обусловленное снижением энергии связи нейтрона в нейтронизбыточных ядрах, а также увеличение порога самой фотопротонной реакции. Результаты расчётов по программе TALYS 2.0 оказываются существенно заниженными по сравнению с экспериментальными данными. Значения, полученные на основе КМФР для реакций на изотопах эрбия и диспрозия, указывают на больший вклад изоспиновой компоненты $T_<$ в сечения фотопро-

тонных реакций. В сечения фотопротонных реакций на изотопах палладия и молибдена значительный вклад начинает вносить изоспиновая компонента $T_>$. Таким образом, влияние изоспинового расщепления для фотопротонной реакции ($\gamma, 1p$) уменьшается с ростом числа протонов в ядре.

Ранее в НИИЯФ МГУ на импульсном разрезном микротроне РМ-55, используемом в настоящей диссертационной работе, были измерены данные для фотоядерных реакций на мишениях естественного изотопного состава из селена [145], иттербия [10], гафния [11] и ртути [30]. Для генерации тормозного излучения использовались вольфрамовые мишени толщиной 0.2 мм, а для калибровки тока электронного ускорителя — медные мониторы. Облучения проводились на различных мишениях. В эксперименте на селене мишень представляла собой порошок массой 1.2665 г, помещённый в прозрачный пластиковый контейнер [145]. Время облучения составило 4721 с. Иттербьевая мишень была изготовлена из порошка оксида Yb_2O_3 массой 2.37 г в полистироловом контейнере (диаметр 22.5 мм, толщина 2.8 мм) [10]. Её облучали в течение 612 с (около 10 минут) при токе ускорителя 45 нА. Гафниевая мишень состояла из порошка оксида HfO_2 массой 1.2 г в пластиковом контейнере (диаметр 14.2 мм, толщина 3.6 мм) [11]. Длительность составила 3896 с (примерно 1.1 ч) при токе 54 нА. В случае ртути в качестве мишени использовался полистироловый контейнер (радиус 8 мм, толщина 2.8 мм), заполненный жидким ртутью естественного изотопного состава. Продолжительность облучения составляла 670 с [30].

Используя результаты, полученные в настоящей работе и в вышеуказанных экспериментах, были построены зависимости сечений на эквивалентный квант от отношения N/Z (рисунок 3.22). В качестве основы для построения графика 3.22(а) использовались данные, измеренные в диссертационной работе для мишеней из эрбия, диспрозия, палладия и молибдена естественного изотопного состава при энергии тормозного излучения 55 МэВ. По формуле 3.3 были рассчитаны сечения на эквивалентный квант для реакции ($\gamma, 1p$) на стабильных изотопах $^{167,168,170}\text{Er}$, $^{161,162,163,164}\text{Dy}$, $^{102,106,108,110}\text{Pd}$, $^{96,97,98}\text{Mo}$. Для построения графика 3.22(б) область изучаемых изотопов была расширена за счёт экспериментов на естественных смесях изотопов селена, иттербия, гафния и ртути. Используя экспериментальные данные из указанных выше работ, были рассчитаны сечения на эквивалентный квант для реакции ($\gamma, 1p$) на стабильных изотопах $^{74,77,78,80}\text{Se}$, $^{173,174,176}\text{Yb}$, $^{178,180}\text{Hf}$. Полученные на рисунке 3.22 зависимости являются убывающими и удовлетворительно описываются экспоненциальными функциями.

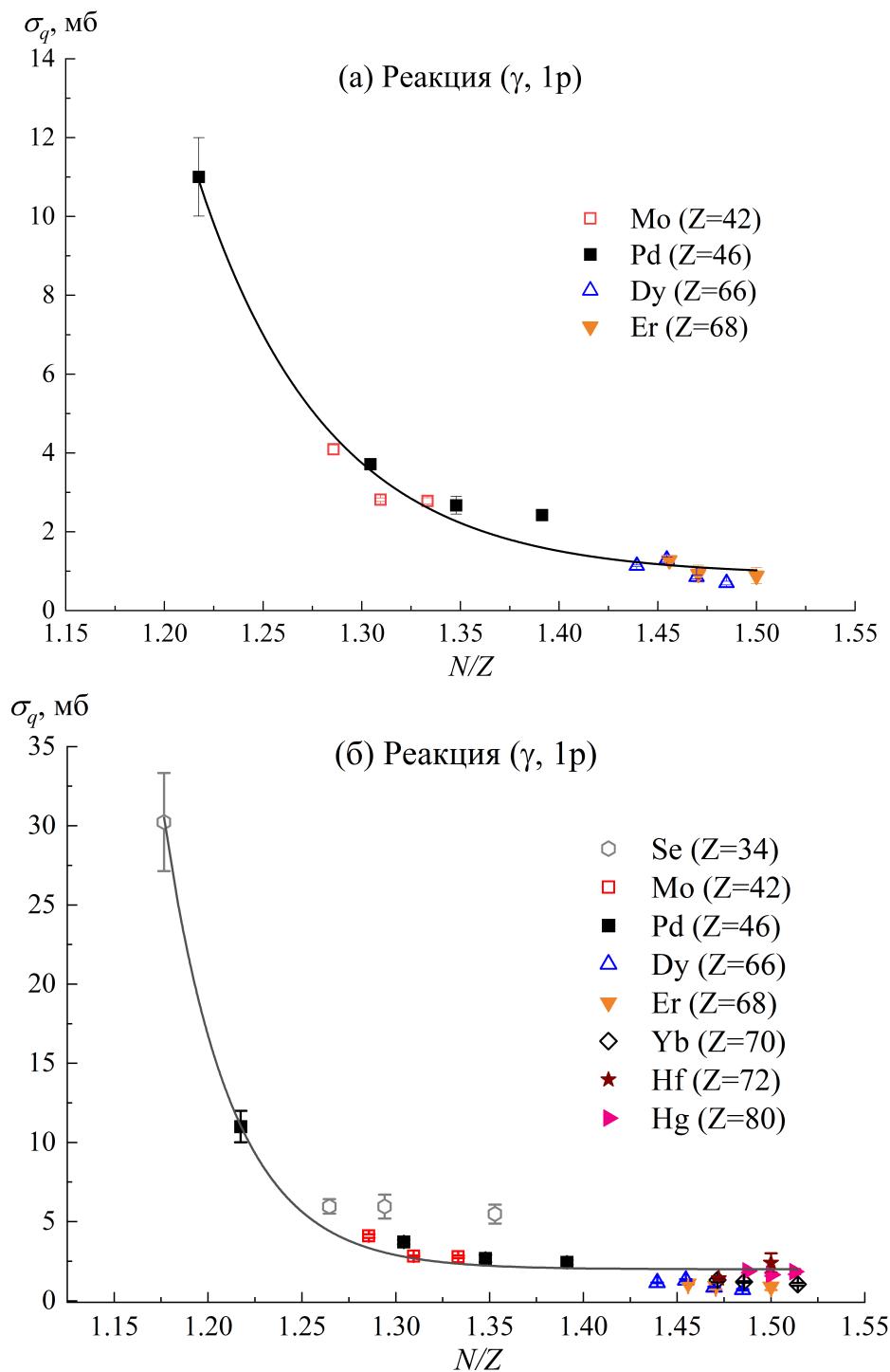


Рисунок 3.22 – Зависимости сечений на эквивалентный квант для реакции (γ , 1p), полученных в экспериментах на микротроне РМ-55, от отношения N/Z .
 (а) Данные для мишеней из эрбия, диспрозия, палладия и молибдена. (б) Общие результаты

Как и внутри одного изотопного ряда, наблюдаемый спад сечения реакции (γ , 1p) с ростом отношения N/Z связан с усилением конкуренции со стороны каналов с множественным вылетом нейтронов – реакций (γ , 2n) и (γ , 3n). На основе экспериментальных данных были получены сечения на эквивалентный квант: для

реакции (γ , 2n) на стабильных изотопах ^{77}Se , ^{92}Mo , ^{105}Pd , ^{162}Dy , $^{168,171}\text{Yb}$, ^{177}Hf , ^{199}Hg ; для реакции (γ , 3n) на изотопах $^{76,78}\text{Se}$, ^{94}Mo , $^{104,106}\text{Pd}$, $^{158,160,162}\text{Dy}$, $^{164,166}\text{Er}$, ^{170}Yb , $^{176,178}\text{Hf}$, $^{198,200}\text{Hg}$. Зависимости сечений на эквивалентный квант для реакций (γ , 2n) и (γ , 3n), полученных в экспериментах на микротроне РМ-55, от отношения N/Z являются возрастающими, как показано на рисунке 3.23.

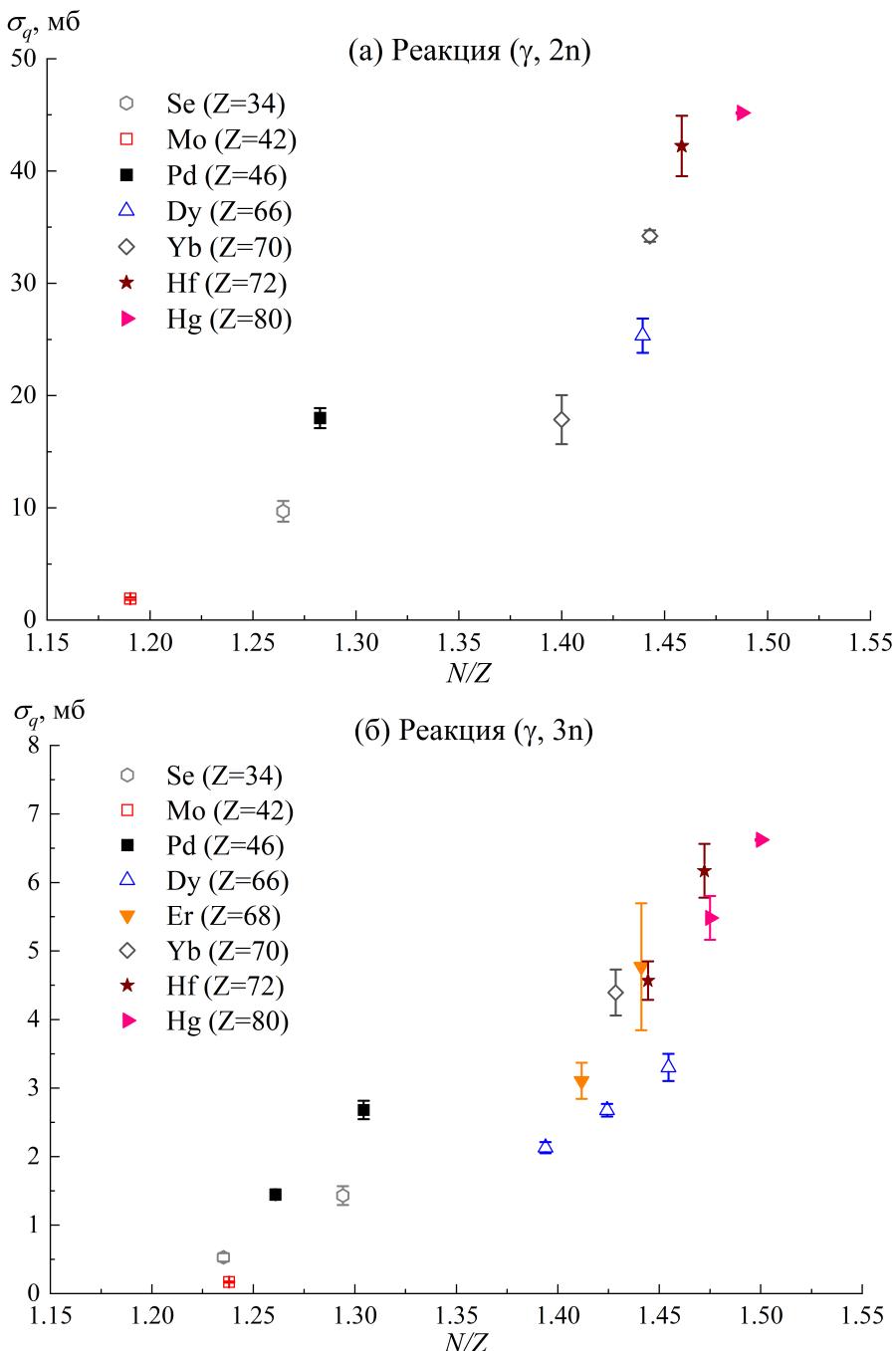


Рисунок 3.23 – Зависимости сечений на эквивалентный квант для реакций (γ , 2n) (а) и (γ , 3n) (б) на стабильных изотопах селена, молибдена, палладия, диспрозия, эрбия, иттербия, гафния и ртути, полученных в экспериментах на микротроне РМ-55, от отношения N/Z

Глава 4. Фотоядерные реакции в ядерной астрофизике и медицине

4.1. Фотоядерные реакции, приводящие к разрушению обойдённых ядер

Важным вопросом астрофизики является изучение процессов нуклеосинтеза, объясняющих происхождение химических элементов во Вселенной – от водорода до тяжёлых металлов. Образование ядер легче железа происходит в недрах звёзд в результате последовательности реакций термоядерного синтеза, каждая из которых начинается после достижения определённого порога температуры и плотности в процессе эволюции звезды [18]. Такие реакции направлены на увеличение средней энергии связи на нуклон и сопровождаются большим энерговыделением, поддерживающим светимость звезды. Процесс начинается с наиболее распространённого во Вселенной элемента – водорода. В недрах звёзд главной последовательности (например, Солнца) при температурах около $(10-15)\cdot 10^6$ К запускается протон-протонная цепочка, приводящая к образованию ${}^4\text{He}$. Когда водород в ядре звезды выгорает, оно сжимается и нагревается. В звёздах средней массы это приводит к стадии красного гиганта. При температурах, близких к $(100-200)\cdot 10^6$ К, становится возможной реакция синтеза трёх α -частиц в одно ядро ${}^{12}\text{C}$ [146]. Затем при столкновении ядра ${}^{12}\text{C}$ с ещё одной α -частицей образуется ${}^{16}\text{O}$. При дальнейшем росте температуры начинается последовательное захватывание α -частиц ядрами, образованными на предыдущем этапе. Этот α -процесс приводит, например, к образованию ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и т.д.

Наиболее массивные звёзды продолжают эволюцию до ещё более высоких температур. При температурах порядка 2–4 ГК в ядре звезды начинается фаза горения кремния, характеризующаяся не классическим α -захватом, а сложным равновесием между разрушением ядер высокoenергетичными фотонами и синтезом. Фотоны разрушают ядра ${}^{28}\text{Si}$, производя свободные α -частицы, протоны и нейтроны. Получившиеся обломки затем снова захватываются более тяжёлыми ядрами. В результате цепочки реакций образуются ядра серы, аргона, кальция, а также ядра железной группы, такие как титан, ванадий, хром, марганец, железо, кобальт и никель.

Среди лёгких элементов дейтерий, изотопы лития, бериллия и бора обладают низкой энергией связи и разрушаются в звёздных недрах уже при $T \sim (2-5)\cdot 10^6$ К. Их первичное образование во Вселенной связывают преимущественно с реакциями скальвания под действием галактических космических лучей (для Li, Be и B) и с космологическим нуклеосинтезом (для части Li) [147].

Однако в звёздных и взрывных процессах также возможен вторичный синтез, например, образование лития в звёздах асимптотической ветви гигантов (AGB-звездах) через механизм Кэмерона-Фаулера или в нейтринном процессе в сверхновых.

Ядра железной группы обладают максимально возможной энергией связи на нуклон. Любые дальнейшие реакции синтеза с участием этих ядер являются эндотермическими, поэтому термоядерное горение в звезде не может создать элементы тяжелее железа и никеля. Образование тяжёлых ядер в звёздах происходит преимущественно в результате медленного и быстрого захвата нейтронов.

Медленный процесс захвата нейтронов (*s*-процесс) протекает в условиях относительно низкой плотности потока нейтронов, при которой времена захвата нейтронов превосходят характерные времена β^- -распада промежуточных ядер [148]. Процесс позволяет цепочке ядерных превращений оставаться вблизи долины β -стабильности на N-Z диаграмме атомных ядер. Основными астрофизическими средами для *s*-процесса являются звёзды на стадии асимптотической ветви гигантов малой и средней массы, а также области горения гелия в массивных звёздах. Нейтроны для *s*-процесса образуются преимущественно в реакциях $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ [149] и $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ [150].

Быстрый захват нейтронов (*r*-процесс) представляет собой механизм ядерного синтеза, реализующийся в условиях экстремально высоких плотностей нейтронов [151]. В подобной среде скорость последовательных захватов нейтронов значительно превышает скорость β^- -распада промежуточных ядер, что приводит к стремительному смещению ядерной цепочки в область сильной нейтронной избыточности на N-Z диаграмме атомных ядер, вплоть до её нейтронной границы. Последующее охлаждение среды и падение плотности вызывают остановку реакций нейтронного захвата. Образовавшиеся сильно нейтроноизбыточные ядра претерпевают каскад β^- -распадов, возвращаясь к линии β -стабильности и формируя стабильные изотопы.

Следует отметить, что процессы медленного и быстрого захвата нейтронов, ответственные за синтез большинства тяжёлых элементов, не могут объяснить происхождение 35 нейтронодефицитных стабильных ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , известных как *p*-нуклиды или обойдённые ядра. Они отличаются аномально низкой распространенностью — на 1–2 порядка меньшей, чем у соседних изотопов. Сценарием образования подобных ядер является *p*-процесс, включающий в себя фотоядерные реакции (γ, n) , (γ, p) и (γ, α) , а также захваты протонов (*p*, γ) и

α -частиц (α, γ), протекающие в условиях высоких температур (1–3.5 ГК), характерных для поздних стадий эволюции массивных звёзд [19].

На рисунке 4.1 представлена часть карты атомных ядер, демонстрирующая возможные пути образования и разрушения ^{102}Pd [33]. Синтез обойдённого ядра ^{102}Pd возможен в результате захвата протонов лёгкими ядрами рутения: $^{100}\text{Ru}(p, \gamma)^{101}\text{Rh}(p, \gamma)^{102}\text{Pd}$, где оба промежуточных ядра стабильны. Другой вариант основан на ^{101}Ru : $^{101}\text{Ru}(p, \gamma)^{102}\text{Rh} \xrightarrow{\beta^-} {}^{102}\text{Pd}$. Важным фотоядерным механизмом является выбивание α -частицы из изотопа кадмия: $^{106}\text{Cd}(\gamma, \alpha)^{102}\text{Pd}$. Эффективность данной реакции обусловлена отсутствием промежуточных стадий и энергетических потерь на радиоактивные распады. Альтернативным методом образования ^{102}Pd является цепочка последовательного выбивания нейтронов из более тяжёлых изотопов палладия: $^{106}\text{Pd} \xrightarrow{(\gamma, n)} {}^{105}\text{Pd} \xrightarrow{(\gamma, n)} {}^{104}\text{Pd} \xrightarrow{(\gamma, n)} {}^{103}\text{Pd} \xrightarrow{(\gamma, n)} {}^{102}\text{Pd}$. Данный процесс сталкивается с ограничением на стадии ${}^{103}\text{Pd}$, так как возникает конкуренция между (γ, n) реакцией и электронным захватом с образованием ${}^{103}\text{Rh}$, что частично уводит процесс синтеза с пути образования палладия. Вклад косвенных путей, протекающих через изотопы серебра (например, ${}^{107}\text{Ag}$), пренебрежимо мал. Они могут включать либо реакцию (γ, p) с последующим выбиванием нейтронов из ${}^{106}\text{Pd}$, либо цепочку реакций (γ, n) , ведущую к ${}^{102}\text{Ag}$ с последующим β^+ -распадом.

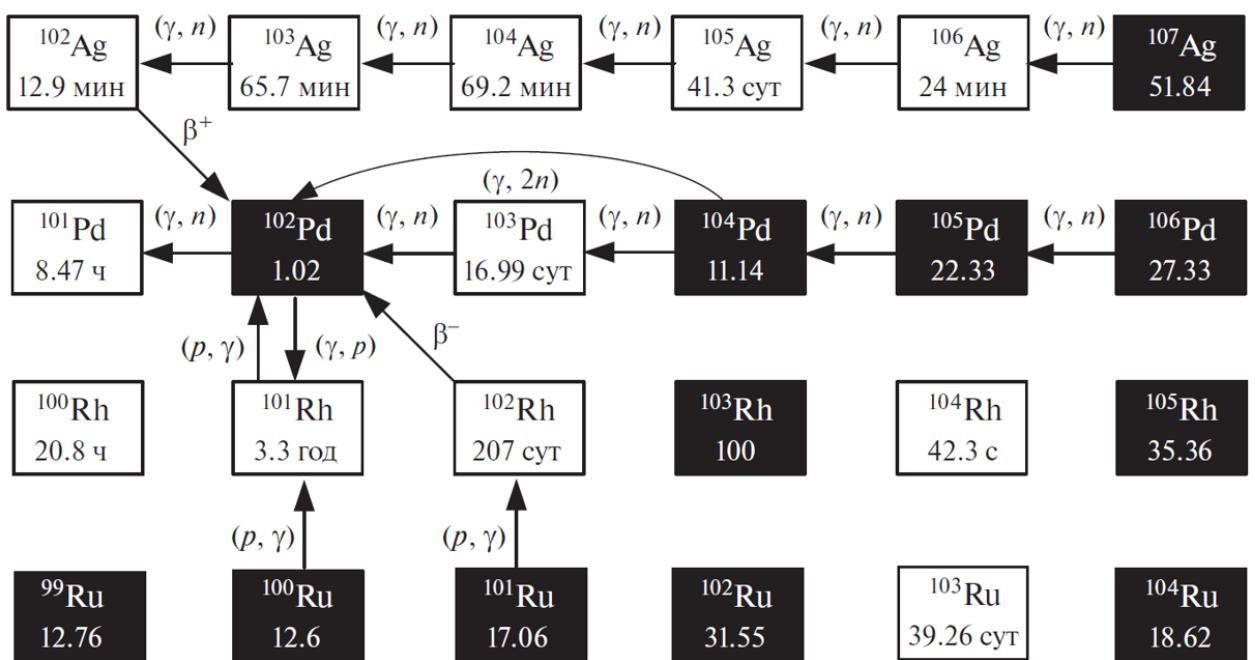


Рисунок 4.1 – Образование и распад обойдённого ядра ^{102}Pd [33]

В диссертационной работе на основе метода, описанного в параграфе 3.5, были получены сечения на эквивалентный квант для основных фотоядерных реакций на изотопе ^{102}Pd при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ. Сравнение полученных экспериментальных данных со значениями, рассчитанными с помощью КМФР, программного кода TALYS 2.0 и на основе оценённых данных библиотеки JENDL, представлено в таблице 21.

Из таблицы 21 следует, что к основным реакциям разрушения обойдённого ядра ^{102}Pd относятся $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1p)$ и $(\gamma, 2n)$. Расчёты, выполненные по программе TALYS 2.0 и на основе оценённых данных библиотеки JENDL, стандартно используемых для расчёта скоростей распада обойдённых ядер, практически в 2.5 раза занижают экспериментальный результат для фотопротонной реакции $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1p)$ и примерно в 1.5 раза завышают значение для фотонейтронной реакции $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$. Данные, вычисленные на основе КМФР, завышают сечения обеих реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$.

Различие теоретических результатов, полученных с помощью КМФР, программного кода TALYS 2.0 и оценённых ядерных данных из библиотеки JENDL, связано с использованием разных сечений фотопоглощения и отсутствием учёта в двух последних моделях изоспинового расщепления ГДР. Лучшее согласие экспериментальных данных для реакции $(\gamma, 1p)$ с расчётом на основе КМФР подтверждает необходимость учёта изоспиновых эффектов.

Таблица 21 – Сечения на эквивалентный квант для реакций, приводящих к распаду обойдённого ядра ^{102}Pd

Реакция	E_{thr} , МэВ	σ_q , мб			
		Эксперимент	КМФР	TALYS	JENDL
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$	10.57	64.77 ± 3.40	87.75	88.21	87.55
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1p)^{101}\text{Rh}$	7.81	10.94 ± 0.99	14.71	4.63	4.00
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{100}\text{Pd}$	18.85	9.03 ± 0.65	8.92	11.41	13.42
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n1p)^{100}\text{Rh}$	17.70	1.80 ± 0.25	3.61	2.33	1.92
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n1p)^{99}\text{Rh}$	25.78	1.05 ± 0.06	1.33	1.30	1.60
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{99}\text{Pd}$	29.96	0.58 ± 0.03	0.85	0.85	0.77
$^{102}\text{Pd}(\gamma, abs)$		88.18 ± 3.61	117.17	108.75	108.93

На рисунке 4.2 представлены пути образования и разрушения ^{92}Mo . Образование обойдённого ядра ^{92}Mo из циркония основано на механизме протонного захвата, начинающегося с самого лёгкого изотопа: $^{90}\text{Zr}(\text{p}, \gamma)^{91}\text{Nb}(\text{p}, \gamma)^{92}\text{Mo}$. Образованию обойдённого ядра из более тяжёлых изотопов циркония (^{91}Zr , ^{92}Zr) препятствует конкуренция с фотоядерными реакциями (γ , n) и (γ , p). Их более низкие, по сравнению с (p, γ), пороги приводят к эффективному разрушению промежуточных ядер и отклонению от целевой цепочки синтеза. Дополнительным каналом может служить выбивание α -частицы из рутения: $^{96}\text{Ru}(\gamma, \alpha)^{92}\text{Mo}$. Другой способ образования ядра ^{92}Mo соответствует последовательному выбиванию нейтронов из более тяжёлых изотопов того же элемента под действием γ -излучения. Например: $^{95}\text{Mo}(\gamma, \text{n})^{94}\text{Mo}(\gamma, \text{n})^{93}\text{Mo}$. Однако на этапе образования ^{93}Mo возникает критическая проблема, связанная с большим периодом полураспада данного изотопа (~ 4000 лет). В условиях взрыва сверхновой ядро ^{93}Mo чаще всего не успевает захватить γ -квант для реакции $^{93}\text{Mo}(\gamma, \text{n})^{92}\text{Mo}$. Вместо этого с гораздо большей вероятностью происходит его электронный захват, уводящий цепочку синтеза к ниобию ^{93}Nb . Эффективной альтернативой является прямая реакция выбивания сразу двух нейтронов $^{94}\text{Mo}(\gamma, 2\text{n})^{92}\text{Mo}$, позволяющая обойти изотоп ^{93}Mo . Однако для этого способа требуются γ -кванты большей энергии, так как необходимо превысить порог реакции ($\gamma, 2\text{n}$).

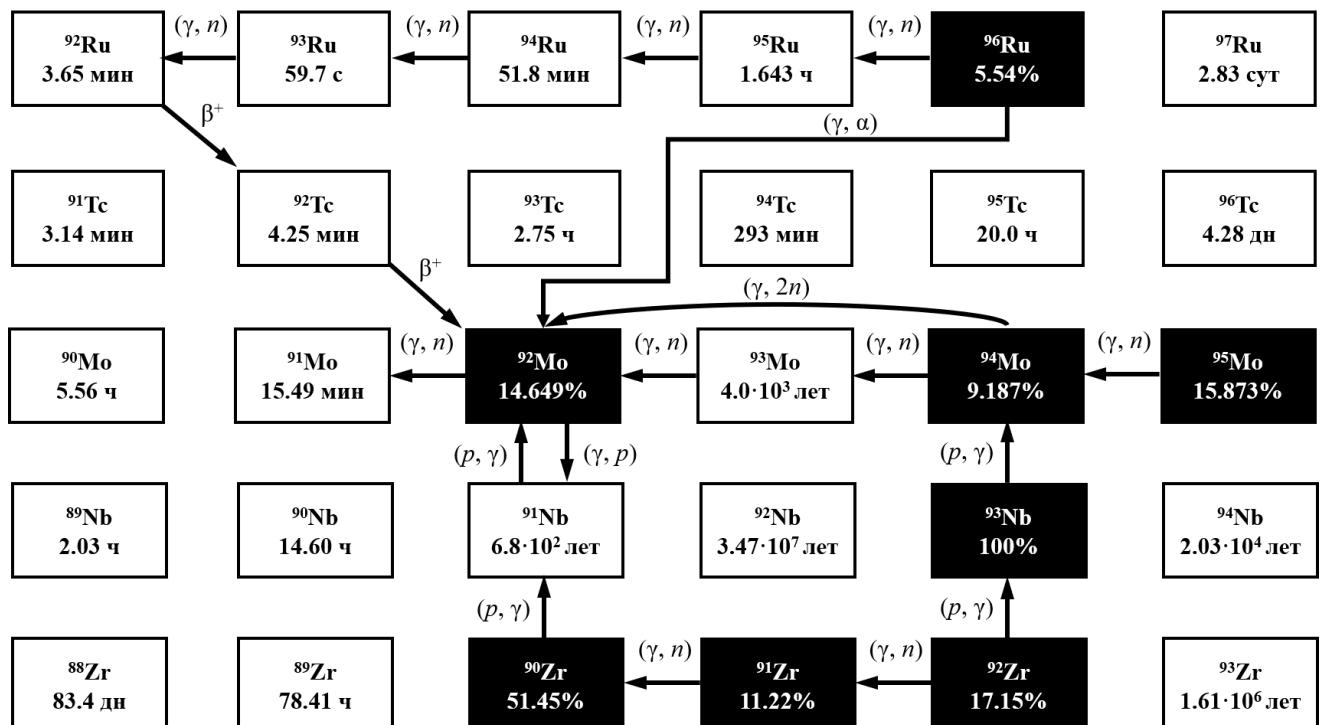


Рисунок 4.2 – Образование и распад обойдённого ядра ^{92}Mo

Аналогично ситуации с обойдённым ядром ^{102}Pd , в работе были получены выходы основных фотоядерных реакций на изотопе ^{92}Mo при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ. Сравнение экспериментальных выходов фотоядерных реакций на ^{92}Mo со значениями, рассчитанными с помощью КМФР, программного кода TALYS 2.0 и на основе оценённых данных библиотеки JENDL, представлено в таблице 22.

Из таблицы 22 следует, что основными реакциями разрушения данного обойдённого ядра являются реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$. Для реакции $(\gamma, 1n)$ результат расчёта по программе TALYS 2.0 демонстрирует удовлетворительное согласие с экспериментом, в то время как сечение, оценённое на основе библиотеки JENDL, завышено приблизительно в 1.3 раза. Это расхождение может быть связано как с завышением полных сечений фотопоглощения в данных моделях относительно эксперимента и предсказаний на основе КМФР, так и с отсутствием в них учёта изоспинового расщепления ГДР.

Таблица 22 – Сечения на эквивалентный квант для реакций, приводящих к распаду обойдённого ядра ^{92}Mo

Реакция	E_{thr} , МэВ	$\sigma_q, \text{ м}^2$			
		Эксперимент	КМФР	TALYS	JENDL
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91m+g}\text{Mo}$	12.67	48.74 ± 2.52	49.36	52.96	62.46
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$	22.78	1.84 ± 0.10	1.92	3.64	1.68
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{91m}\text{Nb}$	7.56	26.80 ± 5.84	¹	45.02	36.35
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{91m+g}\text{Nb}$	7.46	29.84 ± 6.51 ²	39.64	51.35	47.12
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n1p)^{90}\text{Nb}$	19.51	2.53 ± 0.15	2.45	4.99	2.56
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n1p)^{89}\text{Nb}$	29.61	0.73 ± 0.07	0.40	0.89	0.20
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo}$	36.01		0.08	0.06	0.01
$^{92}\text{Mo}(\gamma, \text{abs})$		83.68 ± 6.98	93.83	113.89	114.03

¹ В КМФР невозможно разделить образование метастабильного и основного состояний.

² Рассчитано на основе изомерного отношения TALYS 2.0: $(\sigma_q^m + \sigma_q^g)/(\sigma_q^m) = 1.14$.

Сравнение существующих экспериментальных сечений для суммы реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1n1p)$ на ^{92}Mo с теоретическими расчётами продемонстрировано на рисунке 4.3. Расчёты для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)+^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n1p)$, выполненные в рамках различных теоретических моделей, показывают расхождения как

в положении максимума сечения, так и в его абсолютной величине. Из рисунка 4.3 следует неоднозначность существующих экспериментальных данных, а также невозможность описания теоретическими моделями в широком энергетическом диапазоне сечений фотоядерной реакции. Различие сечений в области энергий до 20 МэВ нельзя объяснить проблемами разделения нейтронов по множественности. Систематические причины могут быть связаны с неправильным определением эффективности детекторов нейтронов, используемыми предположениями о спектрах нейтронов и ошибками в мониторинге пучка квазимохроматических γ -квантов, что ещё больше усложняет интерпретацию результатов. Такой же вывод можно сделать на основе различия экспериментальных и теоретических данных о сечениях фотопоглощения из таблицы 22.

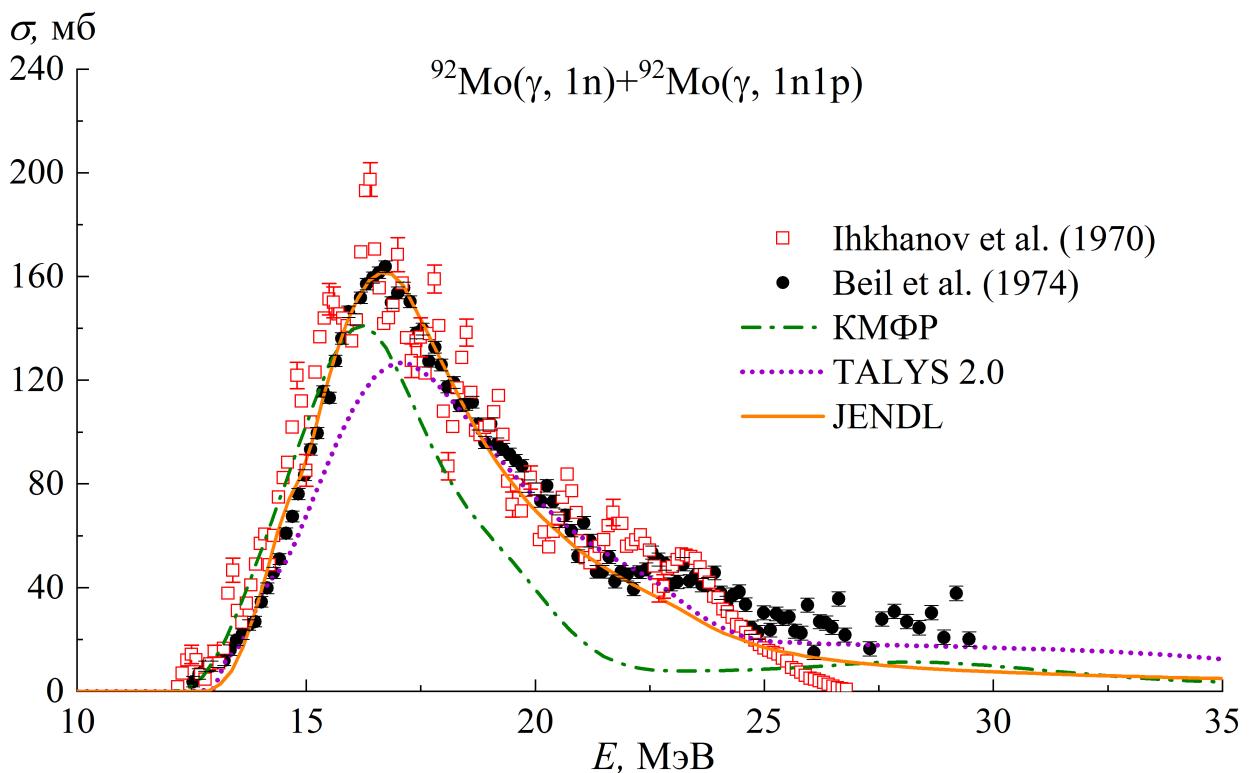


Рисунок 4.3 – Сечения реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n) + ^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n1p)$, полученные в работах [113] и [114], и расчёты на основе КМФР, программного кода TALYS 2.0 и данных библиотеки JENDL

На рисунке 4.4 показаны рассчитанные на основе статистической модели распространённости обойдённых ядер, образовавшихся в результате взрыва сверхновой II типа с массой, равной 20 солнечным массам, нормированные на распространённость обойдённых ядер в солнечной системе [19]. Рассчитанные в работе [152] и представленные в обзоре [19] нормированные распространённости р-ядер показывают, что теоретическое значение для ^{92}Mo занижено примерно

на 2 порядка. Исходя из полученных экспериментальных данных, одной из причин такого поведения может быть переоценка теоретическими моделями сечений реакций (γ , 1p) и (γ , 1n).

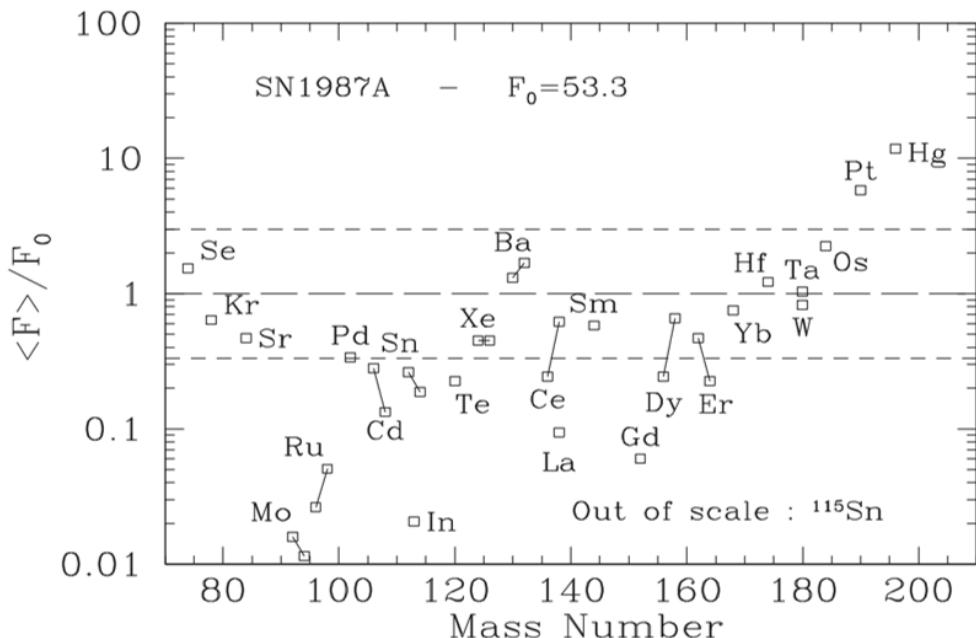


Рисунок 4.4 – Рассчитанные на основе статистической модели распространённости обойдённых ядер, образовавшихся в результате взрыва сверхновой II типа с массой, равной 20 солнечным массам (металличностью $Z = 0.3 Z_{\odot}$), нормированные на распространённость обойдённых ядер в солнечной системе. Взят из работы [19]

Для дальнейшего уточнения влияния фотоядерных реакций на распространённость обойдённых ядер необходимы высокоточные экспериментальные измерения сечений фотопротонных и фотонейтронных реакций вблизи порогов данных реакций. Планируется, что такие эксперименты будут проводиться на пучке монохроматических γ -квантов от источника обратного комптоновского рассеяния (ИКИ НЦФМ) [26].

4.2. Исследование фотоядерных реакций, приводящих к образованию медицинских изотопов

В современном мире радиоизотопы широко используются в медицине для диагностики, терапии, стерилизации медицинского инструментария, а также в исследовательских целях. Требования, предъявляемые к применяемым в медицине изотопам, включают оптимальный период полураспада, наличие подходящих для

визуализации или терапии излучений, а также возможность обеспечения химической связи с носителем. Круг изотопов, применяемых в настоящее время в медицине, весьма ограничен, несмотря на наличие нескольких десятков радионуклидов с оптимальными ядерно-физическими и химическими свойствами, показавших эффективность применения в диагностике и терапии. Причиной является отсутствие для большинства перспективных изотопов доступных методов наработки в количествах, необходимых для доклинических и клинических испытаний, и способов эффективного выделения целевых изотопов из облучённых мишеней.

Традиционные варианты производства радионуклидов основаны на использовании исследовательских реакторов или циклотронов. Реакторный метод ограничен не только малым числом высокопоточных установок, но и возможностью наработки лишь β^- -активных изотопов. Изотопы, подверженные β^+ распаду могут производиться только на циклотронах и электронных ускорителях. Циклотронные методы, хотя и широко применяются (например, реакции (p, n) при энергии <15 МэВ или $(p, 2n)$ при $<30-35$ МэВ), также обладают рядом недостатков. К ним относятся высокая стоимость установок, ограниченная доступность или дороговизна подходящих мишеней, а также риск получения изотопных примесей, ведущих к переоблучению пациента.

Недостатки традиционных методов производства, а также отсутствие отработанных технологий получения перспективных изотопов привели к поиску альтернативных путей их наработки. Одним из таких методов стал фотоядерный способ на ускорителях электронов. Перспективными каналами при таком производстве являются как прямые фотоядерные реакции, например (γ, p) и $(\gamma, in1p)$, так и косвенные процессы, такие как реакции (γ, in) с последующим распадом промежуточного ядра. Ключевыми преимуществами фотоядерной наработки являются возможность размещения компактных ускорителей электронов непосредственно в медицинских центрах, а также часто более простая химическая схема разделения макроколичеств мишленного материала и микроколичеств целевого радионуклида. Особенно ярко фотоядерный метод проявляет себя в тех случаях, когда необходимый изотоп невозможно получить ни на циклотронах, ни в реакторах: β^+ -активные ядра не образуются в реакторах, а низкие сечения и высокие пороги многонуклонных реакций приводят к высоким требованиям к энергии и интенсивности протонных ускорителей.

Для определения возможности наработки медицинских количеств радионуклидов необходимо знать сечения соответствующих реакций, приводящих к образованию как целевого, так и всех побочных нуклидов. Основными требованиями к производству медицинских изотопов в количествах, достаточных для доклинических испытаний, являются: высокая активность целевого изотопа (порядка ГБк), отсутствие долгоживущих побочных изотопов или соотношение радиохимических выходов целевого и побочных продуктов не менее трёх порядков. Среди изотопов, изучаемых в диссертации, перспективными для медицины являются ^{166}Ho и ^{161}Tb . Для них рассматривались вопросы возможности наработки в результате фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия.

Радионуклид ^{166}Ho испускает высокоэнергетичные β -частицы (1.77 и 1.85 МэВ), средний пробег которых в биологической ткани составляет около 4 мм, что обеспечивает его применение в терапевтических целях. Сопутствующее мягкое γ -излучение с энергией 80.1 кэВ ($I_\gamma=6.56\%$) позволяет проводить визуализацию распределения препаратов на его основе в организме методом однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). На основе ^{166}Ho созданы и исследуются различные радиофармпрепараты: комплекс ^{166}Ho -DOTMP для радиотерапии множественной миеломы [15], соединение ^{166}Ho -EDTMP для паллиативного обезболивания костных метастазов [16], а также микросфера с ^{166}Ho для радиоэмболизации метастазов в печени [17].

Основные методы наработки ^{166}Ho представлены на рисунке 4.5.

^{165}Er 10.36 ч	^{166}Er стабилен 33.503%	^{167}Er стабилен 22.869%	^{168}Er стабилен 26.978%	^{169}Er 9.392 дн	^{170}Er стабилен 14.91%
^{164}Ho 28.8 мин	^{165}Ho стабилен 100%	^{166}Ho 26.824 ч	^{167}Ho 2.98 ч	^{168}Ho 2.99 мин	^{169}Ho 4.72 мин
^{163}Dy стабилен 24.896%	^{164}Dy стабилен 28.26%	^{165}Dy 2.331 ч	^{166}Dy 81.6 ч	^{167}Dy 6.2 мин	^{168}Dy 8.7 мин

Рисунок 4.5 – Пути образования ^{166}Ho : 1) реакторный: $^{165}\text{Ho}(n, \gamma)^{166}\text{Ho}$; 2) циклотронный: $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)^{165}\text{Dy}(n, \gamma)^{166}\text{Dy} \xrightarrow{\beta^-} {^{166}\text{Ho}}$; 3) фотоядерный: $^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)^{166}\text{Ho}$, $^{168}\text{Er}(\gamma, 1n1p)^{166}\text{Ho}$, $^{170}\text{Er}(\gamma, 3n1p)^{166}\text{Ho}$

Классический способ производства данного медицинского изотопа заключается в облучении природного ^{165}Ho ($\eta=100\%$) тепловыми нейтронами в ядерном реакторе по реакции $^{165}\text{Ho}(\text{n},\gamma)^{166}\text{Ho}$. Однако при использовании этого метода сложно добиться высокой удельной активности целевого продукта из-за низкого сечения захвата нейtronов ($\sigma = 61.2$ барн). Другим способом является получение ^{166}Ho без носителя путём облучения обогащённого ^{164}Dy тепловыми нейтронами с образованием ^{166}Dy через двойной нейтронный захват [153–155]: $^{164}\text{Dy}+\text{n} \rightarrow ^{165}\text{Dy}^*$ ($\sigma = 2720$ барн), $^{165}\text{Dy}+\text{n} \rightarrow ^{166}\text{Dy}^*$ ($\sigma = 3900$ барн). Затем образовавшийся ^{166}Dy ($T_{1/2}=81.6$ ч) претерпевает β^- -распад в ^{166}Ho . В высокопоточных реакторах удельная активность ^{166}Dy может достигать 4–5 Ки/мг [154]. Тем не менее, создание *in vivo* генератора $^{166}\text{Dy}/^{166}\text{Ho}$ проблематично, так как исследования показывают, что около 72% атомов ^{166}Ho высвобождаются из исходного хелатного комплекса после распада ^{166}Dy [156]. Реакции под действием лёгких заряженных частиц (протонов, дейtronов, ^3He , α -частиц) неприменимы для производства ^{166}Ho или ^{166}Dy из-за отсутствия подходящих ядер-мишеней. Альтернативой является получение перспективного медицинского изотопа гольмия в результате следующих фотоядерных реакций: $^{167}\text{Er}(\gamma, 1\text{p})^{166}\text{Ho}$, $^{168}\text{Er}(\gamma, 1\text{n}1\text{p})^{166}\text{Ho}$, $^{170}\text{Er}(\gamma, 3\text{n}1\text{p})^{166}\text{Ho}$.

Для исследования возможностей наработки ^{166}Ho фотоядерным методом выходы фотоядерных реакций, полученные в параграфе 3.1, были переведены в радиохимические выходы, применяемые в ядерной медицине:

$$Y_{\text{exp rad}} = \frac{\lambda \cdot Y(E^m)}{\rho \cdot q_e} \quad (4.1)$$

где q_e – заряд электрона в $\text{мкА}\cdot\text{ч}$, λ – постоянная распада, ρ – поверхностная плотность мишени.

В таблице 23 представлены выходы фотоядерных реакций и соответствующие радиохимические выходы, полученные для естественной смеси изотопов эрбия в расчёте на один электрон ускорителя. Поскольку изотопы эрбия могут быть эффективно отделены химическими методами, они не считаются побочными продуктами при производстве ^{166}Ho . Анализ данных таблицы 23 показывает, что использование эрбия естественного изотопного состава нецелесообразно для фотоядерного получения ^{166}Ho . Причиной является высокая активность образующегося побочного изотопа ^{167}Ho , что снижает чистоту и удельную активность целевого продукта. Перспективным решением данной проблемы является применение обогащённой мишени ^{167}Er .

Таблица 23 – Радиохимические выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов эрбия, полученные при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ

Изотоп	$T_{1/2}$	Основная реакция	$Y_{\text{exp rad}}$, кБк/(мкА·ч·г/см ²)
¹⁶¹ Er	3.21 ч	¹⁶² Er(γ , 1n)	324 ± 27
¹⁶³ Er	75 мин	¹⁶⁴ Er(γ , 1n)	$(13.3 \pm 2.6) \cdot 10^3$
¹⁶⁹ Er	9.392 дн	¹⁷⁰ Er(γ , 1n)	281 ± 66
^{162m} Ho	67 мин	¹⁶⁴ Er(γ , 1n1p); ¹⁶⁶ Er(γ , 3n1p)	16.3 ± 1.9
^{166g} Ho	26.824 ч	¹⁶⁷ Er(γ , 1p)	39.1 ± 1.5
¹⁶⁷ Ho	2.98 ч	¹⁶⁸ Er(γ , 1p)	299 ± 69
¹⁶⁹ Ho	4.72 мин	¹⁷⁰ Er(γ , 1p)	$(5.6 \pm 1.3) \cdot 10^3$

Для оценки оптимальных энергий для наработки медицинских изотопов с использованием КМФР были проведены расчёты радиохимических выходов реакций, приводящих к образованию как целевого, так и значимых побочных нуклидов:

$$Y_{\text{rad}} = \frac{\lambda \alpha \beta}{q_e} \int_{E_{\text{thr}}}^{E^m} \sigma(E, E^m) \sigma(E) dE, \quad (4.2)$$

где λ - постоянная распада, α - количество ядер исследуемой мишени на 1 см², β - количество ядер тормозной мишени на 1 см², q_e - заряд электрона в мкА·ч, E_{thr} - порог соответствующей реакции, E^m - максимальная энергия спектра тормозного излучения, $\sigma(E)$ - сечение исследуемой фотоядерной реакции, $\sigma(E, E^m)$ - сечения образования тормозных фотонов, рассчитанные по таблицам Зельцера-Бергера. Для вычислений толщина тормозной вольфрамовой мишени составляла 2.1 мм, поверхностная плотность исследуемой мишени - 4 г/см².

На рисунке 4.6 представлена зависимость радиохимического выхода реакции ¹⁶⁷Er(γ , 1p)¹⁶⁶Ho от энергии пучка электронов ускорителя. При фотоядерной наработке на обогащённой мишени ¹⁶⁷Er, несмотря на отсутствие значимых побочных изотопов, для получения чистого продукта целесообразно использовать пучок с энергией ниже порога многонуклонных реакций (γ , 1pin), чтобы минимизировать образование примесей. Другим важным условием получения радиоизотопа гольмия является обеспечение высокой активности целевого нуклида (порядка 1 ГБк).

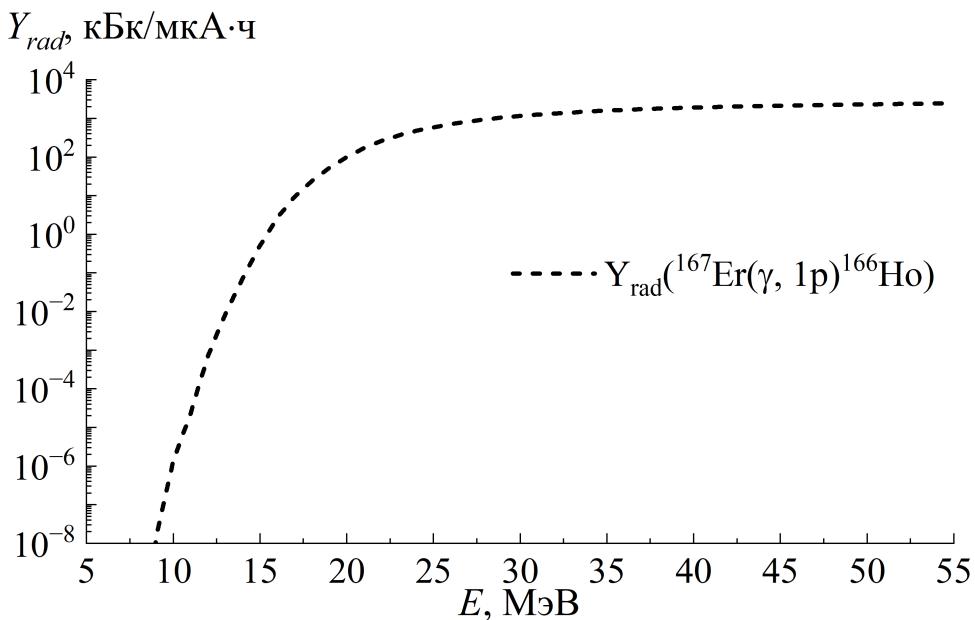


Рисунок 4.6 – Зависимость радиохимического выхода реакции $^{167}\text{Er}(\gamma, 1\text{p})^{166}\text{Ho}$ от энергии пучка электронов ускорителя (от порога реакции до 55 МэВ)

Для проверки этого условия были рассчитаны активности ^{166}Ho , наработанные за 24 часа на ускорителе электронов с током 1 мА:

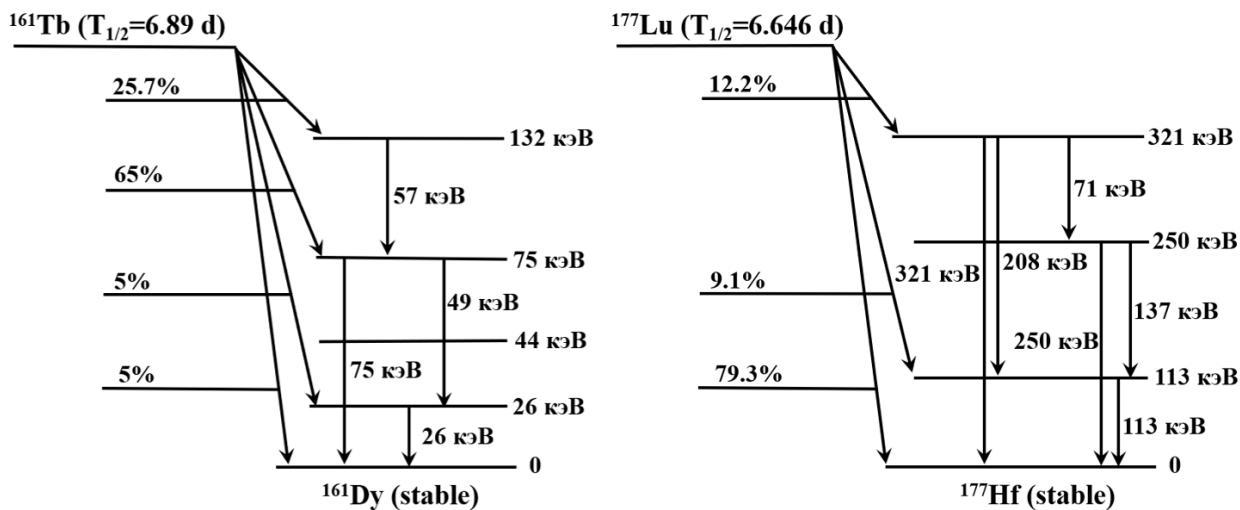
$$A = \frac{Y_{\text{rad}} \cdot I \cdot (1 - e^{-\lambda t})}{\lambda}, \quad (4.3)$$

где Y_{rad} - радиохимический выход фотоядерной реакции в кБк/(мкА · ч), λ - постоянная распада (ч^{-1}).

Активность ^{166}Ho , получаемая в реакции ($\gamma, 1\text{p}$) на мишени из ^{167}Er , возрастает с увеличением энергии пучка, достигая уровня ~ 1 ГБк при энергии 19 МэВ и ~ 8.6 ГБк при энергии 24 МэВ, а затем в области высоких энергий выходит на плато. Таким образом, для фотоядерной наработки ^{166}Ho на обогащённой мишени ^{167}Er следует использовать электронный ускоритель с энергиями в диапазоне от 19 до примерно 24 МэВ.

Другим перспективным для современной медицины изотопом является ^{161}Tb , что обусловлено сходством его свойств со свойствами широко используемого терапевтического нуклида ^{177}Lu [13]. Схемы распада ^{161}Tb и ^{177}Lu представлены на рисунке 4.7.

Испытывая β^- -распад, ^{161}Tb испускает электроны со средней энергией до 154 кэВ, представляющие интерес для терапии. Излучаемые γ -кванты с энергиями 25.7, 48.9 и 74.6 кэВ могут использоваться для визуализации методом однофотонной эмиссионной компьютерной томографии. Ключевой особенностью

Рисунок 4.7 – Схемы распада ^{161}Tb и ^{177}Lu

этого нуклида является значительный выход низкоэнергетичных конверсионных и оже-электронов (в среднем $12.12 e^-$ с энергией 36.1 кэВ на распад), что пре-восходит аналогичные показатели для широко используемого ^{177}Lu ($1.11 e^-$, 1 кэВ на распад) и других излучателей оже-электронов, таких как ^{125}I или ^{111}In [13]. Благодаря высокой линейной передаче энергии (4–26 кэВ/мкм) и малому пробегу электронов (2–500 нм), ^{161}Tb оказывается эффективнее ^{177}Lu для лечения малых опухолей (менее 200 мкм). При этом оже- и конверсионные электроны от ^{161}Tb не приводят к более сильному повреждению почек по сравнению с ^{177}Lu , что подтверждено функциональными и гистопатологическими исследованиями [157].

Способы производства ^{161}Tb представлены на рисунке 4.8.

^{159}Dy 144.4 дн	^{160}Dy стабилен 2.329%	^{161}Dy стабилен 18.889%	^{162}Dy стабилен 25.475%	^{163}Dy стабилен 24.896%	^{164}Dy стабилен 28.26%
^{158}Tb 180 лет	^{159}Tb стабилен 100%	^{160}Tb 72.3 дн	^{161}Tb 6.89 дн	^{162}Tb 7.74 мин	^{163}Tb 19.5 мин
^{157}Gd стабилен 15.65%	^{158}Gd стабилен 24.84%	^{159}Gd 18.479 ч	^{160}Gd стабилен 21.86%	^{161}Gd 3.66 мин	^{162}Gd 8.4 мин

Рисунок 4.8 – Методы производства ^{161}Tb : 1) реакторный: $^{160}\text{Gd}(n, \gamma)^{161}\text{Gd} \rightarrow ^{161}\text{Tb}$; 2) циклотронный: $^{160}\text{Gd}(d, n)^{161}\text{Tb}$, $^{160}\text{Gd}(d, p)^{161}\text{Gd} \rightarrow ^{161}\text{Tb}$; 3) фотоядерный: $^{162}\text{Dy}(\gamma, 1p)^{161}\text{Tb}$, $^{163}\text{Dy}(\gamma, 1n1p)^{161}\text{Tb}$

Основным методом получения ^{161}Tb является реакторная наработка: $^{160}\text{Gd}(\text{n}, \gamma)^{161}\text{Gd} \xrightarrow{\beta^-} {}^{161}\text{Tb}$ [158]. Эффективность данного процесса ограничена низким природным содержанием ^{160}Gd (21.86%). Использование гадолиния естественного изотопного состава приводит к значительному образованию побочных радионуклидов, что затрудняет последующее выделение и очистку целевого продукта. Вследствие этого для эффективной реализации реакторного метода требуются не только высокопоточные установки, но и применение высокообогащённых мишеней.

Циклотронное производство ^{161}Tb на пучках дейtronов возможно по двум каналам: через прямую реакцию $^{160}\text{Gd}(\text{d}, \text{n})^{161}\text{Tb}$ или через образование промежуточного нуклида $^{160}\text{Gd}(\text{d}, \text{p})^{161}\text{Gd} \xrightarrow{\beta^-} {}^{161}\text{Tb}$ [159]. Однако этот подход также требует применения высокообогащённых мишеней ^{160}Gd . В качестве альтернативы рассматриваются другие ядерные реакции, например, облучение природного диспрозия протонами [160] и α -частицами [161], но их существенным недостатком является образование долгоживущего изотопа ^{160}Tb , что приводит к высокому содержанию примеси и снижает радионуклидную чистоту конечного препарата. Перспективным вариантом наработки ^{161}Tb считается использование фотоядерных реакций на обогащённых мишенях диспрозия: $^{162}\text{Dy}(\gamma, \text{p})^{161}\text{Tb}$ и $^{163}\text{Dy}(\gamma, \text{pn})^{161}\text{Tb}$.

В диссертационной работе были получены выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ. Результаты представлены в таблице 24. Из таблицы 24 следует, что использование мишеней естественного изотопного состава для наработки ^{161}Tb нецелесообразно из-за образования значительного количества побочных изотопов тербия.

Для оценки оптимальной энергии наработки этого медицинского изотопа на основе КМФР были рассчитаны радиохимические выходы фотопротонных на моноизотопных мишенях из ^{162}Dy и ^{163}Dy ($4 \text{ г}/\text{см}^2$) [36]. Расчёты проводились для случая генерации тормозного излучения в вольфрамовой мишени толщиной 2.1 мм. Исключение фотонейтронных реакций из анализа оправдано, так как их продукты выделяются из мишени химическими методами. При наработке ^{161}Tb на мишенях из ^{162}Dy и ^{163}Dy значимым побочным продуктом является ^{160}Tb ($T_{1/2}=72.3$ сут). Изотоп ^{162}Tb , который может образовываться на мишени ^{163}Dy , не рассматривается в качестве значимой примеси, поскольку его период полураспада (7.74 мин) значительно меньше, чем у целевого нуклида.

Таблица 24 – Радиохимические выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов диспрозия, полученные при максимальной энергии тормозного излучения 55 МэВ

Изотоп	$T_{1/2}$	Основная реакция	$Y_{\text{exp rad}}$, кБк/(мкА·ч·г/см ²)
¹⁵⁵ Dy	9.92 ч.	¹⁵⁶ Dy(γ , 1n)	18.3 ± 0.7
¹⁵⁷ Dy	8.14 ч	¹⁶¹ Dy(γ , 4n)	175 ± 6
¹⁵⁹ Dy	144.4 дн	¹⁶¹ Dy(γ , 2n)	8.4 ± 0.5
¹⁶⁰ Tb	72.3 дн	¹⁶¹ Dy(γ , 1p)	0.63 ± 0.01
¹⁶¹ Tb	6.89 дн	¹⁶² Dy(γ , 1p)	10.0 ± 0.6
¹⁶² Tb	7.74 мин	¹⁶³ Dy(γ , 1p)	$(7.2 \pm 0.4) \cdot 10^3$
¹⁶³ Tb	19.5 мин	¹⁶⁴ Dy(γ , 1p)	$(2.2 \pm 0.1) \cdot 10^3$

Результаты расчётов радиохимических выходов ¹⁶⁰Tb и ¹⁶¹Tb на моноизотопах ¹⁶²Dy и ¹⁶³Dy и их отношения представлены в таблицах 25 и 26.

Таблица 25 – Радиохимические выходы фотоядерных реакций на моноизотопе ¹⁶²Dy с образованием ¹⁶¹Tb и ¹⁶⁰Tb, рассчитанные на основе КМФР

E , МэВ	$Y_{\text{rad}}(^{161}\text{Tb})$, кБк/(мкА · ч)	$Y_{\text{rad}}(^{160}\text{Tb})$, кБк/(мкА · ч)	$\frac{Y_{\text{rad}}(^{161}\text{Tb})}{Y_{\text{rad}}(^{160}\text{Tb})}$
18	5.8	$4.0 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^8$
19	11.8	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$6.9 \cdot 10^6$
20	20.6	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^5$
22	49.5	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^3$
24	93.6	0.3	312.0
26	143.7	0.9	159.7
28	193.6	1.7	113.9
35	328.5	5.0	65.7
45	440.2	9.2	47.8
55	499.6	11.7	42.7

На рисунке 4.9 показаны рассчитанные на основе КМФР радиохимические выходы фотоядерных реакций на моноизотопных мишениях ¹⁶²Dy и ¹⁶³Dy, приводящих к образованию ¹⁶⁰Tb и ¹⁶¹Tb, и их отношения при энергиях пучка электронов от порога реакций до 55 МэВ. Как упоминалось ранее, для получения препарата

Таблица 26 – Радиохимические выходы фотоядерных реакций на моноизотопе ^{163}Dy с образованием ^{161}Tb и ^{160}Tb , рассчитанные на основе КМФР

E , МэВ	$Y_{\text{rad}}(^{161}\text{Tb})$, кБк/(мкА · ч)	$Y_{\text{rad}}(^{160}\text{Tb})$, кБк/(мкА · ч)	$\frac{Y_{\text{rad}}(^{161}\text{Tb})}{Y_{\text{rad}}(^{160}\text{Tb})}$
24	6.0	$2.9 \cdot 10^{-8}$	$2.0 \cdot 10^8$
25	10.5	$7.5 \cdot 10^{-7}$	$1.4 \cdot 10^7$
26	15.7	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^6$
28	28.0	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^4$
30	41.3	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^3$
32	54.5	$9.6 \cdot 10^{-2}$	567.7
34	67.5	0.3	225.0
36	80.3	0.5	160.6
40	104.2	1.3	80.2
45	128.6	2.7	47.6
55	162.5	5.7	28.5

приемлемой чистоты радиохимический выход целевого изотопа должен превышать выход побочного не менее чем на три порядка. Выполнение данного условия возможно при использовании энергий пучка электронов не выше 22 МэВ для мишени из ^{162}Dy и 30 МэВ для ^{163}Dy .

Для доклинического применения ^{161}Tb необходимо получение активности порядка ГБк. В связи с этим на основе КМФР были рассчитаны активности целевого ^{161}Tb и побочного ^{160}Tb , наработанные на обогащённых мишенях из ^{162}Dy и ^{163}Dy за 24 часа облучения при токе 1 мА. Результаты представлены в таблице 27.

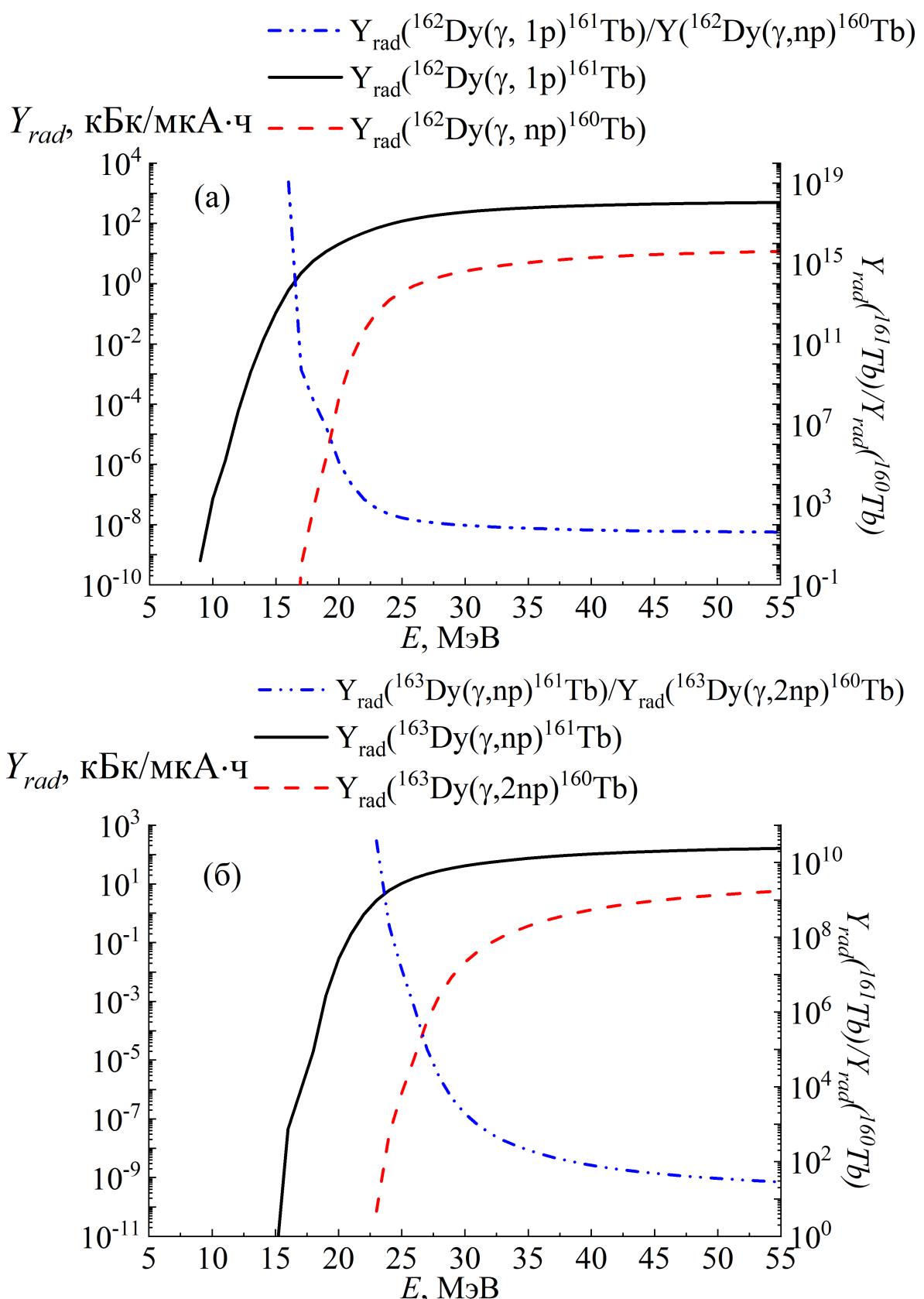


Рисунок 4.9 – Радиохимические выходы фотоядерных реакций на моноизотопах ^{162}Dy (а) и ^{163}Dy (б), приводящих к образованию ^{160}Tb и ^{161}Tb , и отношения выходов при энергии пучка электронов от порога реакций до 55 МэВ

Таблица 27 – Рассчитанные на основе КМФР активности ^{160}Tb и ^{161}Tb , наработанные на моноизотопах ^{162}Dy и ^{163}Dy за сутки при токе ускорителя 1 мА

E, МэВ	A($^{162}\text{Dy}(\gamma,\text{p})$), МБк	A($^{162}\text{Dy}(\gamma,\text{np})$), МБк	A($^{163}\text{Dy}(\gamma,\text{np})$), МБк	A($^{163}\text{Dy}(\gamma,2\text{np})$), МБк
18	132.4	$9.5 \cdot 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$	-
19	268.5	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	-
20	471.3	$3.9 \cdot 10^{-3}$	0.6	-
21	753.5	0.08	4.6	-
22	1131	0.7	20.8	-
24	2138	6.9	137.5	$7.0 \cdot 10^{-7}$
26	3282	20.7	359.6	$2.9 \cdot 10^{-4}$
28	4423	39.9	640.5	$3.9 \cdot 10^{-2}$
29	4958	50.7	791.4	0.2
30	5459	62.0	943.5	0.5
35	7504	119.3	1689	8.7
40	8994	174.8	2381	31.3
45	10056	220.0	2937	63.6
50	10842	255.0	3375	99.3
55	11412	280.2	3711	136.9

На основании анализа данных, представленных в таблицах 25—27, и с учётом требований к производству радионуклидов можно сделать вывод, что для наработки ^{161}Tb в медицинских целях следует использовать моноизотопную мишень из ^{162}Dy при энергиях электронного пучка 21-22 МэВ или мишень из ^{163}Dy при энергиях 29-30 МэВ [36].

Заключение

1. Активационным методом на пучках тормозного гамма-излучения измерены выходы и сечения фотоядерных реакций (γ , inkr) различной множественности на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена. Сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия получены впервые.
2. Использование гамма-активационной методики позволило в экспериментах на естественных изотопных мишенях определить данные для фотоядерных реакций сразу на нескольких стабильных изотопах. На основе полученных экспериментальных значений были выявлены тенденции уменьшения сечений на эквивалентный квант для реакции (γ , 1p) с ростом массового числа внутри одного изотопного ряда, а также общего уменьшения с ростом отношения N/Z в области атомных масс от 74 до 201.
3. Выполнены теоретические расчёты данных для фотопротонных и фотонейтронных реакций на стабильных изотопах эрбия, диспрозия, палладия и молибдена на основе комбинированной модели фотонуклонных реакций и по программе TALYS. Сравнение экспериментальных и теоретических сечений на эквивалентный квант позволило проанализировать вклады различных механизмов фотоядерных реакций в зависимости от выбранного изотопа. Лучшее согласие данных для фотопротонных реакций с расчётами на основе КМФР указывает на необходимость учёта изоспинового расщепления ГДР для их корректного описания. Показано, что вклад изоспинового расщепления ГДР в сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций уменьшается с ростом числа протонов в ядре.
4. Проведённое в работе сравнение экспериментально измеренных изомерных отношений для палладия, родия, молибдена и ниобия с вычислениями, выполненными с помощью программного кода TALYS 2.0, указывает на необходимость учёта порогового фактора и многонуклонных реакций.
5. Продемонстрирована применимость измеренных сечений на эквивалентный квант для оценки скоростей образования и распада обойдённых ядер ^{92}Mo и ^{102}Pd в процессе нуклеосинтеза. Использование гамма-активационной методики позволило получить данные для основных фотоядерных реакций, приводящих к образованию и распаду ядер ^{92}Mo и ^{102}Pd . Сравнение экспе-

риментальных сечений на эквивалентный квант с теоретическими расчётами показало, что программный код TALYS 2.0 и библиотека ядерных данных JENDL, используемые для расчёта скоростей распада обойдённых ядер, переоценивают выход фотоядерных реакций $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1n)^{91}\text{Mo}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, 1p)^{91}\text{Nb}$, что является одной из причин низкой теоретической распространённости обойдённого ядра ^{92}Mo .

6. На основе анализа радиохимических выходов фотопротонных реакций на изотопах эрбия и диспрозия, были определены оптимальные параметры для фотоядерной наработки перспективных медицинских изотопов ^{161}Tb и ^{166}Ho на ускорителях электронов. Продемонстрировано, что для фотоядерного производства изотопа ^{161}Tb можно использовать моноизотопную мишень из ^{162}Dy при энергиях электронного пучка 21-22 МэВ и мишень из изотопа ^{163}Dy на пучках с энергиями 29-30 МэВ.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю, кандидату физико-математических наук Кузнецову Александру Александровичу за многолетнюю поддержку и помощь во всех аспектах научной деятельности, терпеливое и внимательное руководство, а также содействие на всех этапах выполнения диссертационной работы.

Автор признателен сотрудникам Отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына за предоставленную возможность проведения экспериментальных исследований. Отдельная благодарность выражается Белышеву Сергею Сергеевичу и Ханкину Вадиму Валерьевичу за совместную работу на импульсном разрезном микротроне РМ-55, благодаря которой стало возможным получение представленных научных результатов.

Автор благодарит за совместную плодотворную работу сотрудников Лаборатории ядерных исследований имени Г.Н. Флёрова Объединённого института ядерных исследований. Особую признательность за сотрудничество автор выражает Расоловой Фазилат Абдувалиевне.

Также автор выражает благодарность начальнику лаборатории радионуклидов и радиофармпрепаратов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» Алиеву Рамизу Автандиловичу за сотрудничество.

Автор признателен коллективу кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ за предоставленную возможность заниматься научной и преподавательской деятельностью, всестороннюю поддержку и ценные советы по работе.

Особую благодарность автор выражает своей семье за постоянную поддержку, понимание и всестороннюю помощь.

Список литературы

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами*. Москва: Издательство Московского университета. 1979. 216 с.
2. Koning A., Hilaire S., Goriely S. TALYS: modeling of nuclear reactions // *Eur. Phys. J. A.* 2023. Vol. 59, no. 6, Art. 131.
3. Herman M., Capote R., Carlson B.V. et al. EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation // *Nucl. Data Sheets*. 2007. Vol. 108, no. 12, pp. 2655–2715.
4. Starovoitova V., Tchelidze L., Wells D. Production of medical radioisotopes with linear accelerators // *Appl. Radiat. Isot.* 2014. Vol. 85, pp. 39–44.
5. Kazakov A., Ekatova T., Babenya J. Photonuclear production of medical radiometals: a review of experimental studies // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2021. Vol. 328, pp. 493–505.
6. Fujiwara M., Nakai K., Takahashi N. et al. Production of medical ^{99m}Tc isotope via photonuclear reaction // *Phys. Part. Nucl.* 2017. Vol. 48, pp. 124–133.
7. Loveless C.S., Radford L.L., Ferran S.J. et al. Photonuclear production, chemistry, and in vitro evaluation of the theranostic radionuclide ^{47}Sc // *EJNMMI Res.* 2019. Vol. 9, Art. 42.
8. Aliev R., Belyshev S., Furkina E. et al. Photonuclear production of medically relevant radionuclide ^{47}Sc // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2020. Vol. 326, pp. 1099–1106.
9. Aliev R., Belyshev S., Kuznetsov A. et al. Photonuclear production and radiochemical separation of medically relevant radionuclides: ^{67}Cu // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2019. Vol. 321, pp. 125–132.
10. Aliev R., Priselkova A., Khankin V. et al. Production of medical radioisotope ^{167}Tm by photonuclear reactions on natural ytterbium // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*. 2021. Vol. 508, pp. 19–23.
11. Kazakov A., Belyshev S., Ekatova T. et al. Production of ^{177}Lu by hafnium irradiation using 55-MeV bremsstrahlung photons // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2018. Vol. 317, pp. 1469–1476.
12. Maslov O., Sabelnikov A., Dmitriev S. Preparation of ^{225}Ac by $^{226}\text{Ra}(\gamma, n)$ photonuclear reaction on an electron accelerator, MT-25 microtron // *Radiochemistry*. 2006. Vol. 48, pp. 195–197.
13. Müller C., Reber J., Haller S. et al. Direct in vitro and in vivo comparison of ^{161}Tb and ^{177}Lu using a tumour-targeting folate conjugate // *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*. 2014. Vol. 41, no. 3, pp. 476–485.
14. Uusijärvi H., Bernhardt P., Rösch F. et al. Electron- and Positron-Emitting Radiolanthanides for Therapy: Aspects of Dosimetry and Production // *J. Nucl. Med.* 2006. Vol. 47, no. 5, pp. 807–814.
15. Rajendran J.G., Eary J., Bensinger W.M. et al. High-dose ^{166}Ho -DOTMP in myeloablative treatment of multiple myeloma: Pharmacokinetics, biodistribution, and absorbed dose estimation // *J. Nucl. Med.* 2002. Vol. 43, no. 10, pp. 1383–1390.
16. Bahrami-Samani A., Bagheri R., Jalilian A. et al. Production, Quality Control and Pharmacokinetic Studies of ^{166}Ho -EDTMP for Therapeutic Applications // *Sci. Pharm.* 2010. Vol. 78, no. 3, pp. 423–434.
17. Prince Jip F., Bosch Maurice A.A.J. van den, Nijsen Johannes F.W. et al. Efficacy of Radioembolization with ^{166}Ho -Microspheres in Salvage Patients with Liver

- Metastases: A Phase 2 Study // *Journal of Nuclear Medicine*. 2018. Vol. 59, no. 4, pp. 582–588.
18. Wallerstein G., Iben I., Parker P. et al. Synthesis of the elements in stars: Forty years of progress // *Rev. Mod. Phys.* 1997. Vol. 69, no. 4, pp. 995–1084.
 19. Arnould M., Goriely S. The p-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics status // *Phys. Rep.* 2003. Vol. 384, no. 1-2, pp. 1–84.
 20. Travaglio C., Röpke F.K., Gallino R. et al. Type Ia Supernovae as Sites of the p-process: Two-dimensional Models Coupled to Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 739, no. 2, pp. 1–19.
 21. Woosley S.E., Howard W.M. The p-processes in supernovae // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1978. Vol. 36, pp. 285–304.
 22. Rayet M., Arnould M., Prantzos N. The p-process revisited // *Astron. Astrophys.* 1990. Vol. 227, pp. 271–281.
 23. Paxton B., Bildsten L., Dotter A. et al. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 2011. Vol. 192, no. 1, Art. 3.
 24. Paxton B., Cantiello M., Arras P. et al. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 2013. Vol. 208, no. 1, Art. 4.
 25. Paxton B., Marchant P., Schwab J. et al. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 2015. Vol. 220, no. 1, Art. 15.
 26. Григоренко Л.В., Антоненко Н.В., Артюков И.А. и др. Проект научной программы ИНОК — комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ // *Физмат*. 2023. Т. 1, № 3-4, С. 123–264.
 27. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Combined model of photonucleon reactions // *Phys. Atom. Nuclei*. 2011. Vol. 74, no. 1, pp. 19–39.
 28. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Modified version of the combined model of photonucleon reactions // *Phys. Atom. Nuclei*. 2015. Vol. 78, no. 5, pp. 557–573.
 29. Фурсова Н.Ю., Бельшев С.С., Кузнецов А.А. и др. Экспериментальное исследование фотоядерных реакций на изотопах молибдена // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физ. астрон.* 2025. Т. 80, № 6, Ст. 2560202, С. 1–14.
 30. Poriadina O.V., Belyshev S.S., Fursova N.Yu. et al. Photonuclear Reactions on Mercury Isotopes // *Nucl. Phys. A*. 2025. Vol. 1063, Art. 123206.
 31. Rasulova F.A., Aksenov N.V., Alekseev S.I. et al. Photonuclear reactions on stable isotopes of molybdenum at bremsstrahlung endpoint energies of 10–23 MeV // *Phys. Rev. C*. 2025. Vol. 111, no. 2, Art. 024604.
 32. Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A. et al. Photodisintegration of Palladium Isotopes // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2020. Vol. 75, no. 6, pp. 513–540.
 33. Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A. et al. Investigation of Photoneutron Reactions Leading to the Production and Decay of the Isotope ^{102}Pd // *Phys. Atom. Nuclei*. 2020. Vol. 83, no. 6, pp. 787–795.
 34. Berger M.J., Seltzer S.M. Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets // *Phys. Rev. C*. 1970. Vol. 2, no. 2, pp. 621–631.
 35. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 — a simulation toolkit // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 2003. Vol. 506, no. 3, pp. 250–303.
 36. Fursova N.Yu., Aliev R.A., Belyshev S.S. et al. Theoretical Calculations of ^{161}Tb Production on Dysprosium Isotopes // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2025. Vol. 80, no. 4, pp. 698–706.

37. Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. Studying photonuclear reactions using the activation technique // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2014. Vol. 745, pp. 133–137.
38. Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. A Multipurpose Pulse Race-Track Microtron with an Energy of 55 MeV // *Instrum. Exp. Tech.* 2018. Vol. 61, no. 2, pp. 173–191.
39. Belov A.G., Buklanov G.V., Korotkin Yu.S. et al.. Microtron MT-25 and its areas of use: Tech. Rep. JINR-D-15-93-80, Joint Institute for Nuclear Research (JINR). Dubna, Russian Federation, 1993. pp. 20–25.
40. Gilmore G.R. *Practical Gamma-ray Spectroscopy*. Wiley. 2008. 387 c.
41. Белышев С.С., Стопани К.А. Автоматизация измерений и обработки результатов в экспериментах по методике наведенной активности // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* 2013. Т. 68, № 1, С. 84–87.
42. Katz L., Cameron A.G.W. The Solution of X-Ray Activation Curves for Photonuclear Cross Sections // *Can. J. Phys.* 1951. Vol. 29, no. 6, pp. 518–544.
43. Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. Reliability of the data on the cross sections of the partial photoneutron reaction for $^{63,65}\text{Cu}$ and ^{80}Se nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2016. Vol. 80, no. 3, pp. 317–324.
44. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. Photoneutron Cross Sections for Natural Cu, ^{63}Cu , and ^{65}Cu // *Phys. Rev.* 1964. Vol. 133, pp. B1149–B1154.
45. Alvarez R. A., Berman B. L., Faul D. D. et al. Photoneutron cross sections for ^{55}Mn and ^{59}Co // *Phys. Rev. C*. 1979. Vol. 20, pp. 128–138.
46. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. Photoneutron Cross Sections for ^{51}V and ^{59}Co // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 128, pp. 2345–2351.
47. Goryachev B.I., Ishkanov B.S., Kapitonov I.M. et al. The structure of photoneutron cross sections of V-51, Cr-52, and Co-59 in the field of giant dipole resonance // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 1969. Vol. 33, pp. 1588.
48. Varlamov V., Davydov A., Ishkhanov B. Photoneutron cross sections for ^{59}Co : Systematic uncertainties of data from various experiments // *Eur. Phys. J. A.* 2017. Vol. 53, Art. 180.
49. Мигдал А. Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер // *ЖЭТФ*. 1945. Т. 15, С. 81–88.
50. Капитонов И.М. Фотоядерное наследие группы Б.С. Ишханова // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физ. Астрон.* 2023. Т. 78, № 3, Ст. 2330201.
51. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research // *Phys.-Usp.* 2021. Vol. 64, no. 2, pp. 141–156.
52. Bohr N. Neutron Capture and Nuclear Constitution // *Nature*. 1936. Vol. 137, pp. 344–348.
53. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. Полумикроскопическое описание дипольного гигантского резонанса // *ЭЧАЯ*. 2007. Т. 38, № 2, С. 460–503.
54. Levinger J.S. The High Energy Nuclear Photoeffect // *Phys. Rev.* 1951. Vol. 84, pp. 43–51.
55. Chadwick M.B., Obložinský P., Hodgson P.E. et al. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption // *Phys. Rev. C*. 1991. Vol. 44, pp. 814–823.
56. 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, no. 2, pp. 225–259.

57. Cline C.K. Residual two-body matrix elements for pre-equilibrium calculations // *Nucl. Phys. A.* 1973. Vol. 210, no. 3, pp. 590–604.
58. Gadioli E., Gadioli Erba E., Tagliaferri G. et al. Nucleon mean free path in nuclear matter // *Phys. Lett. B.* 1976. Vol. 65, no. 4, pp. 311–315.
59. Dobeš J., Běták E. A statistical derivation of the density of final states for the exciton model // *Nucl. Phys. A.* 1976. Vol. 272, no. 2, pp. 353–364.
60. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Effect of nuclear-surface diffuseness on the energy and width of the giant dipole resonance // *Phys. Atom. Nuclei.* 2003. Vol. 66, no. 4, pp. 659–664.
61. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. The giant dipole resonance in light nuclei and related phenomena // *Physics Reports.* 1986. Vol. 136, no. 4, pp. 229–400.
62. Danos M. On the long-range correlation model of the photonuclear effect // *Nucl. Phys.* 1958. Vol. 5, pp. 23–32.
63. Okamoto K. Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photonuclear Reactions // *Phys. Rev.* 1958. Vol. 110, pp. 143–153.
64. Stone N.. Preprint, Preprint. 1997. A revision of the Table of Nuclear Moments by P. Raghavan // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1989. Vol. 42. P. 189.
65. Akyüz R.Ö., Fallieros S. Energy displacement of dipole isodoublets // *Phys. Rev. Lett.* 1971. Vol. 27, no. 15, pp. 1016–1018.
66. Fallieros S., Goulard B. Isovector excitations in nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1970. Vol. 147, pp. 593–600.
67. Gilbert A., Cameron A.G.W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // *Can. J. Phys.* 1965. Vol. 43, pp. 1446–1496.
68. Capote R., Herman M., Obložinský P. et al. RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations // *Nucl. Data Sheets.* 2009. Vol. 110, no. 12, pp. 3107–3214.
69. Kopecky J., Uhl M. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations // *Phys. Rev. C.* 1990. Vol. 41, pp. 1941–1955.
70. Kopecky J., Uhl M., Chrien R.E. Radiative strength in the compound nucleus ^{157}Gd // *Phys. Rev. C.* 1993. Vol. 47, pp. 312–322.
71. Brink D.M. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect // *Nucl. Phys.* 1957. Vol. 4, pp. 215–220.
72. Axel P. Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 126, pp. 671–683.
73. Goriely S., Khan E. Large-scale QRPA calculation of E1-strength and its impact on the neutron capture cross section // *Nucl. Phys. A.* 2002. Vol. 706, pp. 217–232.
74. Goriely S., Khan E., Samyn M. Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications // *Nucl. Phys. A.* 2004. Vol. 739, pp. 331–352.
75. Goriely S. Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis // *Phys. Lett. B.* 1998. Vol. 436, pp. 10–18.
76. Daoutidis I., Goriely S. Large-scale continuum random-phase approximation predictions of dipole strength for astrophysical applications // *Phys. Rev. C.* 2012. Vol. 86, Art. 034328.
77. Goriely S., Hilaire S., Péru S. et al. Gogny-HFB+QRPA dipole strength function and its application to radiative nucleon capture cross section // *Phys. Rev. C.* 2018. Vol. 98, Art. 014327.

78. Goriely S., Plujko V. Simple empirical $E1$ and $M1$ strength functions for practical applications // *Phys. Rev. C*. 2019. T. 99, Ст. 014303.
79. Gurevich G.M., Lazareva L.E., Mazur V.M. и др. Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 < A < 190$ // *Nucl. Phys. A*. 1981. T. 351, № 2, С. 257–268.
80. Humanic T.J., Saladin J.X., Alessi J.G. и др. Electromagnetic properties of excited states in the even-even erbium isotopes from Coulomb excitation studies // *Phys. Rev. C*. 1983. T. 27, С. 550–558.
81. Mengoni A., Nakajima Y. Fermi-Gas Model Parametrization of Nuclear Level Density // *J. Nucl. Sci. Technol.* 1994. Vol. 31, pp. 151–162.
82. Zelevinsky V., Karampagia S., Berlaga A. Constant temperature model for nuclear level density // *Phys. Lett. B*. 2018. Vol. 783, pp. 442–446.
83. Dilg W., Schantl W., Vonach H. et al. Level density parameters for the Back-Shifted Fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // *Nucl. Phys. A*. 1973. Vol. 217, pp. 269–298.
84. Ignatyuk A.V., Istekov K.K., Smirenkin G.N. The role of collective effects in the systematics of nuclear level densities // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1979. Vol. 29, pp. 450.
85. Ignatyuk A.V., Weil J.L., Raman S. et al. Density of discrete levels in ^{116}Sn // *Phys. Rev. C*. 1993. Vol. 47, pp. 1504–1513.
86. Goriely S., Tondeur F., Pearson J.M. A Hartree–Fock Nuclear Mass Table // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2001. Vol. 77, pp. 311–381.
87. Goriely S., Hilaire S., Koning A.J. Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method // *Phys. Rev. C*. 2008. Vol. 78, Art. 064307.
88. Hilaire S., Girod M., Goriely S. et al. Temperature-dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force // *Phys. Rev. C*. 2012. Vol. 86, Art. 064317.
89. Bergere R., Beil H., Carlos P. et al. Sections efficaces photoneutroniques de I, Ce, Sm, Er et Lu // *Nucl. Phys. A*. 1969. Vol. 133, no. 2, pp. 417–437.
90. Goryachev B., Kuznetsov Y., Orlin V. Giant resonance in strongly deformed nuclei ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{166}Er , and ^{178}Hf // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1976. Vol. 23, no. 6, pp. 609–616.
91. Vagena E., Stoulos S. Average cross section measurement for $^{162}\text{Er}(\gamma, n)$ reaction compared with theoretical calculations using TALYS // *Nucl. Phys. A*. 2017. Vol. 957, pp. 259–273.
92. Bholane G., Ganesapandy T., Patil S. et al. Average photonuclear cross section measurements for the ^{141}Pr , ^{160}Gd and ^{162}Er isotopes and compared with Geant4 simulations // *Eur. Phys. J. A*. 2023. Vol. 59, Art. 117.
93. Renstrøm T., Utsunomiya H., Nyhus H.T. et al. Verification of detailed balance for γ absorption and emission in Dy isotopes // *Phys. Rev. C*. 2018. Vol. 98, no. 5, Art. 054310.
94. Vagena E., Stoulos S. Photodisintegration average cross sections of dysprosium p-nuclei near (γ , n) reaction threshold // *Eur. Phys. J. A*. 2017. Vol. 53, Art. 85.
95. Naik H., Kim G., Schwengner R. et al. Photo-neutron cross-section of ^{nat}Dy in the bremsstrahlung end-point energies of 12, 14, 16, 65, and 75 MeV // *Eur. Phys. J. A*. 2020. Vol. 56, Art. 264.
96. Fedotova A.O., Aliev R., Egorova B. et al. Photonuclear production of medical radioisotopes ^{161}Tb and ^{155}Tb // *Appl. Radiat. Isot.* 2023. Vol. 198, Art. 110840.

97. Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 < A < 133$ mass region // *Nucl. Phys. A.* 1974. Vol. 219, no. 1, pp. 39–60.
98. Utsunomiya H., Goriely S., Akimune H. et al. γ -ray strength function method and its application to ^{107}Pd // *Phys. Rev. C.* 2010. Vol. 82, no. 6, Art. 064610.
99. Deague T.K., Muirhead E.G., Spicer B.M. Structure in the giant resonance of ^{108}Pd and of ^{110}Pd // *Nucl. Phys. A.* 1969. Vol. 139, no. 3, pp. 501–512.
100. Стопани К.А. *Фотоядерные реакции на изотопах палладия*, Дис. ... канд. ф.-м. наук, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Москва. 2012. С. 127.
101. Bartsch H., Huber K., Kneissl U. et al. Critical consideration of the statistical model analysis of photonuclear isomeric cross-section ratios // *Nucl. Phys. A.* 1976. Vol. 256, no. 2, pp. 243–252.
102. Luc H.D., Thiep T.D., An T.T. et al. Isomeric yield ratios in the productions of $\text{Sm}^{143m,g}$, $\text{Nd}^{141m,g}$, $\text{Zr}^{89m,g}$ and $\text{Pd}^{109m,g}$ by 14 MeV neutrons and 15–20.5 MeV bremsstrahlung // *Bulg. J. Phys.* 1987. Vol. 14, no. 2, pp. 152–161.
103. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П. и др. Возбуждение изомерных состояний $1h_{11/2}$ в реакциях (γ, n) // *Ядерная физика*. 1996. Т. 59, № 4, С. 585–591.
104. Гангрский Ю.П., Колесников Н.Н., Лукашик В.Г. и др. Изомерные отношения в перекрестных реакциях (n, γ) и (γ, n) // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2001. Т. 65, № 1, С. 111–116.
105. Mazur V.M., Bigan Z.M., Symochko D.M. Excitation cross-section of the $11/2^-$ isomeric states of the ^{109}Pd and ^{111}Cd nuclei for (γ, n) reactions in the gamma-quantum energy range of 8–18 MeV // *Ukr. J. Phys.* 2007. Vol. 52, no. 8, pp. 744–751.
106. Tickner J., Bencardino R., Roach G. Measurement of activation yields for platinum group elements using Bremsstrahlung radiation with end-point energies in the range 11–14 MeV // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* 2010. Vol. 268, no. 2, pp. 99–105.
107. Palvanov S.R., Rakhmonov Z., Kajumov M. et al. Isomeric yield ratios of the (γ, n) and $(n, 2n)$ reactions on nuclei of ^{110}Pd , ^{142}Nd , and ^{144}Sm // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2011. Vol. 75, no. 2, pp. 222–225.
108. Rahman Md.S., Lee M., Kim K.-S. et al. Measurement of isomeric-yield ratios of $^{109m,g}\text{Pd}$ and $^{115m,g}\text{Cd}$ with 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* 2012. Vol. 276, pp. 44–50.
109. Van Do N., Duc Khue P., Tien Thanh K. et al. Measurement of isomeric yield ratios of 99m,g , 101m,g , $^{102m,g}\text{Rh}$ in the $\text{natPd}(\gamma, pxn)$ reactions with the bremsstrahlung end-point energies of 50–70 MeV // *Appl. Radiat. Isot.* 2017. Vol. 128, pp. 148–153.
110. Butler W.A., Almy G.M. Photoprottons from ^{100}Mo and ^{92}Mo // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 91, no. 1, pp. 58–65.
111. Mutsuro N., Ohnuki Y., Sato K. et al. Photo-neutron cross sections for ^{107}Ag , ^{92}Mo and ^{90}Zr // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1959. Vol. 14, no. 11, pp. 1649–1653.
112. Gellie R.W., Lokan K.H. The photodisintegration of molybdenum // *Nucl. Phys.* 1964. Vol. 60, no. 2, pp. 343–348.
113. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V. et al. Intermediate structure of cross sections of photoneutron reactions on isotopes of Mo // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1970. Vol. 11, no. 3, pp. 394.

114. Beil H., Bergère R., Carlos P. et al. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even Mo isotopes // *Nucl. Phys. A.* 1974. Vol. 227, no. 3, pp. 427–449.
115. Shoda K., Miyase H., Sugawara M. (γ , p) cross sections and isospin splitting of the giant dipole resonance in $N = 50$ nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1975. Vol. 239, pp. 397–411.
116. Crasta R., Naik H., Suryanarayana S.V. et al. Photo-neutron cross-section of ^{100}Mo // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2011. Vol. 290, no. 2, pp. 367–373.
117. Utsunomiya H., Goriely S., Kondo T. et al. Photoneutron cross sections for Mo isotopes: A step toward a unified understanding of (γ , n) and (n, γ) reactions // *Phys. Rev. C.* 2013. Vol. 88, no. 1, Art. 015805.
118. Naik H., Kim G.N., Kapote Noy R. et al. Photo-neutron reaction cross-sections for ^{nat}Mo in the bremsstrahlung end-point energies of 12–16 and 45–70 MeV // *Eur. Phys. J. A.* 2016. Vol. 52, no. 7, Art. 195.
119. Varlamov V.V., Stepanov M.E., Chesnokov V.V. New data on photoneutron reaction cross sections // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2003. Vol. 67, no. 5, pp. 656–663.
120. Varlamov V.V., Kaidarova V.D., Stepanov M.E. Reliability of partial photoneutron reaction cross sections for ^{98}Mo // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2018. Vol. 73, no. 1, pp. 68–75.
121. Remizov P.D., Zheltonozhskaya M.V., Chernyaev A.P. et al. (γ , pXn) Reactions on Natural Molybdenum // *Phys. At. Nucl.* 2022. Vol. 85, no. 6, pp. 818–822.
122. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. Investigation of (γ , p)-reactions on zirconium and molybdenum nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2022. Vol. 58, no. 7, Art. 118.
123. Timchenko I.S., Deiev O.S., Olejnik S.M. и др. Cross-sections of photoneutron reaction $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{93m}\text{Mo}$ at the bremsstrahlung energy up to 95 MeV // *Probl. At. Sci. Technol.* 2024. № 3, С. 15–22.
124. Timchenko I.S., Deiev O.S., Olejnik S.M. et al. Cross-section of the ^{95}Nb production on natural molybdenum at the bremsstrahlung end-point energy up to 95 MeV // *Eur. Phys. J. A.* 2024. Vol. 60, no. 3, Art. 60.
125. Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A. и др. Photonuclear reactions on bypassed nuclei ^{84}Sr and ^{92}Mo // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. Т. 82, № 6, С. 779–785.
126. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. Photonuclear reactions on molybdenum isotopes // *Phys. At. Nucl.* 2014. Vol. 77, no. 11, pp. 1427–1435.
127. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. Photodisintegration of Molybdenum Isotopes // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2014. Vol. 69, no. 1, pp. 35–43.
128. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. Nuclear spectroscopy of molybdenum isotopes // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2016. Vol. 71, no. 1, pp. 3–34.
129. Balabekyan A.R., Gaginyan S., Aleksanyan A. et al. Investigation of photonuclear reactions on isotopes ^{51}V , ^{nat}Cu , ^{nat}Mo , ^{115}In and ^{207}Pb at photon energy $E_{\gamma \max} = 20–70$ MeV // *Radiat. Phys. Chem.* 2023. Vol. 204, Art. 110651.
130. Wu D., Lan H.Y., Zhang J.Y. et al. New measurements of $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ and (γ , 3n) reactions using laser-driven bremsstrahlung γ -ray // *Front. Phys.* 2023. Vol. 11, Art. 1178257.
131. Kato T., Oka Y. Yields of photonuclear reactions for photon-activation analysis with high-energy bremsstrahlung // *Talanta*. 1972. Vol. 19, no. 4, pp. 515–525.
132. Kato T. Quantitative evaluation of the photon-activation method in analysis // *J. Radioanal. Chem.* 1973. Vol. 16, pp. 307–327.

133. Palvanov S.R., Razhabov O. Isomer yield ratios of photonuclear reactions at $E_{\gamma \max}$ 25 and 30 MeV // *Atomic Energy*. 1999. Vol. 87, no. 1, pp. 533–536.
134. Kim K.S., Rahman M.S., Lee M. et al. Measurement of isomeric yield ratios for $^{93}\text{Nb}(\gamma, 4n)^{89m,g}\text{Nb}$ and $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn1p)^{95m,g}\text{Nb}$ reactions with 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2011. Vol. 287, no. 3, pp. 869–877.
135. Naik H., Kim G., Kim K. et al. Independent isomeric yield ratios of Nb-95m,Nb-g in the Mo-nat(gamma, pxn) and Zr-nat(p, xn) reactions // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2014. Vol. 300, no. 3, pp. 1121–1130.
136. Thiep T.D., An T.T., Khai N.T. et al. The isomeric ratios in some photonuclear reactions (γ, n), (γ, p), ($\gamma, 2n$), and (γ, np) induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the Giant Dipole Resonance region // *Phys. Part. Nuclei Lett.* 2009. Vol. 6, no. 2, pp. 126–133.
137. Thiep T.D., An T.T., Cuong P.V. et al. Isomeric ratios in photonuclear reactions of molybdenum isotopes induced by bremsstrahlung in the giant dipole resonance region // *Phys. Part. Nuclei Lett.* 2017. Vol. 14, no. 1, pp. 102–111.
138. Timchenko I.S., Deiev O.S., Olejnik S.M. et al. Isomeric pair $^{95m,g}\text{Nb}$ in the photonuclear reactions on ^{nat}Mo at the bremsstrahlung end-point energy of 38–93 MeV // *Chin. Phys. C*. 2023. Vol. 47, no. 12, Art. 124002, pp. 9.
139. Carver J.H., Coote G.E., Sherwood T.R. Isomeric (γ, n) cross section ratios and the spin dependence of the nuclear level density // *Nucl. Phys.* 1962. Vol. 37, pp. 449–456.
140. Costa S., Ferrero F., Ferroni S. et al. Photonuclear study of the isomeric ratio in ^{38}K , ^{89}Zr and ^{91}Mo above the giant resonance // *Nucl. Phys.* 1965. Vol. 72, no. 1, Art. 158–166.
141. Haustein P.E., Voigt A.F. Isomer ratio measurements for ^{91}Mo , ^{137}Ce and ^{141}Nd produced by (γ, n) and ($\gamma, 3n$) reactions // *J. Inorg. Nucl. Chem.* 1971. Vol. 33, pp. 289–294.
142. Khien F.Z., Zui N.K., An' N.T. Study on isomer ratio in (n,2n) and (γ, n) reactions on ^{92}Mo , ^{90}Zr , ^{86}Sr and ^{74}Se // *Yad. Fiz.* 1982. Vol. 35, no. 2, pp. 257–263.
143. Davydov M.G., Magera V.G., Trukhov A.V. Isomeric ratios of the yields (cross sections) of photonuclear reactions // *Sov. At. Energy*. 1987. Vol. 62, pp. 277–285.
144. Naik H., Kim G.N., Schwengner R. et al. Measurement of isomeric ratios for $^{89g,m}\text{Zr}$, $^{91g,m}\text{Mo}$, and $^{97g,m}\text{Nb}$ in the bremsstrahlung end-point energies of 16 and 45–70 MeV // *Eur. Phys. J. A*. 2016. Vol. 52, Art. 47.
145. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S. et al. Photonuclear Reactions on Natural Mixture of Selenium // *Phys. Atom. Nuclei*. 2023. Vol. 86, pp. 725–735.
146. Hoyle F. On nuclear reactions occurring in very hot stars. I. The synthesis of elements from carbon to nickel // *Astrophys. J. Suppl.* 1954. Vol. 1, pp. 121–146.
147. Reeves H., Fowler W.A., Hoyle F. Galactic Cosmic Ray Origin of Li, Be and B in Stars // *Nature*. 1970. Vol. 226, no. 5247, pp. 727–729.
148. Käppeler F., Gallino R., Bisterzo S. et al. The *s* process: Nuclear physics, stellar models, and observations // *Rev. Mod. Phys.* Apr 2011. Vol. 83, pp. 157–193.
149. Heil M., Detwiler R., Azuma R. E. et al. The $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ reaction and its role as a neutron source for the *s* process // *Phys. Rev. C*. 2008. Vol. 78, Art. 025803.
150. Jaeger M., Kunz R., Mayer A. et al. $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$: The Key Neutron Source in Massive Stars // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87, Art. 202501.

151. Cowan J.J., Thielemann F.-K., Truran J.W. The R-process and nucleochronology // *Phys. Rep.* 1991. Vol. 208, no. 4-5, pp. 267–394.
152. Prantzos N., Hashimoto M., Rayet M. et al. The p-process in SN 1987A // *Astron. Astrophys.* 1990. Vol. 238, no. 1-2, pp. 455–461.
153. Lahiri S., Volkers K.J., Wierczinski B. Production of ^{166}Ho through $^{164}\text{Dy}(\text{n},\gamma)^{165}\text{Dy}(\text{n},\gamma)^{166}\text{Dy}(\beta^-)^{166}\text{Ho}$ and separation of ^{166}Ho // *Appl. Radiat. Isot.* 2004. Vol. 61, no. 6, pp. 1157–1161.
154. (Russ) Knapp Jr. F.F., Mirzadeh S., Beets A.L. et al. Production of therapeutic radioisotopes in the ORNL High Flux Isotope Reactor (HFIR) for applications in nuclear medicine, oncology and interventional cardiology // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2005. Vol. 263, pp. 503–509.
155. Dadachova E., Mirzadeh S., Lambrecht R.M. et al. Separation of Carrier-Free Holmium-166 from Neutron-Irradiated Dysprosium Targets // *Anal. Chem.* 1994. Vol. 66, no. 23, pp. 4272–4277.
156. Zeevaart J.R., Szücs Z., Takács S. et al. Recoil and conversion electron considerations of the $^{166}\text{Dy}/^{166}\text{Ho}$ in vivo generator // *Radiochim. Acta*. 2012. Vol. 100, no. 2, pp. 109–113.
157. Haller S., Pellegrini G., Vermeulen C. et al. Contribution of Auger/conversion electrons to renal side effects after radionuclide therapy: preclinical comparison of ^{161}Tb -folate and ^{177}Lu -folate // *EJNMMI Research*. 2016. Vol. 6, Art. 13.
158. Lehenberger S., Barkhausen C., Cohrs S. et al. The low-energy β^- and electron emitter ^{161}Tb as an alternative to ^{177}Lu for targeted radionuclide therapy // *Nucl. Med. Biol.* 2011. Vol. 38, no. 6, pp. 917–924.
159. Tárkányi F., Hermanne A., Takács S. et al. Cross-section measurement of some deuteron induced reactions on ^{160}Gd for possible production of the therapeutic radionuclide ^{161}Tb // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2013. Vol. 298, no. 2, pp. 1385–1392.
160. Tárkányi F., Ditrói F., Takács S. et al. Extension of the energy range of the experimental activation cross-sections data of longer-lived products of proton induced nuclear reactions on dysprosium up to 65 MeV // *Appl. Radiat. Isot.* 2015. Vol. 98, pp. 87–95.
161. Gayoso R.E., Barral M.A., Nassiff S.J. (α , 3pxn) or (α , α pxn) reactions on natural dysprosium // *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 1997. Vol. 218, no. 2, pp. 223–227.